V.L. ブイチコフ, F.S. ザイツェフ

## 連続体力学の方法論による

電磁気現象と重力現象の数理モデリング

増補第3版 MAKS Press モスクワ 2023



UDC 51-73+537+531.51 LBC 22.311 B95



本書第1版は2018年にM.V.ロモノーソフ記念モスクワ国立大学の「学術と教育の 発展にとって傑出した意義を持つ研究コンクール」において最優秀賞を授与された。 著者:

V.L.ブイチコフ 数理物理学博士,ロシア自然科学アカデミー(RANS)会員 F.S.ザイツェフ 数理物理学博士,教授,ロシア自然科学アカデミー(RANS)会員

ブイチコフ V.L., ザイツェフ F.S.

**『連続体力学の方法論による電磁気現象と重力現象の数理モデリング』**, モノグラフ, 増補第3版, モスクワ, MAKS Press, 2023, 780 p.

ISBN 978-5-317-0710-6

https://doi.org/10.29003/m3444.978-5-317-07010-6

ロシアの著名な科学者たちによる本書では、物理的真空、すなわちその中において あらゆる過程が進行しているある種の媒質としてのエーテルの存在という仮説を用い て、基礎的自然現象の研究に対する新たな理論的アプローチが体系的に述べられてい る。本研究では、エーテルは、一般に受け入れられている保存則、すなわち物質\*およ び運動量の保存則を満たす、ある種の1成分連続媒質として理解されている。ファラ デーおよびマクスウェルの研究から150年経った今、実験的に立証されている全ての 基礎的物理法則(マクスウェル方程式、ローレンツ力、ガウスの定理、クーロンの法 則、ビオーサバールの法則、アンペールの法則、電磁誘導の法則、オームの法則、ジュ ールーレンツの法則、ウィーデマン-フランツの法則、万有引力の法則、等々)は、こ れら2つの前提から数学的に導き出されることが初めて示された。これまでパラドキ シカルと思われていた多数の過程のメカニズムの詳細が解明された。

数理モデリングの方法論において採用されているモデルの根拠付けの方法は、提示 されているエーテルの数理モデルは、電磁気過程および重力過程を適切に記述してい ると結論付けることを可能にしている。

幾百もの既知のおよび新たな実験的事実に関する定性的および定量的分析は,経験 を一般化する科学としての物理学の方法論に従い,エーテル―あらゆる過程がその中 で生じている媒質―は存在するという結論を下すことを可能にしている。

本書の内容は,最近 15 年間に行われた著者らの研究作業に基づいている。多くの 結果は,初めて公表されるものである。

本書は、電気力学、電気工学、重力、運動論および連続体力学の領域の専門家、また、これらの科学領域の基本的な基礎に関心を持つ大学院生や学生を対象としている。

本研究は,問題検討の包括性と問題分析の深さという点でユニークなものである。 キーワード:数理モデリング,電気と磁気,重力,運動論,連続体力学,エーテル。

ISBN 978-5-317-07010-6

© Bychkov V.L., Zaitsev F.S., 2016 © Bychkov V.L., Zaitsev F.S., 改訂部分を含む, 2019 © Bychkov V.L., Zaitsev F.S., 改訂部分を含む, 2023 © 装丁 LLC "MAKS Press", 2023

#### Authors:

Vladimir L. Bychkov, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Academician of the Russian Academy of Natural Sciences Fedor S. Zaitsev, Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor, Academician of the Russian Academy of Natural Sciences

#### V. L. Bychkov, F. S. Zaitsev.

Mathematical modeling of electromagnetic and gravitational phenomena by the methodology of continuous media mechanics: Monograph / V. L. Bychkov, F. S. Zaitsev. – 3<sup>d</sup> ed. – Moscow : MAKS Press, 2023. – 780 p.

ISBN 978-5-317-0710-6

https://doi.org/10.29003/m3444.978-5-317-0710-6

The book of well-known Russian scientists systematically presents a new theoretical approach to studying nature's fundamental phenomena using the hypothesis of the physical vacuum, or the ether, as some environment in which all the processes develop. In the proposed studies, the ether is represented as some one-component continuous medium that satisfies generally accepted conservation laws: of matter and momentum. From the appropriate two equations, a number of consequences are obtained to which a physical interpretation is given. For the first time, 150 years after studies of Faraday and Maxwell, it is shown that these two premises mathematically give basic physical laws established experimentally: the Maxwell equations, the Lorentz force, the Gauss theorem; the laws: Coulomb, Biot-Savard, Ampere, electromagnetic induction, Ohm, Joule-Lenz, Wiedemann-Franz, universal gravitation and etc. Details of mechanisms of many processes, that seemed previously paradoxical, have been disclosed.

A method of the model substantiation adopted in the mathematical modeling methodology allows to conclude that the presented mathematical model of the ether adequately describes electromagnetic and gravitational processes.

Qualitative and quantitative analysis of hundreds of known and new experimental facts allows in the methodology of physics, as science summarizing the experiments data, to confirm a conclusion about the existence of the ether (physical vacuum).

The content of the book is based on the works of authors done during the last fifteen years. Many results are published for the first time.

The book is intended for specialists in the field of electrodynamics, electrical engineering, gravity, kinetics, and continuous media mechanics, as well as for graduate students and students, interested in the fundamental principles of these scientific directions.

This work is unique in terms of the comprehensive consideration of the problem and the depth of its analysis.

*Key words*: mathematical modeling, electricity and magnetism, gravitation, kinetics, continuous media mechanics, ether.

#### \*\*\*\*\*\*

#### 日本語版について

本訳書は, "В.Л. Бычков, Ф.С. Зайцев. Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды:Монография. 3-е изд., расшир. и доп. – Москва : МАКС Пресс, 2023. – 780 с."の 全訳である。

本書のロシア語原文をeth21.ru.で入手することができる。また,本書の第2版 (2019) に基づく英語版"F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov. Mathematical modeling of electromagnetic and gravitational phenomena by the methodology of continuous media mechanics. – English edition. – Moscow: MAKS Press, 2021. – 651 p."もeth21.ru.で入手することができる (トップページ左上のEnglishをクリック)。

著者:



ウラジーミル・リヴォヴィッチ・ブイチコフ (Владимир Львович Бычков, Vladimir Lvovich Bychkov),数理物理学博士,ロシア自然 科学アカデミー (RANS) 会員,モスクワ国立大学物理学部指導研究 員。V.L.ブイチコフの研究業績についてはロシア語のサイト "ИСТИНА" (Бычков Владимир Львович - пользователь, сотрудник ИСТИНА – Интеллектуальная Система Тематического Исследования НАукометрических данных (msu.ru))の Бычков Владимир Львович — профиль | ИСТИНА (msu.ru)を参照されたい。



フョードル・セルゲエヴィッチ・ザイツェフ(Фёдор Сергеевич Зайцев, Fedor Sergeevich Zaitsev),数理物理学博士,ロシア自然科 学アカデミー(RANS)会員,モスクワ国立大学計算数学・サイバネ ティックス学部教授。F.S.ザイツェフについては英語版 Wikipedia の 記事"Fedor Zaytsev"(Fedor Zaytsev - Wikipedia)を参照されたい。

訳者:吉田 正友 訳者のサイト:「物理の旅の道すがら」(http://naturalscience.world.coocan.jp)

ここには英語論文も多数掲載されている。

日本語版公開:2024年1月

\* 訳文中の角括弧 [ ]内は訳注である(文献番号および測定単位を除く)。

\* 訳文中の「物質\*」については巻末 p.450 の「訳注」を参照のこと。

\*本書でも論じられている球雷に関するモノグラフ, V.L.ブイチコフ『地球大気中にお ける自然球雷と人工球雷』(2021)が上記の訳者のサイトに掲載されているので是非 参照されたい。(2024 年 11 月追記)

# 目 次

第1版	・第2版まえがき
ぎ3版る	まえがき
的問題	<u>ق</u>
1. 連約	虎媒質としてのエーテルの数理モデルの階層性
1.1.	微視的および巨視的レベルのエーテルモデル
1.2	エーテル方程式と古典的連続体力学の方程式との比較
1.3	エーテルの連続方程式および運動方程式のガリレイ変換不変性
1.4.	エーテルのエネルギー密度およびパワー密度. エーテルの圧力. エーテル
	状態方程式
2. エー	ーテル方程式からのマクスウェル方程式の導出
2.1.	エーテル方程式からの一般化マクスウェル-ローレンツ方程式の導出
2.2.	電場および磁場の計算
2.3.	ベクトルポテンシャル.物理的解釈
2.4.	電場および磁場の一般化振動方程式
2.5.	一般化マクスウェル方程式および古典的マクスウェル方程式のガリレイ変
	換不変性に関する問題の研究
	2.5.1. 数理モデリングおよび物理学における不変性
	2.5.2. ガリレイ変数の変換時における導関数および演算子の変換. オイラ
	ー変数でのエーテルの連続方程式および運動方程式の不変性
	2.5.3. 一般化マクスウェル方程式におけるガリレイ不変性の喪失の原因―
	初期エーテル方程式の非不変変換. 座標系が光速度未満で運動する
	ときの一般化マクスウェル方程式の不変性
	2.5.4. 媒質が存在しないときの古典的マクスウェル方程式のガリレイ非不
	変性および座標系が光速度未満で運動するときのエーテル的解釈に
	おけるそれらの不変性
2.6	. 一般的コメント
3. 電荷	帯とその電場. ガウスの定理. クーロンの法則. 電位. 非回転電場とエーテル
の <u>F</u>	E力勾配との関係. 電荷保存
4. エー	ーテル中における波動過程
4.1.	エーテルの微小振動方程式. 初期エーテル方程式のいくつかの波動解
4.2.	自然の十全な記述にとっての量子力学の不適格性
	<b>4.2.1.</b> 数理モデリングの方法論の立場からの量子力学の基礎の分析
	4.2.2. エーテル方程式からのシュレーディンガー方程式の導出. 波動関数
	のエーテル的解釈. 粒子と波動を同一視することの誤謬性
	4.2.3. シュレーディンガー方程式の適用可能性の条件. 粒子と波動の二重
	性および粒子のトンネル効果の破綻
	4.2.4. 量子力学を根拠付けているとされている実験の解釈の不適切性
	4.2.5. 主な結論······
5. 電荷	兹場のエネルギー
5.1.	電磁場のエネルギー密度およびパワー密度の一般的公式
5.2.	電磁波のエネルギー密度
5.3.	光量子のエネルギー,プランク定数およびド・ブロイ波の解釈
6. エー	- テル中における不連続性. 量子化効果
6.1.	不連続性の自発形成
6.2	不連続面上における条件

6.3. 🛓	量子化の例	91
6.4. 積	滋場および電場の不連続条件のエーテル的表現	91
7.エージ	テル方程式からのビオーサバールの法則の導出	93
8.磁場	を創出する幾何学的物体のインダクタンス	96
9. 電磁語	秀導の基本法則. 起電力. レンツの法則	97
9.1.	電磁誘導の基本法則	97
9.2.		99
10. 渦運	b	101
10.1.	エーテルの渦運動の主な安定構造としての閉じた渦管	101
10.2.	エーテルの渦運動量、渦運動量保存則、磁場モーメントの保存	102
11. 棋質2	からエーテル渦流に作用する外力、部分的または完全に透過可能な 3 次元	
	の場合におけるジュコーフスキー力の一般化	105
11.1	ジュコーフスキーカの一般化	105
11.2	強い外部磁場および外部電場中におけるエーテル体積要素の運動 エー	100
11121	テル体積要素の回転のラーモア半径 エーテルサイクロトロン共鳴	108
12 道体	中における電流	114
121	道休の内外における雷流 アンペールの注則	115
12.1.	マームの注則 雷気伝道性	121
12.2.	ジュール-レンツの注則	121
12.5.	道線内部におけるエーテルの速度分布がそこに創出される磁場お上び	122
12.7.	雪流変度に及ぼす影響	123
125	電価値及に及ぼり影響 超伝道	125
13 正力/	和前の左右によって引き起こされた物体に対するエーテルの力の作用	125
		12/
	メーイの定地のエーナル的相似物 エーナル状態方提さん 「へて 电定され	
14.ヘルン ス効!	メーイの定理のエーアル的類似物.エーアル状態方程式によって規定され 里	120
14.ヘルン る効!	×ーイの定理のエーアル的類似物.エーアル状態方程式によって規定され 果	129
14.ヘルン る効料 14.1.	×ーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって規定され 果 エーテル中におけるベルヌーイの定理. ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129
14.ヘルン る効料 14.1. 14.2	メーイの定理のエーアル的類似物.エーアル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129
14.ヘルン る効り 14.1. 14.2.	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129 130
14. ベルン る効料 14.1. 14.2.	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較 エーテルの外部圧力による中性粒子および荷電粒子の体積中における 保持.粒子が占める体積の収縮.同符号荷電粒子ビームの収縮の例 一般化ジュューフスキーカの作用メカーズ //	129 129 130
14. ベルン る効り 14.1. 14.2. 14.3. 14.4	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129 130 135
14. ベルン る効型 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較 エーテルの外部圧力による中性粒子および荷電粒子の体積中における 保持.粒子が占める体積の収縮.同符号荷電粒子ビームの収縮の例 一般化ジュコーフスキー力の作用メカニズム 運動量の放出を伴わないエーテル中における移動の原理 電子なたび限子中のエーテルの運動エネルギー密度.触知可能な物質*	129 129 130 135 136
14. ベルン る効却 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5.	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129 130 135 136
14. ベルン る効 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5.	メーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	129 129 130 135 136 137
14. ベルン る効却 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5. 14.6.	スーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較 エーテルの外部圧力による中性粒子および荷電粒子の体積中における 保持.粒子が占める体積の収縮.同符号荷電粒子ビームの収縮の例 一般化ジュコーフスキー力の作用メカニズム 運動量の放出を伴わないエーテル中における移動の原理 電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー密度.触知可能な物質* のエーテル流束への転化に基づく技術.エーテルバリック弾薬 チェルノブイリ原子力発電所およびサヤノシュシェンスカヤ水力発電 両における事故のエーテル的公転	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>120</li> </ol>
14. ベルン る効り 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5. 14.6.	スーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>142</li> </ol>
14. ヘルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15. 15.	<ul> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>143</li> <li>143</li> </ol>
14. (ハル) る効り 14.1. 14.2. 14.3. 14.4. 14.5. 14.6. 15. 定常 15.1.	<ul> <li>スーイの定理のエーデル的類似物.エーデル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li> <li>エーテルの外部圧力による中性粒子および荷電粒子の体積中における 保持.粒子が占める体積の収縮.同符号荷電粒子ビームの収縮の例</li> <li>一般化ジュコーフスキー力の作用メカニズム</li> <li>運動量の放出を伴わないエーテル中における移動の原理</li> <li>電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー密度.触知可能な物質* のエーテル流束への転化に基づく技術.エーテルバリック弾薬</li> <li>チェルノブイリ原子力発電所およびサヤノシュシェンスカヤ水力発電 所における事故のエーテル的分析</li> <li>エーテル電束</li> <li>エーテル電束</li> </ul>	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>143</li> <li>143</li> <li>145</li> </ol>
14. ヘルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.	<ul> <li>エーテルでなり、シーテル的類似物、エーデル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理、ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143
14. (ハル)         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.	<ul> <li>スーイの定理のエーテル的類似物.エーテル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>143</li> <li>143</li> <li>145</li> <li>147</li> </ol>
14. ペルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16. エージ	<ul> <li>スーイの定理のエーアル的類似物.エーアル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143 145 147 149
14. ペルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16. エージ         16.1.	<ul> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>143</li> <li>143</li> <li>145</li> <li>147</li> <li>149</li> <li>150</li> </ol>
14. ペルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16. エージ         16.1.         16.2.	<ul> <li>スーイの定理のエーアル的類似物、エーアル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143 145 147 149 150 153
14. ペルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16. エー:         16.1.         16.2.         17. 物体の	<ul> <li>スーイの定理のエーデル的類似物、エーデル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理、ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143 145 147 149 150 153 157
14. ペルン         る効         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15.定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16.エージ         16.1.         16.2.         17.物体の         17.1.	<ul> <li>スーイの定理のエーアル的類似物.エーアル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	<ol> <li>129</li> <li>129</li> <li>130</li> <li>135</li> <li>136</li> <li>137</li> <li>139</li> <li>143</li> <li>143</li> <li>145</li> <li>147</li> <li>149</li> <li>150</li> <li>153</li> <li>157</li> <li>157</li> </ol>
14. ペルン         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16.1.         16.2.         17. 物体の         17.1.         17.2.	<ul> <li>スーイの定理のエーデル的類似物、エーデル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143 143 145 147 149 150 153 157 157
14. (ハ)         る効!         14.1.         14.2.         14.3.         14.4.         14.5.         14.6.         15. 定常:         15.1.         15.2.         15.3.         16. エー・         16.1.         16.2.         17. 物体の         17.1.         17.2.         18. 電気:	<ul> <li>スーイの定理のエーテル的類似物、エーテル状態方程式によって規定され</li> <li>エーテル中におけるベルヌーイの定理.ベルヌーイ積分とエーテル状態 方程式の比較</li></ul>	129 129 130 135 136 137 139 143 143 143 143 145 147 149 150 153 157 157 157

	18.2.	電気回路のパワー	159
	18.3.	電気化学セル中および気体放電中における電気抵抗	161
	18.4.	導線中における電気抵抗	162
	18.5.	電気容量, コンデンサー	164
	18.6.	形状が不変な回路中の電流の方程式	166
	18.7.	渦なし磁場のときの電流のエネルギー密度	168
	18.8.	磁場中における閉回路中の通電導体の磁気エネルギー.回路中の磁気エ	
		ネルギー密度	169
	18.9.	通電回路の全電磁気パワー. ウモフ-ポインティング・ベクトル	172
	18.10.	真空中における電流によるワイヤーの爆発.爆発的電子放出	173
	18.11.	ジュコーフスキーの起電力. 単極発電機	176
	18.12.	ホール効果. ホール定数	180
	18.13.	静電効果	182
	18.14.	静電装置	187
	18.15.	電荷保存則を長い時間間隔において検証するための実験	189
	18.16.	トロイダルトラップ中におけるプラズマの保持. プラズマの数理モデル	
		の一般化	190
19.	磁気現	象の解釈	193
	19.1.	磁区および永久磁石によって創出されるエーテル流束	193
	19.2.	磁石と強磁性材料	196
	19.3.	導電性非磁性材料と磁石	200
	19.4.	通電導体と磁石	201
	19.5.	磁石同士の相互作用	201
	19.6.	永久磁石系の移動に基づく機関またはエネルギー発生装置の創出の試	
		みについて	202
20.	非擾乱	エーテル密度の推定	204
	20.1.	エーテル密度の測定単位	204
	20.2.	レーザーを用いた実験に基づく推定	205
	20.3.	エーテルモデルを用いた光子およびその中の電磁場の特性の推定	205
	20.4.	光子のエーテルモデルおよびその運動量から導き出される推定	207
	20.5.	電子および陽子のエーテルモデルを適用した推定	208
	20.6.	クーロン障壁に関するデータに基づく推定	211
	20.7.	主な結論. エーテル密度の値	212
	20.8.	真空の誘電率を非擾乱エーテル密度として採用することの誤り	213
21.	エーテ	ルの担体―ニュートニウム―の構造. エーテル中および物質中における	
	運動論	的効果	215
	21.1.	非擾乱エーテルの圧力	215
	21.2.	エーテルの担体―ニュートニウム―の質量およびサイズ. ニュートニウ	
		ム間の平均距離	216
	21.3.	カオス熱運動時および定向運動時におけるニュートニウムの分布	219
	21.4.	物理学における非平衡・不可逆過程のモデルおよび移動係数に関する概	
		観. 運動論の記述に対するニュートニウムの適用	222
	21.5.	エーテル中における伝熱. エーテルの熱容量	224
	21.6.	固体物質中における伝熱	230
	21.7.	エーテルの粘性	237
	21.8.	エーテル中における自己拡散	234
	21.9	自由雷荷の非存在下におけろエーテルおよび物質の雷気伝道	234

	21.10.	電気伝導のエーテルモデルのパラメーターの実験データによる推定	240
	21.11.	金属中およびエーテル中におけるウィーデマン-フランツの法則	243
	21.12.	固体材料および液体の内部におけるエーテルの圧力	246
	21.13.	板と平滑面の粘着,カシミール効果.物体の状態の相転移.放射性崩壊	248
	21.14.	接触面における現象	249
	21.15.	化学元素の電気陰性度	250
	21.16.	気体放電中におけるエーテル電流密度	250
	21.17.	エーテルモデルにおいて熱力学的エントロピー概念を適用することの	
		非適切性	251
22.	ローレ	ンツ力および重力の力の発生を引き起こす境界層の半径の推定	256
	22.1.	荷電体	256
	22.2.	質量を持つ物体.エーテル重力束の地球周りの回転速度,圧力勾配およ	
		び圧力の推定	257
23.	エーテ	ルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ	260
	23.1.	電気力学および重力の主な一般法則	260
	23.2.		260
		23.2.1. 固体導体中における自由電子モデルの内部矛盾	261
		23.2.2. 伝導の電子論における実験の解釈の問題点	262
		23.2.3. 導線内部のエーテル流の計算	265
	23.3.	単極発電機を用いた実験. アスプデン効果	269
	23.4.	電磁波の運動量. 推進機関 EM ドライブについて	275
	23.5.	金属の熱伝導	276
		23.5.1. 重力場中における熱伝導	276
		23.5.2. 回転する円板中における熱伝導	284
		23.5.3. 振動の存在下における熱伝導	290
	23.6.	外部磁場の非存在下における物体の回転	290
		23.6.1. 回転するコイルを用いたトルマンとスチュアートの実験	291
		23.6.2. 回転する螺旋を用いたレピョーシキンの慣性実験	295
		23.6.3. 回転する超伝導体, 強磁性体その他の物体による磁場の創出. ロ	
		ンドンモーメント. バーネット効果. 重力磁気的ロンドンモーメ	
		$\succ$ h	298
		23.6.4. 磁性円板の回転によるエーテル中におけるファントムの創出	303
		23.6.5. 音叉によって創出される電磁場	304
		23.6.6. 回転する非磁性円板の磁場. 実験計画法	304
		23.6.7. 回転する円板およびベーンを用いた実験	306
		23.6.8. いくつかの実験における物体の運動をエーテルとの力学的相互	
		作用の結果としている誤った解釈	313
	23.7.	回転による材料の崩壊について	314
	23.8.	レーザーによる材料の崩壊	316
	23.9.	工学的真空中における実験	316
		23.9.1. 暗電流	317
		23.9.2. 磁石の存在下における暗電流	326
		23.9.3. 風車	329
		23.9.4. 卍形回転体	330
		23.9.5. 非対称コンデンサー. ビーフェルド-ブラウン効果. リフター. 改	
		変型卍形回転体	332
		23.9.6. 導体からの自発電子放出と電子の光子放出	335

	23.9.7. 破壞電流	338
23.10.	重力に対する反作用.エーテル重力束の遮蔽とその変化	339
	23.10.1. 部分的に超伝導性を持つセラミック円板の磁場中における回	
	転. ポドクレトノフの実験における重力に対する反作用	339
	23.10.2. 超伝導体で囲まれた真空管中における電子の重量のエーテル重	
	力束の遮蔽による減少	345
	23.10.3. 引力の変化に関する V.V.チェルノフの実験. 回転する鋼製はず	
	み車,電流および回転する磁石によるエーテル中におけるファ	
	ントムの創出	346
	23.10.4. 原子粉末によるエーテル重力束の遮蔽	350
	23.10.5. 重力に関する実験装置の設計	352
23.11.	エーテル中におけるチェレンコフ放射	353
23.12.	フォン・ブラウンの初期の衛星の軌道異常	355
23.13.	ボールベアリングモーターの動作原理のエーテル的解釈	359
	23.13.1. ボールベアリングモーターの最も単純なエーテルモデル	361
	23.13.2. エーテルモデルの分析	365
	23.13.3. 結論と適用の見通し	369
23.14.	常温核反応(LENR)時に観測される奇妙な放射	370
24.球雷の	エーテルモデル	373
24.1.	球雷の異常な性質	373
24.2.	エーテルを考慮せずに球雷を説明する試み	374
24.3.	球雷の最も単純なエーテルモデル.異常な性質の解釈	375
24.4.	球雷に関するテスラの実験の解釈. 電気装置における異常現象の共振メ	
	カニズム	381
25.地球の	構造のエーテルモデル	385
26. 生物系	の情報構成要素とその発現	391
27.タイム	「トラベル」	393
あとがき…	0	395
付論 1. アン	/ペール方程式の導出	399
付論 2. エー	- アル風の探索について	401
付論 3. 運動	かずる光源について	404
付論 4. 石ゼ	」かセロの運動万程式の場合のフクフンシュ粒子の軌道	406
付論 5. エー	- アルと関係する新にな測正単位糸	407
付論 6. 低/□	と力下の空気中における電子およい1オンの濃度	409
竹舗 ハコレ	1 丁放電中におけるイオン風	412
义 歌	tm ケン ケ ナ 技	41/
第 4 版で追 第 9 時本追	/// こ 4 し ん 入 要	421
- <b>舟</b> 3 似じ迫 	///こと要素を	428
10頁 の 開加	lに関リる茂八州の単八は村子伯の垤阱 に関力な発言かたの引田	435
半 音い 宿 版	に 思っる 第日 1 つう 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1 1	430
平音の万仏	<b>冊と柘木いりり省ん・定曲・米理所</b>	438
「和沖」≕□	(1)	440
L訳社」訳	メ甲♡ 「物頁*」 に*フレ゙ (	450

#### 第1版・第2版まえがき

現代物理学においては、あらゆる過程がその中で進行しているある種の媒質として の物理的真空の存在に関する仮説を用いた自然現象の解釈が、半世紀以上にわたる忘 却の後、再び広く普及しつつある。以下、簡単のため、この媒質をエーテルと呼ぼう。

本書の最も重要な課題は,相対論を導入することなく,連続体力学[=連続媒質のカ学] の方法論によって重要な意義を持つ類の巨視的現象を解釈することが可能であるこ とを実証すること,連続媒質のパラダイムの枠内における基本的物理法則の研究を促 進すること,また,エーテル理論を自然現象の分析の際の基本概念として確立するた めのエーテル理論支持者たちの努力を結集するための共通のプラットフォームとな る見込みのある数学的形式について,詳しく記述することである。

本書で検討されるエーテル概念は、18-20世紀のエーテル概念[98]とは著しく異 なっていることをただちに強調しよう。本研究におけるエーテルは、一般に受け入れ られている保存則、すなわち物質\*および運動量の保存則を満たす、ある種の1成分連 続媒質として理解されている。連続方程式およびニュートンの第2法則の形でのこれ らの保存則の数学的表現を、エーテル方程式と呼ぶことにしよう。応用数学において 認められているレベルの厳密性を持ったそれらのエーテル方程式からいくつかの帰 結が得られ、それらに対して物理的解釈が与えられた。新たな理論的結果と、電気現 象、磁気現象、重力現象および運動論的現象に関する実験的に立証された基本的物理 法則および物理実験データとの比較が行われた。良い一致が示された。これまでパラ ドキシカルと思われていた多数の過程のメカニズムの詳細が解明された。従来の物理 的解釈は適用範囲が限定的であり、いくつかの場合には間違っていることが再度裏付 けられた。

数理モデリングの方法論 [1-5] においては,数理モデルは,そこから導き出される 帰結が十分に確立された全ての実験的事実と一致していれば,適切なモデルとみなさ れる。それゆえ,数理モデリングの方法論によれば,連続方程式およびニュートンの 第2法則の形で表現されているエーテルの数理モデルは,電磁気過程および重力過程 の記述に適合していると結論付けることができる。

エーテル理論の論理構築は、物理学において普通用いられている論理構築よりはる かに透明である。すなわち、エーテル方程式およびエーテル状態方程式が要求するの は実験的検証なのであって、多数の物理法則の様々な定式化ではない。ここでは、そ れらの定式化はエーテル方程式からの形式論理的な帰結として導き出される。ただし、 いくつかの物理法則のエーテル方程式からの導出の際における推論の数学的側面は、 かなり複雑なものになる可能性がある。

行われた研究は,連続体力学および電気力学の領域でよく知られている情報[6-39] に依拠している。本研究では,それらの情報は,電気的,磁気的,重力的および運動 論的過程のエーテル的解釈を得るために体系化され,発展させられている。

原子時および原子間距離のスケールにおけるエーテルの微視的力学に関する方程式 は、文献[40]において N.A.マグニツキー[Nikolai Alexandrovich Magnitskii,「文献」末尾(p.433) の訳注参照]によって提唱された。微視的レベルのエーテル方程式は、文献[41-44]に おいて V.L.ブイチコフによって提唱された。エーテルの数理モデルの階層性は、論文 [45]において検討されている。これらの研究のいくつかの結果は本書において紹介 され、発展させられている。 文献 [40,46-50] およびそれらに掲げられている文献一覧の研究は,エーテル中に おける微視的レベルの過程の解明をテーマとしている。本書では,主として巨視的レ ベルの現象が論じられる。

本書では、次の新たな結果が示されている。文献 [45] のアプローチを用いて、巨 視的レベルの効果を考慮に入れて、巨視的レベルのエーテル方程式からマクスウェル 方程式を一般化する方程式系が導出された。電荷、ガウスの定理、クーロンの法則、 電位、電流、電磁エネルギー、静電効果のエーテル的解釈が与えられた。エーテル状 態方程式が提唱された。ビオーサバールの法則、起電力、インダクタンスおよび抵抗に 関する公式、電流に関するアンペールの法則、オームの法則、ジュールーレンツの法則、 電荷の場合のローレンツ力、ホール効果における電位差、ウィーデマン-フランツの法 則がエーテル方程式からの数学的帰結として得られた。多数の効果が定量的に研究さ れた。エーテル方程式と液体および気体の力学方程式との違いが考察された。液体お よび気体の運動方程式はエーテルの運動方程式の個別的場合として解釈することが できることが示された。定常エーテル流束の数学的分類が与えられ、電束、重力束 [gravitational flux] および磁束に区分された。エーテルの担体一ニュートニウムーの構 造が検討され、エーテルの熱伝導、熱容量、粘性および電気伝導が推定された。

本書で提唱されている連続方程式およびニュートンの第2法則に基づくアプローチ では、物理学の多数の基本的現象やパラドックスの自然な説明が見出される。それは 例えば、粒子と波動の二重性; 電場および磁場中における反対符号に荷電した物体の 相異なる挙動; 重力相互作用; 超伝導も含め,磁石および電流と関係する現象; 物 体と平滑面との相互作用; 物体の相状態; 過程の量子化; 導体間における非接触電 荷移動である。なお、ここでは量子力学モデルおよび量子力学の公準や原理の集合体 は利用されていない。

上に列挙した現象の現代物理学による説明における困難は、現代物理学において検 討から完全に排除されているエーテル的効果を考慮することが不可欠であることを 示している。

非粘性媒質中において多数の物体の挙動を決定している主要な力の1つは、ジュコ ーフスキー力(揚力)である。この力の理論的研究は1902-1906年に始まった。本書 では、一般化ジュコーフスキー力の発生が、2つの最も基本的かつ謎めいた現象、す なわち電場中においては異符号に荷電した物体が相異なる側へ運動し、磁場中におい てはそれらの物体が反対方向に回転するという現象を自然な仕方で説明することを 可能にすることが示されている。さらに、渦運動時に発生する力は、導体と電流の相 互作用に関するアンペールの法則の自然な解釈を与えることを可能にする。

ジュコーフスキー力の役割も含め、連続媒質の力学モデルに関する研究は、歴史的 視点から見ると、多くの時間と傑出した科学者たちの著しい努力を必要とする、かな り複雑な課題であることが判明した。その複雑さとは、ジュコーフスキー力は一般的 な場合にはある体積の中で発生するが、ジュコーフスキー力が作用する物体は、流れ に対して部分的に透過性を持っている可能性があるということである。実際、この研 究領域において、細部まで仕上げられ、人々から深い理解を得た結果が初めて出現し たのは、ようやく前世紀の前半に入ってからであった[6-9, 17, 19]。もしかすると、 それ以前には幅広い科学者共同体にとって理解し得るような形での連続体力学モデル の詳しい分析が存在しなかったことが、媒質(物理的真空、すなわちエーテル)概念 を否定し、受け入れがたいパラドックスを用いて実験や自然現象を解釈している相対 性理論が広まった原因の1つになったのかもしれない[74,77-81]。それは例えば、 光速度で運動する光子は、点にならなければならないということも含め、光速度に達 すると幾何学的特性を失う; 質量、電場および磁場は無限大に向かう; 時間が止ま る(時計のパラドックス)といったパラドックスである[29,§106,§111; 14, p.317-319]。

数理モデリングの方法論の観点から見ると、相対性理論は、出発点となる独自の公 準を持った自然に関する一種の数理モデルである。本書では、このモデルは批判も反 論もされない。このモデルの代わりとして、それよりはるかに説得力のある現象の説 明を与える、自然に関するそれとは別の一般的数理モデルが提唱される。このモデル では、物質\*および運動量の保存に関するわずか 2 つの基本法則から、実験的に立証 されている全ての基本物理法則が得られている。

量子力学もまた、自然に関する一種の数理モデルである。このモデルは、その創始 者たちおよび信奉者たちの意見によれば、古典物理学のアプローチより大きな一般性 を自負している [251(a)]。しかし、量子力学の出発点をなす前提の詳細な分析は、量 子力学は自然の十全な記述には役立たないことを示している(本書第3版で追加され た§4.2 参照)。

マクスウェル方程式およびシュレーディンガー方程式を基礎として取り入れた相 対性理論および量子力学は、本書に提示されている連続体力学より劣っている。なぜ なら、マクスウェル方程式およびシュレーディンガー方程式からは、今のところ、物 理学の全ての基礎的な実験的法則は数学的に得られていないからである。

本書で提唱されているエーテル理論は,事実上,20世紀物理学が求めている場の統 一理論を与えている。

物質\*で満たされている空間というコンセプトを放棄した理論物理学は,物理的解釈 を持たない波動関数を用いて自然を認識しようと試み,その内容を解明することなし に場を操作し,相矛盾する性質,あるいは実験で検証したり一義的に裏付けることの できない性質を多数の対象物のモデルに付与し,理論物理学の根底に横たわっている 公準の見直しを禁止している。それゆえ,理論物理学にとっては,新たなパラダイム を受け入れること,より正確に言えば,空間の理解の新たなレベルにおける空虚でな い空間のパラダイムに回帰することは難しい。しかし,社会発展の弁証法によれば, そのような回帰は不可避である。なぜなら,より適切な自然のモデルが社会にとって 必要な新技術の創出をもたらすのに対し,より不適切な自然のモデルは進歩を妨害す るからである。

提唱されている数理モデルは、ガリレイ変換に対して不変な連続媒質(エーテル) の連続方程式および運動方程式に立脚している。ここでは、電気力学および重力の全 ての基礎的な実験的法則は、それらの方程式からの数学的帰結として得られている。 それゆえ、この数理モデルは、ガリレイ-ニュートンの相対性原理を裏付けている。こ の原理によれば、物理学の全ての方程式および法則は、ガリレイ変換に対して不変で なければならない。

第2版で増補された§2.5.4.では、古典的マクスウェル方程式は、空虚中においてで はなく、媒質中で検討される場合には、座標が光速度未満で運動するとき、ガリレイ 変換に対して不変であることが示されている。一般的場合におけるマクスウェル方程

#### 式の不変性の喪失は、エーテルの運動方程式の非不変変換によってもたらされる (§2.5.3, §2.5.4 参照)。

19世紀以来,電磁気現象の流体力学的解釈が研究・学習文献において幅広く提示されていることに注目するべきである [6-9; 16-20; 34, p.136]。しかし,本研究以前には,連続体力学の方法に基づいた電気力学および電気工学に関する首尾一貫した体系的研究は事実上行われてこなかった。エーテルの数理理論を構築するにあたっては,連続体力学の方程式を一般化し,一般的な3次元の場合における連続媒質の運動を検討する必要が生じた。

実験的事実の蓄積,そして一般に受け入れられている物理的解釈の説得力の欠如が, 最近数十年間における,自然現象に関する様々なエーテル的理解の活発な発展をもた らした。エーテルの研究に対する現代的アプローチおよびいくつかの実験に関する文 献については,「あとがき」(p.395)において手短に考察されている。本書に述べられ ているエーテル理論は,実験的事実の分析に対する物質\*および運動量の保存則の体系 的適用,論理的一貫性,そして数学的検討の徹底性を特徴としている。

エーテル風の探索および運動する光源に関する実験に関する問題は本書における 研究対象ではないが、これらの問題が付論2および付論3で手短に考察されている。 そこでは、物理学で受け入れられているそれらの実験の解釈の論拠が薄弱であること が示されている。

§23 には、多数の既知のおよび新たな実験が挙げられている。それらの実験は、経験を一般化する科学としての物理学の方法論に従い、あらゆる過程がその中で生じている媒質としてのエーテルは存在するという結論を下すことを可能にしている。

アインシュタインが後期の研究(例えば[99]参照)において,相対性理論のパラ ダイムの論理的分析の結果,物質\*,場,エネルギーに関する共通の基礎に関する課題 を設定するに至ったことに注目したい。現在,アインシュタインのそれらの研究を土 台として,相対性理論の枠内で,自然現象をある種の媒質中で進行している現象とし て検討するという研究方向が発展しつつある。物理学分野の主要な高等教育機関では, これに該当する科目が教授され始めている。例えばモスクワ物理工科大学[MIPT]では, 2009年から,空虚な空間を用いない電気力学の科目が学生の教育プログラムに含ま れるようになった[100]。このような傾向は,20世紀に支配的であった自然現象の理 論的解釈の見直しを行う必要があることの,さらなる裏付けを与えている。

本書では,相対性理論および量子力学は利用されておらず,それらの代わりに別の 自然モデルが提唱されていることを再度強調しよう。

本書では、電気量および磁気量の測定のための絶対ガウス単位系を含んでいる CGS 単位系が採用されている。この単位系は人為的に導入されたパラメーター $\varepsilon_0$ および $\mu_0$ を含んでいないので、SI単位系と比べ、エーテルを記述する上でより都合が良い(§20.8 参照)。

いくつかの解析解は Maple 記号計算システム [247] を用いて得られた。

本書で述べられている内容は,エーテル存在仮説およびエーテルの物理的解釈に対 する態度の如何にかかわらず,電気現象,磁気現象および重力現象の詳細研究のため の新たな有効な数学的ツールとして検討することができる。

応用数学の方法を用いた新たな理論的ツールの適用は,文献 [50] の研究において 始まった。この方向性での研究は,この上なく重要な意義を持っている。なぜなら, 直接的観測から隠れている自然現象の詳細の理解は,エネルギーの生産および保存, 情報処理,空間移動,重力の力の制御のための新原理に基づく装置および技術の創出 の可能性を開くからである。

本書第1版に引用されている,公開出版物におけるいくつかの公表文献はLLC "New Inflow" (ロシア,モスクワ)の支援の下で作成されたものである。

本書第1版[101]は、特に自然の基本法則に取り組んでいる科学者たちの間で大 きな関心を呼び起こした。全発行部数が半年足らずで売り切れになった。本書の概要 がM.V.ロモノーソフ記念モスクワ国立大学の物理学部および力学・数学部、ロシア科 学アカデミー力学問題研究所における報告、ロシア諸民族友好大学で開催された物理 学の現代的問題をテーマとするセミナー、その他の組織において紹介された。いくつ かの報告およびそれらに関する討議のビデオ、またプレゼンスライドをサイト[248, 249]で見出すことができる。

2018年,本書第1版はM.V.ロモノーソフ記念モスクワ国立大学の「学術と教育の発展にとって傑出した意義を持つ研究コンクール」で優勝を収めた。

第2版では、考察される問題の範囲が広げられ、いくつかの定式化が精緻化され、 一連の些細な誤記が訂正されている。運動論的エーテル理論が構築された。エーテル の熱伝導、熱容量、粘性、自己拡散および電気伝導が検討されている。固体物質中に おける熱伝導および電気伝導のエーテルモデルが提示されている。様々な現象の解明 に対するエーテル理論の適用の実例による説明に大きな注意が払われ、70以上の実験 が分析されている。新たに設けられた節および重要な修正がなされた節を列挙しよ う: まえがき、§1、§1.4、§2.4、§2.5、§12.2、§12.3、§16.1、§18.2、§18.10-18.14、§21、§22.2、 §23-25、あとがき。

筆者らは、ソ連閣僚会議賞受賞者、ロシア自然科学アカデミー(RANS)準会員、工 学準博士ウラジーミル・アレクサンドロヴィッチ・チジョフ[Vladimir Alexandrovich Chizhov] 氏に、本研究に大きな関心を持ち、理論に関する諸問題について考察し、電気機械を 用いた実験など、いくつかの実験の実施と解釈に参加し、実り豊かな創造的雰囲気を 創り出してくださったことを深く感謝する。筆者らは、M.V.ロモノーソフ記念モスク ワ国立大学物理学部職員イーゴリ・ニコラエヴィッチ・ステパノフ [Igor Nikolaevich Stepanov]氏に、いくつかの装置を製作してくださったことを感謝する。筆者らは、セ ルゲイ・ミハイロヴィッチ・ゴジン [Sergey Mikhailovich Godin]氏に、一連の実験に参加 し、精密測定を実施し、実験結果について考察してくださったことを感謝する。

#### 第3版まえがき

本書の第1版は2016年,第2版は2019年,英語版は2021年に出版された。本書 はサイトhttp://eth21.ruで無料でダウンロードすることができる。第3版の出版時点 までのダウンロード数は約9000回に達した。これは専門的な学術文献としてはかな り大きい数字である。

筆者らは、モスクワ物理工科大学の卒業生イリヤ・アレクセエヴィッチ・グドフシ チコフ [Ilya Alekseevich Gudovshchikov]氏に、エーテル研究領域における研究者たちの努 力を統合し、研究に参加し、第3版および英語版の出版を支援してくださったことに 感謝する。

筆者らは、ドミトリー・スタニスラヴォヴィッチ・ロシネツ[Dmitry Stanislavovich Losinets] 氏に、YouTube のチャンネル«Osenilo» [250] で本書に関する情報を拡散しておられ ることを感謝し、エーテルコンセプトのプロモーションと普及に関する彼の努力を高 く評価する。

本書では、そこでは全ての対象物および過程がエーテルの運動として検討される自 然のモデルが定量的な形で叙述され、根拠付けられている。

本書は,新原理に基づく技術,装置および具体的な系に関する理論,例えば生物系 に関する理論の開発のための科学的基礎として,また,エーテル中における諸過程の 数学的記述および解釈に関する便覧として利用することができる。

本書は、物理学、数理モデリングおよび連続体力学の領域の専門家を対象としている。

それより幅広い読者層にとっては、本書のまえがき、あとがき、数式が最小限しか 含まれていない個別の節だけを読んでも面白いかもしれない。ただし、一般向けの科 学書の形で叙述されている一般論的な推論やコンセプトは、しばしば人を夢中にさせ、 心を虜にするものであるが、普通、それらは新技術の構築や当該の技術的装置のパラ メーターの計算に関する具体的な方法を提案していないということを念頭に置いてお くべきである。

本書の内容の概要を知るためには、サイト http://eth21.ru に掲載されている、本書の概要に関するスライドやビデオを見ることから始めるのがより容易な方法である。

本書には大量の情報が含まれている。本書を理解するためには,連続体力学,電磁 気学,熱力学,数理物理学,数理解析,等々の基礎に関する予備知識が必要とされる。 これらの各題目に関する教科書は,分厚い本1冊,あるいは2冊にもなる。

今列挙した科学領域に関する基礎知識を持っていない、あるいは喪失してしまった 一部の研究者たちは、我々の本はあまりにも難しすぎると主張している。それはそう ではないことは、例えばプラズマの数理モデルリングに関するモノグラフ [57,58] に ざっと目を通してみれば、容易に納得することができる。まさにこれらの本こそが、 本当に理解困難な本なのだ!

第3版は第2版の発展である。ここには、筆者らが2018年以降同僚たちと共同で 研究してきた重要な結果が含まれている。それだけでなく、いくつかの定式化が精緻 化され、説明が補足され、一連の些細な誤記が訂正されている。

§4.2 では,量子力学の数理モデルは自然の十全な記述に適さないことを示す,適切 な世界認識にとってきわめて重要な新たな結果が述べられている。

§10.1 では、閉じた渦管がエーテルの渦運動の構造の安定性の基礎であることが示

されている。

§14.2, §14.3 では, エーテル状態方程式によって規定される物理的効果が考察されている。それらの効果は、ベルヌーイ積分の保存と関係する効果と類似しているが、しかし、ラグランジュ粒子の軌道上だけでなく、媒質の任意の点において生じる。

§14.5 の冒頭では、電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー密度が推定されている。電子または陽子が崩壊し、エーテル流束に転化するときの条件が考察されている。

§14.4, §14.5 では, エーテルバリック技術と呼ぶことのできるエーテル技術が提唱されている。

§14.6 では、チェルノブイリ原子力発電所およびサヤノシュシェンスカヤ水力発電 所における事故のエーテル的分析が与えられている。これらの事故に関するあらゆる 角度からの研究は、たとえそれが一見したところいかに奇妙な研究に思われようと、 壊滅的な結果と人的犠牲を伴う新たな事故の予防にとって、きわめて重要な意味を持 っている。これらの事故は、エーテル的な性格を持っている可能性があることが示さ れた。このような結果は、説得力のある説明を与えられていない、人為的原因による 全ての事故をエーテル的立場から分析するという課題を焦眉のものとしている。

エーテルの研究を放棄した 20 世紀物理学は,高いエネルギー密度を持つ装置の安 全運用に関する十全な勧告を与えることができないことを強調しよう。その結果,そ のような物理学は,多大な破壊と犠牲を伴う事故の確率を低減する能力を持つことが できない。それとは逆に,自然のエーテル的理解は,その値の超過がカタストロフィ ーを招く可能性のある,諸パラメーターの臨界値を推定することを可能にする(§14.6 の末尾参照)。

**§18.5**の末尾では、コンデンサー中における電荷の保存場所に関する問題が考察されている。

§18.15 では、長い時間間隔における物体による電荷保存則を検証するための簡単な 実験が提案されている。

§19.1 の末尾では、有名な物理過程モデリングソフトウェアパッケージ COMSOL Multiphysics [284] を用いて行われた永久磁石の外部および内部におけるエーテル流 東密度の計算が示されている。

**p.336** では,導体表面上における電子の誕生の可能性に関する予想が定式化され, 部分的に裏付けられている。

§23.10.3 では、重力の変化に関する V.V.チェルノフの実験が記述されている。その実験 は、重力質量および引力の出現をもたらす、地球近傍におけるエーテルおよびエーテル重 力束の存在のさらにもう1つの裏付けを与えている。

§24.3 (p.377) では、球雷の最も単純なモデルに関して得られた球雷の運動エネル ギー密度の値(360)が、一般的な場合には、その大きさのオーダーの点で、電子および 陽子中のエーテルの運動エネルギー密度の推定に対して適用可能であることが根拠付 けられている。

エーテル理論は新たな重要な応用を見出している。それらの応用の中で特に有意義 なのは、V.L.ゴルジェフスキー [Valentin Leonidovich Gordievsky] のモノグラフ [357] であ る。そこでは、我々のエーテル理論に基づき、高等生物の微妙な情報的発現の科学的 分析が行われている。モノグラフ [357] では、その観測の確実性が疑いのない、多数 の超常現象および精神物理学的現象が,様々な情報構造の創出および長期間の保存に おけるエーテルの巨大な可能性の発現として,信頼し得る科学的根拠を見出した。そ の際,[357]における研究は,事実上,エーテルの存在というパラダイムにおける実 験物理学の方法論に従って行われている。§26はこれをテーマとしている。

§27 では、過去の事象の観測および未来の事象の予言の可能性に関する問題が手短 に言及されている。この節は、エーテル理論は今やこのテーマについて語ることがで きるのではないかという、時間現象の研究者、本書の読者および本書の概要紹介のス ライド・ビデオの視聴者たちから寄せられた質問との関連で第3版に追加された。

新たな結果が含まれているそれ以外の節および重要な変更が加えられた節を列挙し よう:第2版のPDFファイルにおける補足1-7が, §9.2,§11.2,§21.16,§21.17,§23.12, §23.13, §23.14 として挿入された; p.438 以降では,本書の方法論および結果のすり 替え・歪曲・無理解が分析されている。

このまえがきでは、エーテル的解釈におけるエーテルの密度および巨視的物体の質 量という概念に関する手短な概論を述べておこう。なぜなら、これらの概念こそが、 エーテル理論の理解と受容における主な困難を引き起こしているからである。理解上 の難問題は、媒質によって満たされている空間という十全なコンセプト、また、質量 および重力の発生メカニズムに関する明瞭な表現が現代物理学には存在しないこと (例えば「26. p.326]参照)に起因している。

20世紀における物理学の構築は、空虚な空間というパラダイムの中で行われた。ようやく 20世紀末になって、多数の実験の説明の説明が困難になったという事情が、 それでもやはり、物理学的真空—ある種の媒質に満たされている空間—という概念を 物理学に導入することを余儀なくさせた。

ある種の媒質が存在しており、その存在が現代物理学によってさえ受け入れられて いるからには、その媒質が解明されなければならない。

その媒質の内容に関しては、現代理論物理学が持っている独自の表現を含め、多数 の理論的表現が存在している。しかし、それら全ての表現は、本書で述べられている 理論に負けている。なぜなら、それらは、物理学における事実上**全ての**既知の実験的 法則の、媒質の主な性質からの数学的導出を与えていないからである。

我々は,空間を満たしている媒質のために「エーテル」という用語を用いている。 なぜなら,「物理的真空」という用語は空虚でない空虚を意味しており,それゆえ,内 部矛盾をきたしているからである。

理論物理学は、その方法論の基礎の中に不適切な慣行を取り入れていることに注目 しよう。それは、対象物に対して相矛盾する性質を与えている一方で(粒子と波動の 二重性; 仮想粒子; 物理的真空; 物理的解釈を持たない波動関数; 相異なる速度 で並進的および直線的に運動している全ての基準系において、測定される光速度が同 ーとされていること)、それと同時に、具体的な現象を説明するために 1 つの性質の みを用いていることである。そのようなアプローチは、何でも好きなことを「説明す る」ことができるが、現象の本質を解明することができない。しかし、最も重大なの は、対象物に対する相矛盾する性質の付与は、古典論理の排中律、すなわち「真であ るのは、ある事実を主張するか、否定するかのいずれかである。第3の命題は与えら れていない」に違反していることである。その結果、理論物理学は論理と実践の外に ある。このことが、常識 [=健全な判断力] を持つ多数の研究者たち、とりわけ若い世代 の研究者たちを物理学から遠ざけている。

それだけでなく,理論物理学はドグマチックなアプローチを用いている。そこでは, 相対性理論および量子力学の出発点をなす公準を変更することは許されない。しかし, まだ全ての自然現象が認識されているわけではない。それゆえ,出発点をなす自然の モデルの抜本的変更の可能性に対する禁止は,袋小路に導き入れる。

本書で述べられている自然のエーテル的理解では、人間が直接的にまたは装置を用 いて観測することのできる触知可能な物質\*は、エーテルを材料として構築されている。 触知可能な物質\*の構築メカニズムの実験的研究は、その担体―ニュートニウム―のサ イズの極端な小ささによって困難となっている(§21.2 参照)。また、その過程に関す る徹底した理論は今のところ存在しない。しかし、本書の資料は、エーテル理論と多 数の実験の両方によって根拠付けられた、エーテルによって生み出された巨視的現象 に関する十全な表現を与えている。

エーテルの最も重要な特性は、非擾乱エーテル密度の大きさである。この大きさを 知らなければ、諸過程の定量的分析、新たな技術的装置の設計および新原理に基づく 技術の開発を行うことはできない(例えば§11.2 参照)。

エーテル密度の値は、巨視的な電磁気量または力学量を測定することによって得る ことができる。その結果、巨視的物理量からエーテル密度へ移行する際、エーテル密 度の2つの測定単位一電磁測定単位および力学的測定単位一が出現する(§20.1)。

もし 20 世紀物理学が最初からエーテル概念を土台として構築されていたならば, より正確に言えば、19 世紀のパラダイムを継続していたならば、エーテルの量と密度 を最初から何らかの同一の単位系で測定することができたはずである。エーテル量の ための独自の測定単位を導入することが最も論理的であるはずである。なぜなら、エ ーテルは、あらゆる物体の根源であり、それゆえ、物理学の巨視的概念を通じて表す ことが困難な性質を持っている可能性があるからである。エーテル密度は、エーテル 量を通じて定義される。すなわち、エーテル密度とは、体積要素中のエーテル量をそ の体積で割ったものである。

触知可能な物質が存在しない領域中におけるエーテル量は, [cm<sup>3</sup>]で測定するのが自 然である。なぜなら,我々は,その領域の体積および幾何学的形状以外には,何もの をも感知しないからである。すると,エーテル密度は無次元量となり,あらゆる既知 の物理量を測定するためには,時間および長さに関する2つの測定単位のみを持って いれば十分であることが判明する(付論5参照)。

しかし,諸測定単位系が既に構築されているため,エーテル研究に際しては,既に 採用されている単位系,すなわち CGS 単位系または SI 単位系を使用せざるを得ない。 §20.8 および付論 5 で, SI 単位系と比べたときの CGS 単位系の著しい長所が示されて いる。CGS 単位または SI 単位では,エーテルの量および密度は,電磁単位と力学単位 の両方で表すことができる。エーテル密度のこれらの測定単位間の移行は,普遍定数 を用いて行われる (§20.1)。

同一の物理量を電磁単位と力学単位の両方で表すことが可能であることは、その物 理量が原理的に新たな物理的意味を持っており、将来、その物理量のために特別の測 定単位を導入する必要があることを反映しているという点を強調しよう。

同一の次元を持っている複数の物理量は,まったく相異なる物理的解釈を持ってい る可能性があることが知られている。それゆえ,あれこれの物理量の物理的意味を, その測定単位に基づいて突きとめることは必ずしも正確ではない。

多数の研究者が、測定単位が同一であることを理由として、エーテル量の概念を質量の概念と、また、エーテル密度の概念を質量密度の概念と同一視している。しかし、 そのようなアプローチは論理的に不正確である。なぜなら、エーテルが巨視的物体の 質量を生み出しているのであって、その逆ではないからである。それだけでなく、電 磁単位で測定されるエーテル量の場合には、質量との類推は存在しない。それに加え て、質量の概念は、ニュートニウムのサイズの10<sup>13</sup>倍以上のスケールにおいて発生し (§21.2 参照)、巨視的物体の性質を特徴付けているのであって、その物体を構成して いるエーテルを直接的に特徴付けているのではない。

エーテルの量および密度の物理的意味を,巨視的物体の特性,例えば質量を用いて 理解しようとする試みは,空気の担体の量および密度を,風,竜巻,雲,雨滴,雪片, 雹,塵埃,等々の巨視的物体の概念を用いて解明しようとする試みに例えることがで きる。空気を構成する分子の密度を,今列挙した概念を用いて記述することは困難で ある。なぜなら,雨滴,雪片,塵埃のサイズが減少していくときの極限移行でさえ, 空気は,微視的レベルではきわめて小さい雨滴,氷塊,塵埃から構成されているとい う,誤った結論に導くからである。

本書では、巨視的物体の質量は、その中に存在するエーテルの量とは等しくないこ とが示されている。巨視的物体の重力質量および慣性質量は、物体の外部のエーテル 流束が、物体の中の、その物体を構成している構造要素と関係しているエーテル流に 作用したときに発生する。物体の質量は、物体にぶつかってくるエーテル流および物 体中の内部エーテル流の性質に依存している。重力質量の発生モデルは§16.2 に示さ れており、そのモデルの実験的裏付けは§23.10.3 で与えられている。

エーテルの構造要素(ニュートニウム)のサイズのスケールでは、巨視的質量の概 念は消失する。一般的に言えば、ニュートニウムは、巨視的な理解での質量を持たな いことが可能である。ニュートニウムの場合の質量を、エーテル流束中の試験ニュー トニウムの質量(§21.2)として導入することは可能ではあるが、巨視的質量のエーテ ル的概念をニュートニウムのスケールに外挿するそのようなアプローチは理想化であ る。なぜなら、全てのニュートニウムはニュートニウム流束中を運動しているので、 それらのうちの1個を停止させることは思考上でしかできないからである。

言い換えると、エーテル理論では、微視的レベルでの質量の概念は、巨視的質量の 概念での極限移行として、また、思考実験においてのみ存在し、現実には存在しない 強い理想化としてのみ検討することができる。

その際,利用されている定量的関係,例えば運動量保存則やクラペイロン-メンデレ ーエフ方程式は妥当性を持ち続ける。なぜなら,それらの関係は,担体の物理的内容 の如何にかかわらず,相異なる担体を持つ様々な媒質に関する,十分に普遍的な関係 として検討されているからである。それらの法則は,別の本質一質量密度ではなくて エーテル密度一の記述のために適用される。

このように、実際の実験のデータに立脚している数理モデリングの方法論では、エ ーテル密度は、巨視的物体のために導入された概念、例えば質量の概念によっては直 接的に特徴付けられない、新たな物理的意味を持つ、ある種の新たな本質として提示 されている。

本書では、非擾乱エーテル密度の大きさの推定(245), (246)は、§18.10, §20, §21.12,

20 第3版まえがき

§23.6.1, §23.6.2, §23.6.3, §23.8, §23.9.2, §23.9.6, §23.10.1, 24.3, §16.2, §23.12, §23.13, §11.2, §14.2, §23.14 で分析されている, 30 以上の実際の実験に基づいて行われている。

しかし,実験物理学および数理モデリングにとってこれほどまでに説得力のある根 拠付けが存在しているにもかかわらず,事実上どの研究者も,大量の実験データに基 づく値の検証を行うことなく,独自のエーテル密度の値を導入している。例えば V.V. ニゾフツェフ [Vladimir Vasilievich Nizovtsev,文献 [80]参照] は核爆発に基づいて,M.Ja.イワ ノフ [p.221 の訳注参照] は全宇宙の質量に基づいて,N.A.マグニツキーは独自の微視的世 界モデルに基づいて非擾乱エーテルの密度を推定している。V.A.アツュコフスキー [p.213 の訳注参照] は,エーテル密度は真空の誘電率と等しいと考えている (§20.8)。 しかし,本書で得られた値(245),(246)と著しく異なっている全ての値は根拠薄弱であ る。なぜなら,それらは上に列挙した数十の実験における測定値と食い違っているか らである。

最後に、様々なエーテル理論の分析は本書の課題には含まれていないことを強調し よう。本書の主眼は、過去何年かの間に筆者らによって練り上げらたアプローチの体 系的叙述に置かれている。なお、本書に掲げられている文献一覧は、全てを網羅した ものとみなすべきではない。

本書に述べられている意見および測定結果の解釈は,著者らの個人的見解を反映し たものであり,我々と共同研究を行っている研究者および団体の見解とは必ずしも一 致していない。

読みやすくするため、本書の PDF ファイルは、本書の内容の要素や引用文(公式, 文献,頁,図,インターネットリソース)をマウスでクリックすると、そこへジャン プするように作成されている[日本語版ではインターネットへの外部リンクのみが設定されてい る]。

#### 法的問題

本書の著者は、本書に述べられている結果が、何らかの製品規格と一致しているこ と、何らかの特定の応用に関する要求事項に適合していること、または誤りを含んで いないことを保証しない。本書に提示されている資料を、その不正確な解決が人身ま たは財産に対する損害をもたらす可能性のある課題の解決のために利用してはなら ない。何者かがそれでもなおその資料をそのような仕方で利用する場合には、その者 は、それを自らの危険負担において行う。著者および出版者は、本書の資料の何者か による利用の結果発生した直接的または間接的損害に対して一切の責任を負わない。

本出版物のいかなる部分も、それに対する著者からの書面による許可がない限り、 いかなる目的においても、他の言語に翻訳すること、また、写真複写および情報媒体 への記録を含め、電子的形態であれ、機械的形態であれ、いかなる形態および手段に よっても、複製することまたは譲渡することができない。 22 1. 連続媒質としてのエーテルの数理モデルの階層性

#### 1. 連続媒質としてのエーテルの数理モデルの階層性

数理モデルを用いて現象の研究を行う際には、自然界における客観的過程は、人間 によって考え出された空間中における物体の位置の指定方法や、時間その他の抽象物 の測定方法について、何も知らないということを忘れないことが大切である。数理モ デリングにおいては、座標系および時間の概念は、手持ちの数学的ツールの枠内にお ける客観的過程の形式的記述のためにのみ導入され、数理モデルの構成部分となって いる。これらの概念やその他の概念の選択は、モデリングの最重要課題の解決、すな わち、定量的関係の定式化を促進するように行わなければならない。そして、それら の定量的関係式は、最も一般的で、自然現象のメカニズムを正確に反映・解明し、現 象を予言し、制御することを可能にするようなものであることが望まれる。それと同 時に、数理モデリングの方法論は、必要な場合には、例えば、もしモデルの研究の何 らかの段階でモデルが実験的観測の結果と一致しないことが判明したときには、モデ ルの最も基礎的な概念も含め、モデルを精緻化することを可能にするということを念 頭に置いておくことが大切である。

古典的なニュートン連続体力学(例えば [14, p.23, p.24] 参照) におけるのと同様 に、エーテルを記述するために、座標系と時間の概念が導入される。すなわち、空間 の全ての点にとって共通な、ユークリッド計量を持つ3次元デカルト座標系および絶 対的時間が検討される。座標系の原点および座標系の運動法則は、モデルの所要精度 および現象記述の利便性に応じて選択される。

数理モデルにおいては、エーテルとは、時点tに、媒質中の座標rの1点において、 エーテルの体積密度 $\rho(t, \mathbf{r})$ および運動速度 $\mathbf{u}(t, \mathbf{r})$ によって特徴付けられる、ある種の抽 象的な連続媒質である。媒質の性質は、そのモデルの研究が進むにつれて解明されて いく。エーテル密度の概念に関する概論はp.17-20で与えられている。この連続媒質 は、粘性を持たず、一般的に言えば、圧縮性を持っていると仮定される。エーテルの 粘性を考慮しないことが可能であることは、§21.7 で根拠付けられている。

以下において検討されるエーテルの数学的記述は、エーテルを、擾乱(それは必ず しも小さい擾乱ではない)がその中を伝播する静止媒質として解釈するか、それとも、 その担体が運動している媒質として解釈するかには依存しないことを強調しよう。す なわち、エーテルの数理モデルは、両方の場合を記述しているのである。それだけで なく、エーテルの数理モデルの構築は、エーテルを固体、液体、気体またはプラズマ のいずれとして理解するかにも依存しない。逆に、出発点となる定量的関係式および そこから導出される帰結が、エーテルの担体が持っている可能性のある構造に関する 根拠に基づいた仮説を構築し、その仮説の検証実験を提案することを可能にするので ある。エーテルの担体の最も単純な構造モデルは§21.1-21.3 に示されている。

エーテル動力学方程式は、一般に受け入れられている2つの基本法則、すなわち物 質\*保存則および運動量保存則(ニュートンの第2法則)に基礎を置いている。

エーテルの数理モデルの階層性は文献 [45] で提案されている。それらの数理モデ ルは、原子過程の特性時間および特性スケールとの関連において、微視的レベルのモ デルと巨視的レベルのモデルに区分される。本書では、主として巨視的レベルのモデ ルが検討される。

原子の特性時間および特性スケールにおけるエーテルを記述するための方程式系は, N.A.マグニツキーによって提唱された([40,46-49]およびこれらにおける引用文

献を参照)。[45]の研究では、この方程式系は、原子よりはるかに大きい特性時間お よび特性スケール(直接観測することが可能な物質\*的対象物のレベルを含む)の場合 に対応するように一般化されている。

本節では、上記に挙げた研究の結果が提示され、発展させられる。エーテル方程式 と流体力学方程式との違いに関する考察が継続される。エーテルエネルギーの概念が 導入される。エーテル状態方程式が提案される。

#### 1.1. 微視的および巨視的レベルのエーテルモデル

微視的レベルのエーテルの数理理論 [40,46-49] は,エーテル量の保存則(連続方 程式)およびエーテル流束の密度保存則(運動量保存則)を用いた過程の記述を公準 として設定する。ここでは,これらの方程式をラグランジュ変数を用いて表記すると 都合が良い。ラグランジュ変数では,媒質は,その1点r(t)の運動軌道上における時 間の関数によって特徴付けられる:

$$\frac{d\rho(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t,\mathbf{r}(t)) (\nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t,\mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)},$$
(1)

$$\frac{d\left(\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} = 0,$$
(2)

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \tag{3}$$

ここで適用されているラグランジュ形式の表記(この形式はセミラグランジュ形式 \*とも呼ばれている)においては、関数は時間tおよび軌道r(t)に依存している。連続体 力学では、関数の独立変数において時間および媒質の1 点の初期位置が特定される、 それとは若干異なった表記形式が用いられている(例えば[14, p.129-132; 24]参照)。 しかし、そのような表記形式は、類似性の立証を困難にするため、ここでは利便性の 度合いがより小さい。

方程式系(1)−(3)は可逆である。すなわち,速度uおよび時間tの,その反対側の−uお よび−tへの置換は、この方程式系の解集合を変化させない。このように、微視的レベ ルにおけるエーテルは、ある初期状態から終期状態に到達したとき、逆に終期状態か ら初期状態に移行する可能性がある。

数学的には,エーテル中における運動量保存則(2)は,力の非存在下における変動質 量の質点に関するニュートンの第2法則と同一であること(§1.2参照)を強調しよう。

付論4では、右辺がゼロの運動方程式(2)の場合には、媒質のラグランジュ粒子の軌 道は、媒質の不連続面の外では直線であることが示されている(ただし、非定常運動 の場合の流線は曲線となる可能性がある)。しかし、エーテル中で観測される物体は、 媒質中における不連続面の自発的形成によって形成される可能性がある(§6.1、また、 例えば文献 [50] で検討されている問題を参照)。不連続面自体の上においては、微分 形式の方程式(1)-(3)は定義されない。なぜなら、不連続面上では導関数は存在しない

<sup>\*</sup> あれこれの方程式のセミラグランジュ形式の記法は,その方程式のオイラー記法の検討と して解釈することができる。オイラー記法は,当該の偏導関数を時間に関する全導関数に畳 み込むことにより,ラグランジュ粒子の軌道(*t*,**r**(*t*))上における方程式の定義域内の任意の点 (*t*,**r**)において妥当する。

からである。この領域においては,積分形式のエーテル方程式から導き出される条件 を含め,補足的な条件が(1)-(3)に付け加えられる(§6参照)。

微視的レベルのモデル(1)-(3)が,エーテルの担体(構造要素)の相互作用を記述する力の体積密度を方程式(2)の右辺に導入することを要求する可能性は排除されない。

微視的レベルの現象を記述するための方程式系(1)-(3)の解は,著しく多数のエーテ ル物体,例えば原子からなる系の挙動の研究が必要とされる場合には,困難を引き起 こす。なぜなら,それらの過程の特性時間および特性空間スケールには,きわめて大 きな違いがあるからである。それだけでなく,求める関数の多数の不連続点を考慮す る必要がある。その結果,方程式(1)-(3)を用いた微視的レベルにおける数値モデリン グは,現在開発中のスーパーコンピューターを用いても可能とは思われない。

個別の微視的物体の運動を記述するための微視的レベルのエーテルモデルを,一般 的形式の媒質の連続性の法則およびニュートンの第2法則に基づいて構築しよう。ラ グランジュ変数で次式が得られる:

$$\frac{d\rho(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = -\rho(t,\mathbf{r}(t)) \left( \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \mathbf{u}(t,\mathbf{r}) \right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} + \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} q(t,\mathbf{r}(t),\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))), \quad (4)$$

$$\frac{d\left(\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \left(\mathbf{F}(t,\mathbf{r},\mathbf{u}(t,\mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}}P(t,\mathbf{r},\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))\right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)},\tag{5}$$

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)). \tag{6}$$

ここで $k_{m,0}$  [m は mechanical] はエーテル密度の電磁測定単位の力学単位への変換係数 (定数) である ( $k_{m,0}$ の詳細については本節の末尾および§20.1 参照)。

非線形方程式系(4)-(6)において求められるのは、関数 $\rho(t, \mathbf{r}(t))$ および $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ である。関数**F**およびPは既知(所与)の関数とみなされる。速度 $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ の大きさには、いかなる制限も課されない。

以下,簡単のため,方程式(1)-(3)および(4)-(6)をエーテル方程式と呼ぶことにしよう。オイラー変数でのエーテル方程式は p.38 に書かれている。

エーテル中におけるニュートンの第3法則の妥当性は、公準として受け入れられる。 この法則は例えば§11で適用される。

方程式(4)-(6)の(1)-(3)との違いは、連続方程式(4)に湧き出し $q(t, \mathbf{r}(t))$ が存在し、 運動方程式(5)の右辺に力の密度Fおよび $\nabla_{\mathbf{r}}P$ が存在することである。ここでPはエーテ ルの内部応力であり、この内部応力は連続体力学との類推によって導入することがで きる。Pはテンソルである。 $\nabla_{\mathbf{r}}P$ の計算規則は例えば [14, p.138-144] で説明されてい る。

*P*において対角要素が相等しく、非対角要素が存在しない場合には、圧力pが導入される。これはPの対角要素の値に逆符号を付けたものと等しい(例えば [9, p.78] または [14, p.158] 参照)。すると、 $\nabla_{\mathbf{r}}P = -\nabla_{\mathbf{r}}p$ となる。本書では、まさにそのような場合が検討される。

カおよび湧き出しの発生原因の1つは,方程式(1)-(3)で記述されているエーテル流 束が不連続面の境界(面)および軌道の屈折に及ぼす作用である。湧き出しおよび力 に関する表式は,巨視的レベルの過程の実験的研究に基づいて,または理論的理解か ら出発して決定される。

密度が不変のときの電気工学的および電気化学的エーテルモデルの右辺の例およびそれらの分析は、V.L.ブイチョフの研究 [41-44] で与えられている。巨視的力のもう1つ別の例はローレンツ力である(§2.1 および§16.1 参照)。

連続体力学における圧力の概念は、媒質の運動または媒質中を伝わる擾乱の結果発 生する媒質の内部応力の効果も含め、媒質の内部応力の効果を考慮に入れている。そ れゆえ、エーテルの担体にはそれと類似した性質が存在するという予想は、少なくと も巨視的レベルにおいてはまったく自然な予想である。それだけでなく、圧力はエネ ルギー密度の次元を持っているので、運動方程式中における圧力の存在は、媒質の運 動エネルギーと内部エネルギーとの間の変換を記述していると解釈することができ る。

したがって,モデル(4)-(6)は,モデル(1)-(3)を,原子よりはるかに大きい特性時間 および特性スケールへ延長したものとみなすことができる。モデル(4)-(6)では,不連 続面における効果の直接的な記述の代わりに,湧き出しおよび力が導入されている。

このモデルにおいて**∇**<sub>r</sub>pおよび**F**を切り捨てると、その切り捨てが、記述から静電効 果を消去すること(§3の公式(72)参照)を強調する必要がある。

連続媒質としてのエーテルのモデル(4)-(6)は、ラグランジュ粒子の体積まで適用可能であり、ラグランジュ粒子中には10<sup>3</sup>個のオーダーのエーテル構造要素が存在しているとみなすことができる。§21.1、§21.2 では、そのような要素(ニュートニウム)の最も単純なモデルが検討され、それらのサイズが推定されている。ニュートニウムの

サイズは陽子の半径 $r_p$ の~10<sup>13</sup>分の 1 であることが示された(§21.2)。 $(10^{-12}r_p)^3$ /

 $(10^{-13}r_p)^3 = 10^3$ であるから、長さのサイズ~ $10^{-12}r_p$ の体積中には $10^3$ 個のオーダーの ニュートニウムを配置することができる。それゆえ、連続体モデル(4)-(6)は、ニュー トニウムの濃度に応じて、~ $10^{-12}r_p$ に至るまでのきわめて小さい距離においても、す なわち微視的レベルにおいても、例えば陽子中および電子中におけるエーテルの運動 を記述するために適用することができる。

その右辺においてkについての和 $\left(\mathbf{F}_k(\mathsf{t},\mathbf{r},\mathbf{u}_k(t,\mathbf{r})) + \nabla_{\mathbf{r}} P_k(t,\mathbf{r},\mathbf{u}_k(t,\mathbf{r}_k))\right)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}_{k(t)}}$ が立って

いる方程式(5)の解である。

エーテル密度は様々な単位で測定することができる。

文献 [52] では(付論 5 も参照), CGS 単位系(絶対ガウス単位系を含んでいるもの)でのエーテル密度の電磁測定単位[s g<sup>1/2</sup>/cm<sup>3/2</sup>]が導入されている。エーテルによって生み出される物理的諸量の次元が,それらの物理的諸量にとって伝統的な測定単位と一致していることが示され,エーテル密度を用いた新たな測定単位が検討されている。

巨視的レベルには、力の相互作用を測定する可能性が存在する。それゆえ、巨視的 レベルでは、[41]におけるように、力学的密度との類推に基づき、[g/cm<sup>3</sup>]あるいは [kg/m<sup>3</sup>]というエーテル密度のための力学的測定単位が導入されている。ただし、力学 単位は電気現象の解釈にとって常に便利というわけではない。なぜなら、力学単位は 電場および磁場、電荷その他の物理的諸量の非伝統的な次元を与えるからである

(§20.1 参照)。それにもかかわらず、力学単位は電磁気現象の力学的側面を解明し、 明確にする。以下、力学単位で表されるエーテル密度を $\rho_{\rm m}$ という記号で示すことにし よう。

エーテル密度を通じて表される、相異なる単位による物理的諸量の間の関係を突き とめるため、定数が導入される。その定数は、電磁単位で得られた非擾乱エーテル密 度の数値 $\rho_0$ に対する、力学単位で得られた非擾乱エーテル密度の数値 $\rho_{m,0}$ の比に等し い。すなわち、

#### $k_{\rm m,0} \equiv \rho_{\rm m,0} / \rho_0.$

CGS 単位系(絶対ガウス単位系を含んでいるもの)による定数 $k_{m,0}$ は,電荷密度の次元 $[g^{1/2}/(s \operatorname{cm}^{3/2})]$ を持っている。したがって,力学単位でのエーテル密度 $\rho_m$ は,電磁単位でのエーテル密度 $\rho$ との間で次のような関係を持っている:

#### $\rho_{\rm m} = k_{\rm m,0} \rho.$

 $ho_{m}$ を通じて表されるある量fの、hoを通じて表される量への変換は、公式 $f(
ho_{m}) = f(k_{m,0}
ho)$ に従って行われる。

エーテル密度の測定単位については§20 でより詳しく検討されている。そこでは定数 $\rho_0$ ,  $\rho_{m,0}$ ,  $k_{m,0}$ の推定値が得られている。§20.1 では,電磁気量の力学的測定単位による表し方,また逆に,力学量の電磁単位による表し方が検討されている。§20.7 には,定数 $\rho_0$ ,  $\rho_{m,0}$ ,  $k_{m,0}$ の値が挙げられている。付論 5 では, $\rho$ に関係する新たな測定単位系が提示されている。

軌道が屈曲している多数の物質\*的物体とエーテル流束から成り立っており,そこで は微分形式の方程式(1)-(6)を適用することができないようなエーテル媒質の場合に は、例えば[10, p.55]との類推、あるいはまた統計物理学の方法論による分布関数を 用いた媒質の記述モデル[38]との類推に基づき、積分形式の連続体モデルを用いる 必要がある。

#### 1.2. エーテル方程式と古典的連続体力学の方程式との比較

エーテルの運動方程式(5)は,連続方程式(4)に従って変化する変動質量の質点の場合における,ニュートンの第2法則の類似物である。

数学的には, エーテル中における運動量の保存則(5)は, 変動質量m(t,r(t))の質点に 関するニュートンの第2法則(例えば [66,§4;67,chap.4,part4;68,p.56]参照)と同 一である:

$$\frac{d\left(m(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} = \mathcal{F}.$$

普通,力学に関する文献 [66, §4; 67, chap.4, part 4; 68, p.56] では,変動質量の質点 に関するニュートンの第2法則は次の形で表記されている:

$$m(t,\mathbf{r}(t))\frac{d\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{dm(t,\mathbf{r}(t))}{dt}\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t)) = \mathcal{F}.$$

ここでは、左辺第2項は右辺に移され、作用する諸力のうちの1つとみなされる。このとき、その力は、通常、あれこれの判断から独立した形で計算される。それゆえ、 展開された時間導関数を持つエーテル流束密度保存方程式(5)

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} + \frac{d\rho(t, \mathbf{r}(t))}{dt} \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} (\mathbf{F} + \nabla_{\mathbf{r}} P)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}$$

において、 左辺第2項は力の項として解釈することができる。

古典的連続体力学では,連続方程式は方程式(4)と同じ形を持っている。しかし,運動方程式は異なっている。古典的連続体力学では,積分形式の運動量保存則および運動体積についての積分の時間微分の公式 [10, p.37, 方程式(15.7)],すなわちパラメーターに依存する体積積分の微分の公式に基づき,次の方程式が導き出される(例えば [10, p.55, 方程式(5.5)] および [14, p.137, p.144] 参照):

$$\frac{d\left(\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} =$$

$$-\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))(\nabla_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} + (\mathbf{F}+\nabla_{\mathbf{r}}P)_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}.$$
(7)

さらに,(7)において,方程式が連続方程式であることを考慮して右辺第1項を消去 すると,湧き出しが存在しないとき,次の公式に到達する:

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \frac{d\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = (\mathbf{F} + \nabla_{\mathbf{r}} P)_{\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)}.$$
(8)

このように, エーテルの運動方程式(5)と, 気体力学および流体力学を含めた古典的 連続体力学の運動方程式(8)との間の形式的な違いは, 方程式(5)には, 力の項 u(t,r(t))dp(t,r(t))/dt(時間に依存する質量の場合にニュートンの第2法則において 生じる項の類似物)が存在するという点にある。ただし, [14]の p.137 で述べられて いるように, 連続体力学においては, 必要な場合には様々な力が付け加えられること ができる。

方程式(7)の右辺第1項は、運動体積の経時的変化によって生じる[10, p.37]。この 事情は、エーテル流束密度の運動と、連続媒質(液体および気体)の力学において検 討される流束密度の運動との間の違いの幾何学的解釈を与えることを可能にする。エ ーテルによって生み出された多数の物質\*的担体からなる連続媒質の体積要素の大き さは、一般的に言えば、広い範囲内で変化する可能性がある。それと同時に、エーテ ル中における擾乱は、体積要素の大きさを維持したまま伝播する。

その違いの物理的解釈は次のとおりである。液体および気体の力学は、流体体積を 持っている媒質(例えば[21,p.147]参照)、すなわち、その中においては、特定され た任意の体積が常に同一の粒子から構成されており、その体積の境界が変形の過程に おいて同一の粒子から形成されている(粒子がその体積の境界を横切らない)ような 媒質について検討している。言い換えると、媒質の粒子間には十分に強い結合が存在 している。しかし、全ての媒質および現象がそのような性質を持っているわけではな い。例えば、粉粒体媒質、また物質\*自体が移動しない場合における物質\*の擾乱伝播 過程は、そのような性質を持つことができない。この観点から見ると、液体および気 体の方程式は、連続媒質は流体体積の形態で運動するという仮説が妥当し、その仮説  $\hat{h}u(t, \mathbf{r}(t))d\rho(t, \mathbf{r}(t))/dt$ の項を打ち消す力の存在をもたらしているときにおける、方 程式(4)-(6)の個別的場合とみなすことができる。

エーテルの数理理論においては、運動方程式(5)における経時的密度変化の効果 dp(t,r(t))/dtが主要な役割を演じている(例えば[49]参照)。それだけでなく、方程 式(8)とは異なり、他ならぬ運動方程式(5)からは、マクスウェル方程式および一般に 受け入れられているその他の諸法則が一度に導き出される(文献[46-49]および本書 の以下に続く諸節を参照)。可変密度pの場合には、諸問題、例えば運動方程式からの マクスウェル方程式の取得をめぐる問題が、それとは別の仕方で発生する。

検討されているエーテルの数理モデルでは、連続方程式(4)は、運動方程式(5)とは 異なり、連続体力学におけるのと同じ形を持っている。このことは、エーテル密度の 挙動の記述と、エーテル流束密度の挙動の記述とは相異なっていることを意味してい る。幾何学的解釈では、エーテル密度は無限小の距離においては体積要素の形態で伝 播し、その体積要素のサイズは変化する可能性がある。それに対し、エーテル流束密 度(運動量)は体積要素の大きさを維持したまま伝播する。

この先における検討から、物理諸法則の記述に際して主要な役割を果たすのは、エ ーテルの運動方程式であることが明らかになる。連続方程式は、エーテル方程式系を *ρ*および**u**について解くために導入される。

エーテルモデルの改変 [modification] について検討することができる。その改変版においては, 方程式(4)の代わりに, 運動方程式との類推に基づいて保存則が利用される:

$$\frac{d\rho(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = q.$$

改変後のモデルの場合、本書で得られた一般的表式は、それらにおいて $q \ge q + \rho \nabla$ ・ uに形式的に置き換えれば、依然として妥当する。しかし、改変後のエーテル方程式系 の $\rho$ およびuの性質および形は、改変前とは異なったものになる可能性がある。このこ とを実例を挙げて説明しよう。

定常流(その $\rho$ およびuの時間に関する偏導関数はゼロである)において,湧き出し が存在しないとき(q = 0),方程式 $d\rho/dt = 0$ は $u \cdot \nabla \rho = 0$ に移行し,方程式(4)は $\rho \nabla \cdot$  $u + u \cdot \nabla \rho = 0$ を与える。その結果,モデル(4)においては、q = 0のとき,密度の等方 性 $\rho = const$ より,定常流の速度の無発散性 $\nabla \cdot u = 0$ が導き出されるのに対し、モデル  $d\rho/dt = q$ においては、q = 0のとき、一般的に言えば、それは導き出されない。それ だけでなく、 $\rho = const$ の場合には、方程式系 $u \cdot \nabla \rho = 0$ および(5)は、(15)を考慮する と、 $\Pi = 0$ のとき、渦なしの速度場 $\nabla \times u = 0$ の場合に条件 $\nabla u^2 = 0$ を与える((21)参照)。 この条件は速度の大きさの不変性を意味しており、このとき、 $\nabla \cdot u = 0$ という制限は 生じない。

現在,様々な過程に対応するエーテル流に関する研究は開始段階にある。それゆえ, 方程式(4),(5)のpおよびuの解の解釈に困難が生じたときには、エーテルモデルの改変 について検討することが可能であり、その改変版では、方程式(4)の代わりに保存則  $dp(t,\mathbf{r}(t))/dt = q$ が用いられることを覚えておくべきである。

初期エーテル方程式 [訳注] (4)-(6)が,一見したところパラドキシカルに思われる多

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> この訳文において,「初期エーテル方程式」等の語句における「初期」は「(検討の)出発点をな す」を意味している。

数の現象に対して明確な説明を与えることを可能にしているのに対し,現代の諸実験 [88-90] が示しているように,一般に受け入れられている一連のアプローチは追加 的な研究および検証を必要としていることが本書では示されていることを強調しよ う。

統計物理学の観点から見ると,連続媒質の気体流体力学モデルとは,担体要素の微 視的運動の,それらの運動量についての平均化である [38]。それゆえ,古典的連続体 力学の方程式(8)を用いたモデルにおいては,素粒子の構造の細部およびエーテル中に おける微視的電磁気現象の記述において困難が生じている。

エーテル方程式は、例えば密度 $\rho$ が時間および空間の中で不変であるとき、また、 **u**  $\perp \nabla \rho$ の場合において、密度 $\rho = \rho(\mathbf{r}(t))$ が明らかに時間に依存していないとき(この とき、 $d\rho/dt = \mathbf{u} \cdot \nabla \rho = \mathbf{0}$ であり、 $\mathbf{u}d\rho/dt$ の項は方程式(5)から消える)には、液体およ び気体の力学の方程式と等価になることに注目しよう。

#### 1.3. エーテルの連続方程式および運動方程式のガリレイ変換不変性

気体流体力学の連続方程式および運動方程式の重要な性質は、これらがガリレイ変換に対して不変であるということである(例えば[77,82,92]参照)。この性質は物理学において根本にかかわる重要な意義を持っている。それゆえ、この性質をエーテル方程式の場合について詳しく検討しよう。エーテル方程式は、そこにはpが時間導関数の記号の下で含まれているという点が流体力学の方程式とは異なっている。

エーテル方程式系(4)-(6)の時間および座標をガリレイ変換に従って次のように置き換えよう:

#### t' = t, $\mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t$ , $\mathbf{v} = const$ .

このような置き換えは何らかの初期座標系の存在を想定しており、その座標系においてモデルの方程式が検討され、求める関数pおよびuが決定され、初期座標系に対する新たな(プライム付きの)座標系の運動の速度ベクトルvが与えられる。新座標系の中心r'(t) = 0は直線r(t) = vtに沿って運動する。初期座標系の選択は、普通、実験データとの関係でなされる[14, p.311](§2.5.1 参照)。初期座標系の軸の方向は、常に、プライム付き座標系の軸が初期座標系の対応する軸に対して平行に運動するように与えることができる。

求める関数*ρ*,**u**および所与の関数*q*,*p*,**F**のために,新たな記号を導入しよう:

$$\mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t)) \equiv \mathbf{u}(t,\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t);$$

$$f\left(t,\mathbf{r}(t),\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right) = f\left(t,\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t,\mathbf{u}(t,\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)\right) \equiv f\left(t,\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t,\mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t))\right) \equiv$$

$$f'(t,\mathbf{r}'(t),\mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t))) = f'(t',\mathbf{r}'(t'),\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t'))), \quad f = \rho, q, p, \mathbf{F}.$$

ここで、また以下において、 $f = \rho$ , uのとき、関数 fには3番目の独立変数は存在しない。1番目の関係式は、数学におけるベクトルが座標系に対して不変な物体として導入されたことに対応している(§2.5.1参照)。

時間に関する全導関数に関して次式が得られる:

$$\frac{d\rho(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{d\rho(t,\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t)}{dt} = \frac{d\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt}$$
$$= \frac{d\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt'}\frac{dt'}{dt} = \frac{d\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt'},$$
$$\frac{d\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{d(\mathbf{u}(t,\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t))}{dt} = \frac{d\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt'},$$
$$\frac{d\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{d\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt'},$$
$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{d(\mathbf{r}'(t)+\mathbf{v}t)}{dt} = \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v} = \frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} + \mathbf{v}.$$

空間導関数は、単位基底ベクトル $\mathbf{i}_{\xi'} = \mathbf{i}_{\xi}, \xi = x, y, z$ の方向の不変性を考慮すると、次の形に変換される:

$$\begin{pmatrix} \frac{\partial f(t,\mathbf{r},\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))}{\partial \xi} \end{pmatrix}_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ \begin{pmatrix} \lim_{\Delta \xi \to 0} \frac{f\left(t,\mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t,\mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})\right) - f(t,\mathbf{r},\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))}{\Delta \xi} \end{pmatrix}_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ \lim_{\Delta \xi \to 0} \begin{pmatrix} \frac{f\left(t,\mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t,\mathbf{r} + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})\right) - f(t,\mathbf{r},\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))}{\Delta \xi} \end{pmatrix}_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)} = \\ \lim_{\Delta \xi \to 0} \frac{f\left(t,\mathbf{r}(t) + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi}, \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t) + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi})\right) - f\left(t,\mathbf{r}(t),\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{\Delta \xi} = \\ \lim_{\Delta \xi \to 0} \frac{f\left(t',\mathbf{r}'(t') + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t') + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})\right) - f'\left(t',\mathbf{r}'(t'),\mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t'))\right)}{\Delta \xi} = \\ \lim_{\Delta \xi \to 0} \left(\frac{f'\left(t',\mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})\right) - f'(t',\mathbf{r}',\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))}{\Delta \xi}\right)_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')} = \\ \begin{pmatrix} \lim_{\Delta \xi \to 0} \frac{f'\left(t',\mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'}, \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}' + \Delta \xi \mathbf{i}_{\xi'})\right) - f'(t',\mathbf{r}',\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))}{\Delta \xi} \\ \int_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')} \frac{f'(t',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}',\mathbf{r}')}{\Delta \xi} \end{pmatrix}_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')} = \\ \begin{pmatrix} \frac{\partial f'(t',\mathbf{r}',\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))}{\partial \xi'} \\ \frac{\partial \xi''}{\partial \xi'} \end{pmatrix}_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t')}, f = \rho, \mathbf{u}, p. \end{cases}$$

これら全ての公式を方程式(4)-(6)に導入すると、次式が得られる:

$$\frac{d\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))}{dt'} = -\rho'(t',\mathbf{r}'(t')) (\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t)}$$
(9)

$$+\frac{1}{k_{m,0}}q'(t',\mathbf{r}'(t),\mathbf{u}'(t,\mathbf{r}'(t))),$$

$$\frac{d\left(\rho'(t',\mathbf{r}'(t'))\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}(t'))\right)}{dt'} = \frac{1}{k_{m,0}}\left(\mathbf{F}'(t',\mathbf{r}',\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))\right)$$

$$+\nabla_{\mathbf{r}'}p'(t',\mathbf{r}',\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'))\right)_{\mathbf{r}'=\mathbf{r}'(t)'}$$
(10)

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t)) - \mathbf{v} \text{ or } \frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t')) - \mathbf{v}.$$
(11)

すなわち,エーテルの連続方程式および運動方程式(4),(5)の形は,ガリレイ変換を 行ったときに変化せず,プライム付き座標系の1点の動径ベクトルr'(t')の速度は,初 期座標系における速度(6)と,プライム付き座標系が運動する速度vとの間の差となっ ている。このように,公式(4),(5)がガリレイ変換に対して不変であるのに対し,公式 (6)は非不変である。

(4),(5)の保存則の不変性の性質の物理的解釈は,運動座標系においては、それらの 保存則において、座標の運動速度vに明らかに依存する新たな湧き出しおよび力が生 じないということである(このとき、ラグランジュ粒子の軌道の初期座標系の軸上へ の射影と運動座標系の軸上への射影とは相異なっている)。ガリレイ不変性のこのよ うな解釈は、一定速度vで運動しており、かつ、ぶつかってくる媒質の作用から遮断さ れているある領域においては、その領域に対して静止している座標系を用いることに より、vを含まない、然るべき局所的過程記述モデルを構築することを可能にする。方 程式の不変性の性質に基づいた局所的数理モデルの構築という課題は§2.5.1 で詳しく 検討されている。

上記の証明より,連続方程式および運動方程式(4),(5)の形は,プライム付き座標系 が加速度*dv(t)/dt*で運動するときにも変化しないことは明らかである。すなわち,置き換えると,次式が得られる:

$$t' = t$$
,  $\mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t)t$ .

このとき、プライム付き座標系における速度ベクトルから、加速度に比例する追加的 な成分

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t')) - \mathbf{v}(t') - t'\frac{d\mathbf{v}(t')}{dt'}$$

が差し引かれる。なぜなら,

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{d(\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}(t)t)}{dt} = \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v}(t) + t\frac{d\mathbf{v}(t)}{dt}$$

であるからである。

このように,エーテルの連続方程式および運動方程式(4),(5)は,上記で検討した非 慣性基準系においても不変であり続ける。

証明された主張は、最も重要で基本的な方法論的意義を持っている。その主張から、 少なくとも2つの重要な結論が導き出される:

1. エーテル物体は、その原点が法則v(t)tに従って運動する任意の座標系において、

方程式(4),(5)を用いて研究することができる。このことは、例えば、対象物体および その周りのエーテルについて、他の物体に対するそれらの運動を考慮することなく検 討し、課題を単純化することを可能にする。

2. 文献 [45] において,またより一般的な場合についてはこの先の§2.1 において, 一般化マクスウェル方程式および古典的マクスウェル方程式は,ガリレイ不変なエー テルの連続方程式および運動方程式からの数学的帰結であることが示されている。し かし,それらのマクスウェル方程式は,ガリレイ非不変な変換の利用により,ガリレ イ不変性を喪失する (§2.5.3,§2.5.4 参照)。古典的マクスウェル方程式は,ローレンツ 変換を行ったときに不変であることが知られている [14,p.306;87;92]。しかし,磁場 (20)および電場(21)は,エーテルの密度および速度を通じて表されており,§2.5.3 で 示されるように,ガリレイ不変である。この事実が,ローレンツ変換を導入し,ロー レンツ変換に基づいた相対論を電磁気現象その他の自然現象の説明に導入する必要 性を排除している。

より一般的な座標変換 $\mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}(t, \mathbf{r}(t))t$ の場合には、一般的に言えば、条件  $\mathbf{i}_{\xi'} = \mathbf{i}_{\xi}$ が破られ、 $\xi'$ に関する空間導関数のための公式が複雑化し、プライム付き座標系 での方程式に追加的な項が出現することに注目しよう。

### 1.4. エーテルのエネルギー密度およびパワー密度. エーテルの圧力. エーテル状態 方程式

状態方程式の導入は、準平衡状態の逐次性を用いた媒質の動力学の記述として解釈 することができる。進化過程のモデリングに際しては、そのようなアプローチがしば しば用いられている(例えば [57,58] の§1.1 参照)。ここでは、この解釈は必須の解 釈ではない。

まず最初に、ニュートンの第2法則から出発してエーテルのエネルギー特性を突き とめよう。静止したエーテルのラグランジュ粒子が、力の体積密度 $\Delta F$ の作用下で時間  $\Delta t$ の間に速度 $\mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))$ を得て、距離 $\Delta \mathbf{l} = \mathbf{u}(t + \Delta t, \mathbf{r}(t + \Delta t))\Delta t$ を通過すると しよう。すると、ニュートンの第2法則によって次式が得られる:

$$\frac{\rho_{\rm m}(t+\Delta t,\mathbf{r}(t+\Delta t))\mathbf{u}(t+\Delta t,\mathbf{r}(t+\Delta t))}{\Delta t}=\Delta\mathbf{F}.$$

このとき、仕事の体積密度 $\mathcal{A} = \Delta F \Delta I$ が生じる。

すると,次式が得られる:

$$\frac{\rho_{\rm m}(t+\Delta t, \mathbf{r}(t+\Delta t))\mathbf{u}(t+\Delta t, \mathbf{r}(t+\Delta t))\Delta \mathbf{l}}{\Delta t} = \Delta \mathbf{F} \Delta \mathbf{l},$$
$$\frac{\rho_{\rm m}(t+\Delta t, \mathbf{r}(t+\Delta t))\mathbf{u}^2(t+\Delta t, \mathbf{r}(t+\Delta t))\Delta t}{\Delta t} = \mathcal{A},$$

$$\rho_{\rm m}(t+\Delta t,\mathbf{r}(t+\Delta t))\mathbf{u}^2(t+\Delta t,\mathbf{r}(t+\Delta t))=\mathcal{A}.$$

仕事の密度Aが一定のとき、 $\Delta t \rightarrow 0$ の極限を取ると次の表式が得られる:

$$\mathcal{A}(t,\mathbf{r}(t)) = \rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t)).$$
(12)

この表式は、速度uを持つエーテルの運動エネルギーの体積密度として解釈すること

ができる。

運動エネルギーの密度を2点間における体積要素の移動に費やされる力の仕事の密度として導入している一般の物理学における普通のやり方(例えば[26, p.131-133]参照)との主な違いは、ここでは、仕事の密度 $\mathcal{A} = \Delta F \Delta I$ が不変であるという条件下において、すなわち $\delta$ 関数の形を持っている力の密度 $\Delta F$ の作用下において極限移行が用いられていることにある。このような極限移行は、ラグランジュ粒子のエネルギー含有量が、所与の固定的な伝達エネルギー密度 $\mathcal{A}$ によって決定されることを意味している。それだけでなく、ここで提唱されているアプローチにおいては、ラグランジュ粒子へのエネルギー密度 $\mathcal{A}$ の伝達によるエーテル密度の変化 $\rho_m(t)$ の可能性が同時に考慮されている。

さらに,静止状態からのパルス的な(瞬時の)運動発生の検討は,連続体力学において一般に受け入れられている方法であること(例えば[17,§3.3,§3.7,§4.1;16, p.636] にも注目しよう。

 $\rho_{\rm m} = \rho_{\rm m,0}$ かつu = cである場合には(ここでcは擾乱からの波のエーテル中における 自由伝播速度である。エーテル中の波をテーマとしている§4 の p.64,およびcがエー テル動力学的定数として導入され、この定数が光速度と等しいことが示されている §2.1 参照)、次の結果が得られる:

$$\mathcal{A} = \rho_{\mathrm{m},0} c^2.$$

この結果は,見かけ上は,いわゆる静止エネルギー密度に関する相対論的公式と類似 している。

運動エネルギー密度(12)から,エーテル流のパワー密度を時間に関する全導関数として決定しよう:

$$w(t, \mathbf{r}(t)) \equiv \frac{d\mathcal{A}(t, \mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{d\left(\rho_{\mathrm{m}}(t, \mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t, \mathbf{r}(t))\right)}{dt}.$$
(13)

ラグランジュ変数では次式が得られる:

$$w(t,\mathbf{r}(t)) = \frac{d\left(\rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} = \frac{d\left(\rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} + \left(\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\cdot\nabla_{\mathbf{r}(t)}\right)\left(\rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t))\right) = \frac{d\left(\rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} + \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\cdot\nabla_{\mathbf{r}(t)}\left(\rho_{\mathrm{m}}(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}^{2}(t,\mathbf{r}(t))\right).$$

または、オイラー変数では次式が得られる:

$$w(t,\mathbf{r}) = \frac{\partial \left(\rho_{\rm m}(t,\mathbf{r})\mathbf{u}^2(t,\mathbf{r})\right)}{\partial t} + \mathbf{u}(t,\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \left(\rho_{\rm m}(t,\mathbf{r})\mathbf{u}^2(t,\mathbf{r})\right). \tag{14}$$

現在,エーテル状態方程式の決定に関する実験は存在しない。それゆえ,あれこれ の仮説を利用し,それらの仮説からの帰結を実験から得られた既知の事実と比較する ことにより,それらの仮説の妥当性を検討しなければならない。

エーテルの圧力(内部応力のテンソルの対角要素の値に逆符号を付けたもの(p.24 参照))はエーテルのエネルギー密度の関数であるという仮定に基づき,状態方程式を 得よう。本節ではエーテル圧力を記号pで表す:

$$p = p(\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2).$$

この表式は $|\mathbf{u}| \approx const$ のときの個別場合としての順圧 $p = p(\rho_m)$ を含んでいる。 ある特性値 $\rho_{m,*}\mathbf{u}_*^2$ の近傍においてテイラーの公式を適用すると、次式が得られる:

$$p(\rho_{\rm m}\mathbf{u}^2) = p(\rho_{\rm m,*}\mathbf{u}_*^2) + \frac{\partial p(\xi)}{\partial \xi} \bigg|_{\xi = \rho_{\rm m,*}\mathbf{u}_*^2} (\rho_{\rm m}\mathbf{u}^2 - \rho_{\rm m,*}\mathbf{u}_*^2) + O(\rho_{\rm m}\mathbf{u}^2 - \rho_{\rm m,*}\mathbf{u}_*^2)^2,$$

$$\rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2} = \frac{\mathcal{P}(\rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2}) - \mathcal{P}(\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^{2})}{\frac{\partial \mathcal{P}(\xi)}{\partial \xi}\Big|_{\xi=\rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2}}} + \rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^{2} + O(\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^{2} - \rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2})^{2}$$

特性状態 $\rho_{m,*}u_*^2$ から逸脱しているときのエーテル圧力を記号

$$p \equiv \frac{\mathcal{P}(\rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2}) - \mathcal{P}(\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^{2})}{\frac{\partial \mathcal{P}(\xi)}{\partial \xi}\Big|_{\xi = \rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2}}}$$

で表し、値が小さい2次項を捨てて、外部湧き出しのエネルギー密度Ⅱを付け加えると、次の状態方程式

$$\rho_{\mathrm{m},*}\mathbf{u}_{*}^{2}=p+\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^{2}+\Pi,$$

またはエーテル密度の電磁測定単位(§1.1 および§20.1 参照)で

$$k_{\rm m,0}\rho_* u_*^2 = p + k_{\rm m,0}\rho \mathbf{u}^2 + \Pi$$
(15)

が得られる。

状態方程式(15)は、応力中に蓄えられているエーテルエネルギーの密度、エーテル の運動エネルギーの密度および外部湧き出しのエネルギー密度の和が不変であり続け ていることを意味している。

特性パラメーター $\rho_*$ ,  $u_*$ の値は、実験データに基づいて推定することができる (§2.1 および§20 参照)。 $u_*$ の値は、さらに、分子運動論との類推に基づいて理論的に推定することもできる (§21.1-21.3 参照)。

 $\rho_* = \rho_0, |\mathbf{u}_*| = c, \Pi = 0$ の場合には、状態方程式(15)は、 $|\mathbf{u}| = c$ かつ $\rho = \rho_*$ のとき、 エーテル中に圧力p(内部応力)が存在しないこと、速度が小さく、 $|\mathbf{u}| \ll 0$ のとき(静止しているとき)、圧力が最大値 $p = p_{\text{max}} \equiv \rho_{\text{m},0}c^2$ に達すること、このとき、エーテルの圧力と密度の比はエーテル中における擾乱の自由伝播速度の2乗と等しくなること

 $(p/\rho_{m,0} = c^2)$ を意味している。言い換えると、 $\rho_* = \rho_0$ 、 $|\mathbf{u}_*| = c$ 、 $\Pi = 0$ のとき、速度  $|\mathbf{u}| o |\mathbf{u}_*| = c$ 以下への減少はエーテル圧力pの増大をもたらす。

この先(§15.1,§15.2,§16.2,§17.1,§17.2)において明らかになるように,  $\rho u^2$ 中に因数 1/2 が存在しない状態方程式(15)こそがクーロンの法則と万有引力の法則をもたら すということを強調しよう。それだけでなく、1/2 なしの公式(15)は、エーテル中に おける小規模擾乱の伝播速度(19)を解明すること、また、分子運動論の類似物のエー テルへの適用結果と一致する、エーテルの熱伝導率(270)を再現することを可能にす る。

エーテル中で作用するいくつかの力およびその他の関数の計算は、圧力勾配**∇**<sub>r</sub>pの 利用に基づいて行われる。状態方程式は**∇**<sub>r</sub>pを決定することを可能にする。そのとき、 35 1. 連続媒質としてのエーテルの数理モデルの階層性

定数ρ<sub>\*</sub>およびu<sub>\*</sub>の具体的な値は表式(15)の勾配の左辺から消える。

例えば,エーテル流のパワー密度の場合には,(14)および(15)より,次式が得られる:

$$w(t,\mathbf{r}) = -\frac{\partial p(t,\mathbf{r})}{\partial t} - \mathbf{u}(t,\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} p(t,\mathbf{r}) - \frac{\partial \Pi(t,\mathbf{r})}{\partial t} - \mathbf{u}(t,\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} \Pi(t,\mathbf{r}).$$
(16)

定常モード(このとき時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)において, 湧き出しが存在しないΠ = 0の場合には,公式(16)は単純になる:

$$w(t,\mathbf{r}) = -\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}} p(t,\mathbf{r}).$$

この式を軌道 $\mathbf{r} = \mathbf{r}(t)$ 上において検討し、この式に $\mathbf{F} = 0$ のときの(5)の $\nabla_{\mathbf{r}} p$ を代入しよう:

$$w(t, \mathbf{r}(t)) = k_{m,0}\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \frac{d\left(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)}{dt}$$

これより, F = 0のときの方程式(5)の解において, 定常モードにおけるパワーに関する次の表式が得られる:

$$w(t, \mathbf{r}(t)) = \frac{k_{m,0}}{2\rho(t, \mathbf{r}(t))} \frac{d\left(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)^2}{dt} = \frac{1}{2\rho_m(t, \mathbf{r}(t))} \frac{d\left(\rho_m(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)^2}{dt}.$$
(17)

公式(17)は、一般的公式(13)の個別的場合である。なぜなら、公式(17)は、F = 0の ときの方程式(5)を恒等式にする関数 $\rho$ およびuの場合について妥当するからである。

方程式(15)は、エーテル中における密度の増分に対する圧力の増分の比を推定する ことを可能にする。密度 $\rho_{\rm m}$ の特性値 $\rho_{\rm m,*}$ に対する小規模擾乱の場合を検討しよう。(15) を $\rho_{m,*}$ について微分し、 $\rho_{\rm m} \approx \rho_{\rm m,*}$ であることを考慮すると、 $\Pi = 0$ のとき、次式が得られる:

$$\frac{dp}{d\rho_{\mathrm{m},*}} = \mathbf{u}_*^2 - \mathbf{u}^2. \tag{18}$$

特性速度からの逸脱が小さい場合(**u**<sup>2</sup> ≪ **u**<sup>2</sup>)には,公式(18)は次式に移行する:

$$\frac{dp}{d\rho_{\mathrm{m},*}} \approx \mathbf{u}_*^2. \tag{19}$$

関係式(19)は,連続体力学において適用されている小規模擾乱の伝播速度に関する 公式(例えば[9, p.101-103]の公式(57),(65)参照)と一致している。しかし,ここ では,関係式(19)は,何らかの速度の2乗を記号化したもの(そこには左辺は非負で あるという公準[9,公式(57);14,公式(6.21)]が含まれており,また,力学[9, p.102; 15, §17]におけるように,その速度の意味が最も単純な振動方程式の解に基づいて説 明されている)として導入されているのではなく,エーテル状態方程式からの帰結で ある。

エーテル中における自由運動の特性速度**u**<sub>\*</sub>の大きさは制限されている。エーテル中 における擾乱の自由伝播速度は光速度*c*を超えないことが実験的に立証されている。 §1.3 の冒頭の部分において指摘したように、ガリレイ変換は、そこでは求める関数  $\rho$ およびuが決定されている初期座標系の存在を常に想定している。それゆえ、初期座 標系においては、関係式(15)が決定されており、これには、エネルギー密度 $k_{m,0}\rho$ u<sup>2</sup>が 決定されていることも含まれている。有向線分として理解されるベクトルにおける変 数の置換、また新たな座標系の導入は、座標軸上へのベクトルの射影の変化をもたら す可能性があるが、しかし、ベクトルの長さと方向の変化はもたらさない(例えば p.29 のuとu'の間の関係式、すなわちu'(t,r'(t)) = u(t,r'(t) + vt) = u(t,r(t))を参照)(数理 モデリングにおける不変対象物およびそれらの不変操作の利用についてのより詳しい 検討は§2.5 でなされる)。このように、変数の置換という数学的手続きの観点から見る と、公式(15)はガリレイ変換に対して不変である。不変性のこのような理解は、初期 座標系における諸量のアプリオリな設定および変数の置換に対する諸量の不変性に立 脚している。

不変性のこの理解に対する物理的解釈は,実例によって説明することができる。媒 質と一緒に運動している運動座標系中にいる観測者は,媒質の運動を感じずにいるこ とができ,そもそも媒質の存在に気付かずにいることができる。しかし,観測者が停 止し,媒質の作用を受けたならば,彼は,媒質は何らかの運動論的性質を持っている と結論しなければならなくなる。そして,もしその性質が何らかの座標系において発 現していないのだとしても,その性質が媒質の数理モデルに反映される必要がある。
37 2. エーテル方程式からのマクスウェル方程式の導出

## 2. エーテル方程式からのマクスウェル方程式の導出

力学の古典的アプローチからマクスウェル方程式を得るという課題は、かなり以前 に定式化された。例えば、N.Ye.ジュコーフスキー[Nikolay Yegorovich Zhukovsky]は既に 1918 年にこの課題の解決の方向性について検討していた [59]。

本節では,連続方程式およびニュートンの第2法則からなるエーテルの力学方程式 (4)-(6)からの一般化マクスウェルーローレンツ方程式系の導出が示される。この方程式系 のいくつかの性質が検討される。論文[45]の結果が,モデル内に力および圧力勾配が存 在する場合に対して一般化されている。

理論的に得られた一般化マクスウェルーローレンツ方程式系は、巨視的レベルと微視的 レベルの両方に妥当する。このことは、微視的レベルの電磁気過程を記述するためにロー レンツが用いた仮説(例えば[37, p.338])を裏付けている。

いくつかのアプローチにおいては、マクスウェル方程式が振動方程式を用いて導出され いる(例えば[60, p.98]および[61,109,110]参照)。ここでは、その導出は、振動過程 以外のものも記述している初期エーテル方程式系に基づいて行われている。それゆえ、こ こに示されている結果は、より一般的な結果である。

### 2.1. エーテル方程式からの一般化マクスウェル-ローレンツ方程式の導出

磁束密度ベクトルBおよび電場強度Eを検討することの利便性は、それらを実物実験 で測定することが可能であることによってもたらされる。ただし、それらの測定の技 術的実現およびその解釈は、それとは別の複雑な課題である(例えば「88-90]参照)。

文献 [40, 46, 48, 50] では、ベクトルBおよびEに対し、エーテル流束密度の回転および対流導関数(曲線に沿った導関数 [51, §5.5-3, §16.10-8]) という定義が与えられている:

$$\mathbf{B} \equiv c \nabla \times (\rho \mathbf{u}),\tag{20}$$

$$\mathbf{E} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} (\rho \mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = \frac{1}{\rho} \left( \frac{1}{2} \nabla (\rho \mathbf{u})^2 - \rho \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) \right) = |\mathbf{u}| \nabla (\rho |\mathbf{u}|) - \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}.$$
(21)

ここでは、正の定数*c*が**B**の測定単位を決定する。CGS 単位系(電気量および磁気量の 測定のための絶対ガウス単位系を含んでいるもの)におけるように、BとEが同一の測 定単位を持つことが要求される場合には、*c*は速度の次元を持っていなければならな い。一般物理学との類推に基づき、このように定義された*c*をエーテル動力学的定数と 呼ぶことにしよう。ここで理論的に得られたマクスウェル方程式と、CGS 単位で実験 的に立証されている方程式との比較は、定数*c*は光速度*c*(エーテル中における擾乱の 自由伝播速度)と等しく選ばれなければならないと結論することを可能にする。

古典物理学でも,速度cは磁場の概念とともに導入され,電磁定数と呼ばれていることを思い出そう。電磁定数の値は実験的に測定され,真空中の光速度と等しいことが判明している(例えば[28, p.213]参照)。

エーテル方程式(4)-(6)では、速度uの大きさに対していかなる制限も課されていないことに再度注目しよう。これには、光速度を超える可能性が許容されていることも

含まれる。

定義式(20),(21)は、Bはエーテル流束密度puの渦成分を記述していること、そして 対流導関数であるEは媒質の速度uでの運動によるpuの加速を記述していること(例え ば [9,p.54;14,p.40] 参照)を意味している。これらの定義式は、磁気を渦運動、電流 を並進運動とみなしていたマクスウェルの表現(例えば [39, p.212] 参照)と一致し ている。

[41] では、時間導関数を用いたEの定義式、すなわちE =  $-\partial \rho u / \partial t$ が提案されていることに注目しよう。この定義式は運動方程式であるから、 $\nabla P = 0$ かつF = 0のとき、 (21)と等価になる。本書では、(21)の定義は $\nabla P \neq 0$ またはF  $\neq 0$ の場合に適用される。 この定義は、媒質の速度uでの運動による流束密度 $\rho$ uの変化によって引き起こされた 力の電場に対する抵抗を意味しており、ニュートンの第2法則(5)からの帰結として マクスウェル方程式を得ることを可能にする。 $\nabla P \neq 0$ またはF  $\neq 0$ のとき、Eの定義を E =  $-\partial \rho u / \partial t$ またはE =  $-\partial \rho u / \partial t - (\nabla (\rho u)^2) / (2\rho)$ として導入した場合には、マクス ウェル方程式は、ニュートンの第2法則からの帰結として得られない。ニュートンの 第2法則は、例えばE =  $-\partial \rho u / \partial t - (\nabla (\rho u)^2) / (2\rho)$ の場合には、E + u × B/c + (F +  $\nabla P$ )/k<sub>m,0</sub> = 0に移行する。様々な記号の導入が初期エーテル方程式の表現形式お よびその解釈を変化させる可能性はあるものの、しかし、求める関数 $\rho$ およびuという 用語で表されている、出発点となる課題の数学的本質は保たれていることを強調しよう。

幾何学的解釈では、(20),(21)の形式でのエーテル流東密度 $\rho$ uの表現は、2 つのベクトルEおよびBの形を持ったある種の特殊な表現となっている。( $\nabla \times \rho$ u)・ $\nabla(\rho u)^2 = 0$ の場合には、これらのベクトルは垂直、すなわちE・B = 0となる。一般的な場合には、E・B ≠ 0である。これは、例えばベクトル $\rho$ u =  $a_x(x)i_x + a_y(z)i_y + 0i_z$ (ここで $i_x$ , $i_y$ , $i_z$ はデカルト座標における単位基底ベクトル)の場合に満たされる。

定義式(20), (21)によって導入されたベクトルEおよびBは、一般化マクスウェル方 程式として解釈することができる方程式を満たしていることを示そう。

[46,48] では、マクスウェル方程式の個別的な一般化が提案されている。[45] との類推に基づき、エーテル方程式から最も一般的な巨視的レベルのマクスウェル方程式を得よう。この目的のためには、方程式系(4)-(6)をオイラー変数で表記すると都合が良い:

$$\frac{\partial \rho(t,\mathbf{r})}{\partial t} + \nabla_{\mathbf{r}} \cdot \left(\rho(t,\mathbf{r})\mathbf{u}(t,\mathbf{r})\right) = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}q(t,\mathbf{r},\rho(t,\mathbf{r}),\mathbf{u}(t,\mathbf{r})),$$
(22)

$$\frac{\partial \rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r})}{\partial t} + (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \cdot \nabla_{\mathbf{r}}) \big( \rho(t, \mathbf{r}) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \big) = \frac{1}{k_{m,0}} \Big( \mathbf{F} \big( t, \mathbf{r}, \rho(t, \mathbf{r}), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \big) + \nabla_{\mathbf{r}} P \big( t, \mathbf{r}, \rho(t, \mathbf{r}), \mathbf{u}(t, \mathbf{r}) \big) \Big).$$
(23)

ラグランジュ変数からオイラー変数への移行については, §2.5.2 で詳しく記述されている。

運動方程式(23)によれば、公式(21)によるEの導入は、電場を方程式(23)の左辺の力 の項として解釈することを意味している。その力の項は、軌道(曲線、方向)に沿っ たエーテル流束密度の導関数と等しいか、または時間に関する全導関数の中の、空間 座標についての微分を含んでいる部分と等しい[51, §5.5-3, §16.10-8]。 **E**の定義式(21)において生じている**E**と**B**の間の関係は,運動方程式(23)からの帰結 でもあることに注目するべきである。実際,公式(21)および(23)より,次式が得られる:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = -\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}}.$$
(24)

今度は(24)を(23)に代入し、表式(21)、(20)を利用すると、次式が得られる:

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = |\mathbf{u}| \nabla(\rho |\mathbf{u}|). \tag{25}$$

このように,関係式(25)は,エーテルの運動量保存則(23)の表記のもう1つ別の形式になっている。ローレンツ力の場E+u×B/cは,この先,多数の法則に現れる(状態方程式(15)を用いてE+u×B/cとエーテルの圧力勾配および密度勾配との関係を定めている公式(94)も参照)。

公式(25)は、方程式(23)の右辺の形に依存していないこと、すなわち微視的レベル でも巨視的レベルでも妥当することに注目しよう。この公式は、エーテル流束を分類 することを可能にする(§15 参照)。それだけでなく、公式(25)を、(4)、(5)の湧き出し および力とともに、エーテルの存在の実験的裏付けのために用いる試みを行うことが できる。

(25)の左辺はローレンツ力に相当する場であり、右辺はエーテルの密度および速度 を通じたエーテルの力の作用の表現である。それゆえ、方程式(25)は、エーテルの運 動時に生じる力の、ベクトルEおよびBを用いた表現として解釈することができる。

等式(24)は、運動方程式を用いて得られる、電場ベクトルに関するもう1つ別のエ ーテル的表現、すなわち $\mathbf{E} = -\partial \rho \mathbf{u}/\partial t + (\mathbf{F} + \nabla P)/k_{m,0}$ を与えていることを強調しよう。 ポテンシャル力 $\mathbf{F} = -\nabla U_{\mathbf{F}}$ の場合には、電場 $\mathbf{E}$ は、スカラーポテンシャルの勾配と、ベ クトルポテンシャルに含まれる時間に関する偏導関数との和の形、すなわち $\mathbf{E} = -(\nabla U_{\mathbf{F}} - \nabla P)/k_{m,0} + \partial (\mathbf{A}/c)/\partial t$ 、 $\mathbf{A} \equiv c \rho \mathbf{u}$ で表される。この表式は、物理学において電 場に関して導入されている諸ポテンシャルを理論的に根拠付けている。

方程式(23)は解において恒等式に変わる。この恒等式は様々な変換を受けることができる。

(23)に演算子 $c\nabla \times c\bar{\sigma}$  部間 しよう。 $\nabla \times \nabla P = 0$  であることを考慮すると、次式が得られる:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + c \nabla \times \mathbf{E} = \frac{c}{k_{\rm m,0}} \nabla \times \mathbf{F}.$$
(26)

古典物理学との類推により、この方程式を一般化ファラデー方程式と呼ぼう。 (20),(21)の発散を取ると、次式が見出される:

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot \mathbf{B} = \mathbf{0},\tag{27}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma,\tag{28}$$

$$4\pi\sigma \equiv \nabla \cdot \left(\frac{1}{\rho}(\rho \mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})\right) = \nabla \cdot \left(|\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|)\right) - \nabla \cdot \left(\mathbf{u} \times \left(\nabla \times (\rho \mathbf{u})\right)\right)$$

ここでは, σはエーテル流によって決定される電荷密度という意味を持っている。物理 学では,公式(28)は静電気学における微分形式のガウスの定理と呼ばれている [28, p.7]。ここでは,この公式はエーテル中における電場Eおよび電荷密度σの定義からの 帰結として得られている。

曲線に沿った導関数の演算子(u·∇)を方程式(23)に適用しよう。次式が得られる:

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c}\mathbf{B}\right) = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j},$$

$$4\pi \mathbf{j} \equiv (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) -$$

$$\nabla \times \left(\mathbf{u} \times \left(\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})\right)\right) +$$

$$\nabla \times \left(\mathbf{u}\left(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})\right)\right) - \left(\left((\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) \cdot \nabla\right)\mathbf{a} +$$

$$\left(\left(\frac{q}{\rho}\mathbf{u} - \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{\rho k_{m,0}}\right) \cdot \nabla\right)\mathbf{a} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}},$$
(29)

$$\mathbf{a} \equiv \rho \mathbf{u}, \ \mathbf{b} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a} = (\nabla |\mathbf{a}|^2 / 2 - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{a})) / \rho.$$

ここでは, jは電流密度という意味を持っている。公式(29)を一般化アンペール方程式 と呼ぼう。

方程式(29)の導出に際しては、演算子▼との作用に関する既知の法則(例えば[51]の表 5.5-1 参照), すなわち

 $(\mathbf{u} \cdot \nabla) ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{b} = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}),$ 

$$\mathbf{u} \times \mathbf{b} = \mathbf{u} \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{a}) =$$
$$\mathbf{u} \times ((\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u}) - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})) - \mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})),$$

およびベクトル2重積の表式

$$\mathbf{u} \times (\mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a})) = \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \nabla \times \mathbf{a}$$

ならびに [52] の公式(3)の類似物が利用された。その類似物は、 $\rho \neq 0$ のとき、方程式(4)の $d\rho/dt$ を方程式(5)に代入することによって得られる:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} = \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \frac{q}{\rho}\mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}\rho}.$$
(30)

公式(29)の導出については、付論1(p.399)でより詳しく記述されている。 (29)の発散を取ると、電荷密度と電流密度との間の関係式

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{j} = 0 \tag{31}$$

が得られる。この関係式には、電荷保存則の形を与えることができる(§3末尾のコメント参照)。

(24)を時間微分し、 *∂E/∂t*を(29)に代入すると、電流密度に関するもう1つ別のエー テル的表現を見出すことができる:

$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \left( \mathbf{\nabla} \times \left( |\mathbf{u}|^2 \mathbf{\nabla} \times (\rho \mathbf{u}) \right) + \frac{\partial^2 \rho \mathbf{u}}{\partial t^2} - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \frac{\partial (\mathbf{F} + \mathbf{\nabla} P)}{\partial t} \right).$$
(32)

上記において示されているのは, 演算子*c*∇×および(**u**・∇)の適用は, 方程式(23)の 左辺のベクトルの2つのベクトルへのある種の特殊な分解として解釈することができ, その分解が公式(26)および(29)をもたらすということである。そのような分解の結果, 線形独立なベクトルが得られる場合には, (26)および(29)の各方程式は, EおよびBの 挙動に関する本質的な情報を与える。

|**u**| ≈ *c*, ∇ × **F** = 0で, *σ*および**j**が実験的に決定可能な場合には, 方程式(26)-(29)は 古典的マクスウェル方程式系に移行する:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c},$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma.$$
(33)

[56] によれば、ベクトルHおよびDの導入は人為的な手法であり、必須ではない。 媒質の全ての効果はσおよびjに含まれている([56]の方程式(2.1.1)および p.24-26の 考察ならびに[57] または[58]の§1.1 参照)。

方程式(25)は、電荷密度を掛けるとローレンツ力の密度FLに移行する:

$$\mathbf{F}_L = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} \right).$$

この公式からのニュートンの第2法則の導出は§16.1に示されている。

こうして,そこではσ, u, E, Bが求める関数となっている方程式系(20)-(23), (25),または(22), (23), (25)-(28),または(22), (23), (26)-(29)は,一般化マクスウェル方程式 系として解釈することができ,それらをF<sub>L</sub>に関する公式と一緒にすれば,一般化マク スウェル-ローレンツ方程式系として解釈することができる。

初期エーテル方程式(22), (23)はガリレイ変換に対して不変であること(§1.3 参照) に注目する必要がある。マクスウェル方程式におけるそのような不変性の喪失の原因 は、エーテルの運動方程式が非不変変換されていること、かなり複雑な微分演算子が 利用されていること、電流の場および密度の解釈が何らかの媒質なしに行われている こと、|**u**| ≈ *c*のとき、非線形エーテル方程式が線形化されていることにある。一般化 マクスウェル方程式および古典的マクスウェル方程式の不変性に関する問題は§2.5 で 詳しく検討されている。

マクスウェル方程式において許容解のクラスを狭めている条件(27),(28)は,エーテルの運動方程式に微分演算子を適用したときに発生する解集合の拡張に対する,ある種の相殺として解釈することができる。

物理学では、マクスウェル方程式に*∂E/∂t*の項が存在するか否かに関する問題が今 に至るまで議論されている。電磁場のエーテル的解釈では、この問題は単純な答えを 持っている。

方程式(29)の導出は、マクスウェル理論におけるのと同様に、いささか人為的である。公式(29)を得た際には、ベクトル $\partial E/\partial t \ge \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}/c) \ge 0$ 分離が明示的な形で行われた。このような形式的な操作は正当ではあるが、いくつかの現象の物理的解釈を困難にする可能性がある。ベクトルEおよびjのそれぞれは、 $\rho$ およびuを通じて表されている。それゆえ、Eとjは互いに独立した量ではない。(29)の導関数 $\partial E/\partial t$ は、 $\rho$ ,uを

通じて, 例えば公式(21)を用いて $\partial E/\partial t = \partial ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}))/\partial t$ と表して, 電流密度jの中に入れることができる。その電流密度は, それでなくても複雑な構造を持っているので, 荷電粒子の運動以外の原因によっても, ゼロ以外の値を持っている可能性がある。その結果, 方程式(29)は, 別の等価な形式で表記される:

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}\right) = 4\pi \mathbf{j}_{\text{total}}, \ \mathbf{j}_{\text{total}} \equiv \mathbf{j} + \frac{1}{4\pi}\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$
 (34)

全電流密度j<sub>total</sub>は、方程式(31)によって電荷密度と関係している電流密度と、経時的に変化する電場によって引き起こされた電流密度との和からなっている。

公式(34)は、 |**u**| ≈ *c*のとき、普通、電流発生の本性の細部が大きな意味を持っていない、電気工学における実践の場で適用されている。

それだけでなく、方程式(29)の代わりに、より明白な物理的意味を持っているロー レンツ力の場(25)を用いれば、*∂***E**/*∂t*に関する問題は原理的に生じない。この場合には、 *∂***E**/*∂t*は、**E**および**j**に関する方程式系には含まれない(§2.2 も参照)。

エーテルの速度および密度を通じたσおよびjに関する表式は,σおよびjを理論的に 計算することを可能にする。特殊な仕方で励起されたエーテルの運動を用いることに より,電流および電荷密度に対応する,真空中における密度ρおよびuを得ることがで きる。その際,電荷および電流の担体自体,例えば素粒子の存在は必須条件ではない。

一般化マクスウェル方程式系には,関数σ, j, F, ∇Pの中でエーテル流束と不連続面または巨視的物体との相互作用を記述する,追加的な条件および項を付け加えることができる。

一般化マクスウェル方程式の解の最も単純な例を挙げよう。q = 0,  $\mathbf{F} = 0$ ,  $\nabla P = 0$ の とき, エーテル方程式(22),(23)は, 密度 $\rho = const$ および速度 $\mathbf{u} = u_a cos(vt - vz/c)\mathbf{i}_x + u_a sin(vt - vz/c)\mathbf{i}_y + c\mathbf{i}_z$  (ここで $u_a$ は横速度の振幅)を満たす。公式(20),(21)によれ ば, エーテルのこれらの速度および密度に対しては, 単色平面円偏波が対応している。 そのような波は, 古典的マクスウェル方程式(33)も満たしていることが知られている。 エーテル中における波動過程については§4 でより詳しく検討されている。

電磁波のエーテル的表現の長所は、横振動成分だけでなく、波の伝播方向の速度成 分が明示的な形で存在していることである(公式(80),(238)も参照)。それゆえ、電磁 波のエーテル的表現は、実験において観測される粒子と波動の二重性を、運動方向に 沿った非ゼロ成分を持つエーテル流として説明することを可能にしている。ベクトル EおよびBには波の伝播方向の成分は存在しておらず、このことが波の運動に関する実 験的データの解釈に困難を引き起こしている。一般的な場合には、EおよびBがエーテ ル流束密度ρuに関して担っている情報は不完全である。

### 2.2. 電場および磁場の計算

前節には, EおよびBを含んでいるエーテル方程式の表記の 3 つの形式, すなわち (20)-(23), (25); (22), (23), (25)-(28); (22), (23), (26)-(29)が提示されている。こ れらの各形式は一般化マクスウェルーローレンツ方程式として解釈することが可能で あることが示された。EおよびBの最も便利な計算方法という問題が生じてくる。

方程式(26)-(29)は微分を用いて得られた。その結果,これらの方程式は,初期方程 式系(20)-(23)より幅広いEおよびBの解のクラスを持つ可能性がある。それだけでな く,課題を(20)-(23)の形式で検討する際には、2 つの方程式(22),(23)のみをスカラー 関数ρおよびベクトル関数uに関して解くことが要求され、次に、ρおよびuに基づき、 2 つのベクトル関数EおよびBが公式(20),(21)を用いて計算される。それゆえ、電場お よび磁場の計算のためには、方程式系(20)-(23)の方がより好ましい。

このように、エーテル方程式(1)-(6)および一般化マクスウェル-ローレンツ方程式 の物理的解釈の如何に関わりなく、方程式系(1)-(3)あるいは巨視的レベルの方程式系 (4)-(6)は、電磁場の発見のための有効な数学的ツールを与えている。文献[50]では、 数値法の適用にとって都合の良い方程式(1)-(3)の表記形式が提案され、エーテル動力 学の課題の解決の数値計算アルゴリズムが提示され、陽子およびミュー粒子からの水 素中間子原子の生成過程の計算に対する数値計算アルゴリズムの適用が実例によって 説明されている。

ベクトルEおよびBは測定可能である。それゆえ,所与のEおよびBに基づく*p*および uの発見という逆課題が興味を引く。そのような課題は,例えば方程式(20)からベクト ル*p*uを決定し,*p*とuを個別に計算するために*p*uを方程式系(22),(23),(15)に代入する ことによって解決することができる。

### 2.3. ベクトルポテンシャル. 物理的解釈

ベクトルポテンシャル**A**  $\equiv c \rho u$ の導入の可能性については既に検討した。ベクトル**A** は、実際にベクトルポテンシャルである。なぜなら、(20)により、

### $\mathbf{B} = \boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{A}$

であるからである。

ベクトルAは、力学的測定単位 $\rho$ を用いたとき、エネルギー密度の次元を持っている。 Aの方向は、エネルギー密度の運動方向を指し示している。[50] では、方程式系(1)-(3)を解くために、エーテルの 1 点 $\mathbf{r}(t)$ の運動の軌道上における $|\mathbf{A}(t,\mathbf{r}(t))|$ の保存が証 明されている。これはエネルギー保存則の類似物である。

(25)によれば、電磁単位でのベクトル(|u|/c) $\nabla|A|$ は電場強度の次元を持っており、 エーテルの力の作用を記述している。|u| = cの場合の量-|A|は、磁場が存在しないと きは電位である。

公式(21)を用いると、ベクトルEはエーテルのベクトルポテンシャルおよび密度を 通じて表される。すなわち:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\rho c^2} (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{A} = \frac{1}{\rho c^2} \left( \frac{1}{2} \nabla \mathbf{A}^2 - \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \right).$$

Eのもう1つの表現については p.39 で考察した。

一般化マクスウェルーローレンツ方程式は,関数*ρ*, **A**, **E**, **B**に対して相異なる形式で表記することもできる。

ベクトルポテンシャル(すなわちエーテル流)が実在することは,直接的な実験[88-90]によって裏付けられている。

事実上ベクトルポテンシャルA  $\equiv cpu$ を用いているBの定義(20)は、無限空間中の磁場Bはポテンシャルを持たないこと、すなわち、Bは何らかのスカラー関数 $b \neq 0$ の勾配の形で表現することができないことを根拠付けることを可能にしている。そのスカラー関数は無限遠においてゼロになる。背理法で証明しよう。BはB =  $\nabla b$ の形で表す

ことができ、ここで $b \neq 0$ であり、 $r \to \infty$ のとき $b \to 0$ と仮定しよう。すると、 $\nabla \times A = \nabla b$ となる。この等式から発散を取ろう。ラプラス方程式 $\Delta b = 0$ が得られる。この方程 式は、 $r \to \infty$ のとき $b \to 0$ という条件を持つ無限空間中においては、ゼロ解 $b \equiv 0$ のみ を持つ(例えば、ゼロ境界条件を持つ有限領域内における問題の解の極限と同様に[62, chap.4, §2])。得られた矛盾は、無限空間中のBは電位を持たないという主張を証明し ている。

磁場は、電流が存在しない有限領域内では電位を持ち、電流が存在する有限領域内では電位を持たない(例えば 28, p.228, p.233 参照)。

## 2.4. 電場および磁場の一般化振動方程式

ファラデー方程式(26)およびアンペール方程式(29)より,次式が得られる:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{\rm m,0}} \nabla \times \mathbf{F},\tag{35}$$

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}\right) = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j}.$$
(36)

これらは、物理学で普通に検討されている方程式を一般化する、電場および磁場の振動方程式である(例えば[33, p.17-22]参照)。

回転操作を方程式(35)および(36)に適用しよう:

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{E}) = -\frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}),$$
$$\nabla \times \left( \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mathbf{B} \right) \right) = \nabla \times \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \nabla \times \mathbf{j}.$$

これらの式の左辺においてベクトル恒等式 [51, §5.5-1]

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{a}) = \nabla (\nabla \cdot \mathbf{a}) - \nabla^2 \mathbf{a}$$

を利用し、右辺において回転と時間に関する偏導関数の場所を入れ替えよう(時間に 依存しない局在基底ベクトルを持つ座標系では、この操作が可能である)。次式が得ら れる:

$$\nabla(\nabla \cdot \mathbf{E}) - \nabla^2 \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \nabla \times \mathbf{B}}{\partial t} + \frac{1}{k_{\rm m,0}} \nabla \times (\nabla \times \mathbf{F}), \qquad (37)$$

$$\nabla \times \left(\nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}\right)\right) - \nabla^2 \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}\right) = \frac{\partial \nabla \times \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \nabla \times \mathbf{j}.$$
 (38)

方程式(36)から時間に関する偏導関数を取り、この方程式をc<sup>2</sup>で割ろう:

$$\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}\mathbf{B}\right) - \frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}.$$
(39)

公式(37)に−1を掛け、この式内において4π∇σ (28)と等しい項∇(∇・E)を右辺に移項 し、得られた表式から方程式(39)を計算しよう。次式が得られる:

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} = 4\pi\nabla\sigma + \frac{4\pi}{c^{2}}\frac{\partial\mathbf{j}}{\partial t} + \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\times\left(\left(1 - \frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c^{2}}\right)\mathbf{B}\right)\right) - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\nabla\times(\nabla\times\mathbf{F}).$$
(40)

今度は方程式(38)について検討しよう。この式に(35)の表式∇×Eを代入し、両辺に *c*∇<sup>2</sup>Bを加え、*c*で割ろう:

$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \left( \nabla \cdot \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) \right) - \nabla^2 \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2} \mathbf{B} \right) - \frac{1}{k_{m,0}c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} \nabla \times \mathbf{j}.$$

**∇**·**B** = 0 (27)を用いてこの表式を簡略化しよう:

$$\nabla\left(\nabla\cdot\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}\mathbf{B}\right)\right) = \nabla\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}\nabla\cdot\mathbf{B} + \nabla\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}\right)\cdot\mathbf{B}\right) = \nabla\left(\mathbf{B}\cdot\nabla\left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c^2}\right)\right).$$

すると、次式が得られる:

$$\nabla^{2}\mathbf{B} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{B}}{\partial t^{2}} = -\frac{4\pi}{c}\nabla\times\mathbf{j} + \nabla^{2}\left(\left(1 - \frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c^{2}}\right)\mathbf{B}\right) +$$

$$\nabla\left(\mathbf{B}\cdot\nabla\left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c^{2}}\right)\right) - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}c}\nabla\times\frac{\partial\mathbf{F}}{\partial t}.$$
(41)

方程式(40), (41)は電場および磁場の振動方程式の一般化である。 |**u**|/*c* ≈ 1,**F** = 0のとき,これらの方程式は既知の方程式に移行する [33, p.17-22]:

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} = 4\pi\nabla\sigma + \frac{4\pi}{c^{2}}\frac{\partial\mathbf{j}}{\partial t},$$
$$\nabla^{2}\mathbf{B} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{B}}{\partial t^{2}} = -\frac{4\pi}{c}\nabla\times\mathbf{j}.$$

極限的な場合(|u|/c ≪ 1)には,公式(40),(41)はラプラス演算子を含まない:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -4\pi \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t},$$
$$\frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = 4\pi c \nabla \times \mathbf{j} + \frac{c}{k_{m,0}} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{F}}{\partial t}.$$

ここでは, 方程式(40)の簡略化に際して(35)の∂B/∂tに関する表式が利用された。 もう1つの極限的な場合(|u|/c ≫ 1)には, 方程式(40), (41)は次式に移行する:

,

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} = 4\pi\nabla\sigma + \frac{4\pi}{c^{2}}\frac{\partial\mathbf{j}}{\partial t} - \frac{1}{c}\frac{\partial}{\partial t}\left(\nabla\times\left(\left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c^{2}}\right)\mathbf{B}\right)\right) - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\nabla\times(\nabla\times\mathbf{F}),$$
$$\nabla^{2}\mathbf{B} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{B}}{\partial t^{2}} = -\frac{4\pi}{c}\nabla\times\mathbf{j} + \nabla\times\left(\nabla\times\left(\left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c^{2}}\right)\mathbf{B}\right)\right) - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}c}\nabla\times\frac{\partial\mathbf{F}}{\partial t}.$$

これら2つの方程式において、公式(36)を適用しよう:

$$\nabla^{2}\mathbf{E} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{E}}{\partial t^{2}} = 4\pi\nabla\sigma + \frac{4\pi}{c^{2}}\frac{\partial\mathbf{j}}{\partial t} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial\mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi\mathbf{j}\right) - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\nabla\times(\nabla\times\mathbf{F}),$$
$$\nabla^{2}\mathbf{B} - \frac{1}{c^{2}}\frac{\partial^{2}\mathbf{B}}{\partial t^{2}} = -\frac{4\pi}{c}\nabla\times\mathbf{j} + \frac{1}{c}\frac{\partial\nabla\times\mathbf{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\nabla\times\mathbf{j} - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}c}\nabla\times\frac{\partial\mathbf{F}}{\partial t}.$$

第2式において、▼×Eを(35)の表式で表そう。次式が得られる:

$$\nabla^{2}\mathbf{E} = 4\pi\nabla\sigma - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\nabla\times(\nabla\times\mathbf{F}),$$
$$\nabla^{2}\mathbf{B} = 0.$$

このように、|u|/c >> 1のとき、方程式(40), (41)は時間導関数を含まない。

## 2.5.\* 一般化マクスウェル方程式および古典的マクスウェル方程式のガリレイ変換不 変性に関する問題の研究

### 2.5.1. 数理モデリングおよび物理学における不変性

座標系に対して不変な概念および定量的関係式が数理モデリングの方法論において 果たす役割,また,物理学の方法論が持つ役割について検討しよう。

諸過程の正確な数理モデルを構築する際には、自然は、人間が考え出した座標系や 時間の測定方法について何も知らないという前提から出発することが重要である。座 標や時間の概念は、観測される現象の記述を手持ちの数学的手段の枠内で定式化する ために導入される。これらの概念は、数理モデルの構築の際の出発点の1つとなって いる。

座標系,空間および時間に関係する哲学的問題は本書の範囲を超えている。それらの問題に関する考察は文献[102,80,103,104]で見出すことができる。

実践的応用という観点から見ると,数学的ツールを用いて表記される定量的関係式 は,何らかの定量的公準の抽象的形式主義を表現するのではなく,自然界において進 行している諸過程のメカニズムを最大限反映し,解明するものでなければならない。 実践において成功裡に利用される数理モデルは,まさにそのような目的に従うべきで ある。

多数の実践的課題における最大の関心事は、物体の特性を、人為的に選ばれた何ら かの座標系との関係においてではなく、空間中における物体のそれ以前の位置との関 係において研究することである。座標系に依存しないそのような性質を抽象的に記述 するため、「ベクトル」という数学的概念が用いられる。

本来,有向線分としてのベクトルという数学的概念は,いかなる座標系とも関係を 持っておらず,この意味において不変である [113,§28]。速度および力としてのその ようなベクトルは,普通,まず最初に幾何学的言語で「長さと方向を持つ量」として, あるいはまた,言い換えると,「平行四辺形の法則」に従って足し合わされる有向線分 の形で表わされることが可能な量として定義される [51,§5.1]。座標系は,ベクトル が関与している定量的関係をより詳細に記述するために導入される。その際,数学的

<sup>\*</sup>本節は,基本的な数学的概念,微分計算,ベクトル解析および座標系に関する深い知識

<sup>[51,</sup> chap.3-6, chap.16] を要求する。初めて本書に目を通す際は、本節を読み飛ばしてもよい。

概念としてのベクトルは,座標系に対して不変である。しかし,ベクトルの座標軸上 への射影は,相異なる座標系において相異なったものとなる可能性がある。

初期座標系の選択は、普通、実験データとの関係で行われる。その際には、何らかの性質、例えば媒質の運動(速度)の存在が初期座標系において観測されている場合には、その実験を記述する十全な媒質数理モデルは、別の座標系への移行時における速度の存在を反映していなければならない。言い換えると、そのモデルは、新座標系において、初期座標系において生じているのと同じ過程を記述しなければならない。 有向線分としてのベクトルの概念は、そのようなモデルを構築することを可能にする。

互いに一義的で十分に滑らかな関数が用いられている方程式系における変数の置換 は、数学的に等価な方程式系をもたらす。それゆえ、そのような新たな変数への移行 は、(定量的関係の)何らの新たな法則性も関係式に付け加えず、また、初期方程式系 によって記述されている諸過程の物理的内容を変化させない。変数の置換は、普通、 方程式の表記の簡略化を目的として適用される。

幾何学的には,変数の置換は新座標系への移行を意味しており,その新座標系は曲 線座標系,また初期座標に対して運動している座標系であり得る。

数学公式としての方程式の形を変化させない変数置換は、特別の興味を引く。ある 変数置換を行ったときに形を維持するという方程式の性質はその置換に対する方程式 の不変性と呼ばれ、その置換自体は方程式の不変変換と呼ばれる。

ある変換に対する方程式の不変性という性質の物理的解釈は,初期座標系との関係 で見たとき,その変換の法則に従って構築された新座標系において,新座標系の運動 法則のパラメーターに明示的に依存するような湧き出し,吸い込みおよび力(追加的 な項)が方程式中に生じないということである。不変性のこのような解釈は,運動す る領域における単純化された局所モデルを構築すること,実験によって裏付けられた モデルをまだ実践において達成されていない条件へ外挿すること,あるいは検討され ている系にとって外的な諸要因を考慮することを可能にする。

所与の初期モデルに基づいた局所モデル構築の典型的な例について検討しよう。初 期座標系において、速度ベクトルを含むいくつかの関数を含んでいる方程式が与えら れているとしよう。その方程式はある変数置換に対して不変であると仮定しよう。簡 単のため、その置換を「不変法則」と呼ぼう。ある領域Ωの全ての点が不変法則に従っ て運動しており、初期座標系中で所与の方程式によって記述されている諸過程がΩ内 において進行し始めるとしよう。領域Ωはぶつかってくる媒質の作用から遮断されて いると仮定しよう。領域Ω内において、所与の方程式に基づき、不変法則に従ってΩの 運動を考慮しない、諸過程の局所モデルを構築しよう。

領域**Ω**の各点において、不変法則に従って運動する局所座標系(一般的に言えば曲 線座標系)を導入しよう。領域**Ω**内における局所速度ベクトルを、局所座標と初期座標 との関係を考慮することなく、局所座標の変化速度としてのみ定義しよう。それと同 様に、初期方程式に含まれているその他の関数も、局所座標のみの関数として定義し よう。一般的な場合には、局所速度ベクトルは初期座標における速度ベクトルと等し くない。なぜなら、局所速度ベクトルは初期座標系に対する新座標系の運動を考慮し ていないからである。それゆえ、導入された局所関数は所与の方程式を満たすことが できない。なぜなら、その方程式は初期関数に関して定義されているからである。次 に、直観的な判断を導入しよう。導入された座標系において方程式の形は(その不変 性により)変化しないのだから,その方程式は導入された局所関数に関しても妥当し 続けると仮定しよう。

このようにして構築された局所モデルは、一般的に言えば、数学的には初期モデル の等価物ではない。なぜなら、その導入に際し、初期関数から不変置換によって得ら れたのではない新たな関数が初期モデルの方程式に代入されていることも含め、同値 でない推論の仕方が適用されているからである。それゆえ、この局所数理モデルの妥 当性を再度検証する必要がある。数理モデリングの方法論では、それを検証するため、 局所モデルからの帰結が十分確定されている全ての実験的事実と一致しているかどう かを研究する必要がある。

一般的な場合には、初期モデルの方程式の不変性という性質に基づいた局所数理モ デルの構築は、均衡を欠いた推論、また、方程式の不変性の破壊をもたらす非不変変 換を含んでいる可能性がある。それだけでなく、初期モデルの全ての方程式が不変式 であることが可能というわけではない(例えば方程式(6),(11)参照)。それゆえ、座標 系に対して不変な定量的関係式のみでの数理モデルの定式化は、望ましいことではあ るものの、必須条件ではない。より重要なのは、数理モデルからの帰結が、そのモデ ルが実践において利用されるべき空間領域において観測される現象と一致しているこ とである。

方程式の不変性は,様々な変換に対して生じる可能性がある。何よりも重要なのは, 一般的なやり方によって裏付けられている最も単純な変換に対する不変性である。そ のような変換は,ガリレイ-ニュートンの相対性原理を導入する。この原理は,ガリレ イ変換と呼ばれている最も単純な変数置換を検討し,物理学の全ての方程式および法 則はガリレイ変換に対して不変でなければならないと主張している(例えば[14, p.309; 26, §15]参照)。

本書で提唱されている自然の一般数理モデルは、この原理を裏付けている。なぜな ら、このモデルでは、電気力学および重力の全ての基本法則は、ガリレイ変換に対し て不変な連続媒質(エーテル)の連続方程式および運動方程式から導き出されるから である。

全ての自然現象の第一原因はエーテルの運動,またはエーテル中における擾乱の伝播であるという仮説に基づき,あれこれの法則(定量的関係式)のガリレイ非不変性は,あれこれの効果の簡略化された記述への移行時における,エーテルの連続方程式および運動方程式の非等価変換または非不変変換と関係していると予想することができる。§2.5.3,§2.5.4 では,そのような状況がマクスウェル方程式の場合に生じることが示されている。

本書で研究されているエーテルモデルへの適用においては、局所モデルの構築に対 する上記のアプローチは、方程式系(9)-(11)において、ガリレイ非不変な方程式(11) が方程式 $d\mathbf{r}'(t')/dt' = \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t'))$ に置換されていること、またこの方程式系の残り の2つの方程式が変化することなく不変の形のまま維持されていることに対応してい る。

方程式(11)におけるvの切り捨ては、一般的に言えば、同値な変換ではなく、出発方 程式と等価でない方程式に導いている。その結果、得られた局所モデル((11)におい てvがないもの)は、数学的には初期モデルと等価ではなく、その妥当性を検証する必 要がある。この場合には、そのような検証は比較的簡単に行われる。局所モデルの方 程式(9), (10)および $d\mathbf{r}'(t')/dt' = \mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t'))$ は、初期モデルの方程式(4)-(6)と記号 以外は一致している。それゆえ、本書において初期モデルの場合に得られた全ての数 学的帰結は、局所モデルの方程式の場合にも妥当する。それらの帰結は、ガリレイに 従って運動する遮断された空間中における、全ての確実な実験結果と一致している。 こうして、数理モデリングの方法論によれば、モデル(4)-(6)は、ガリレイ変換の法則 に従って運動する外部作用から遮断された任意の空間中において、局所的に適用可能 であると結論することができる。

方程式の不変性の問題に関する研究は、普通、無限大の全空間中で行われる。しか し、実験においても、数理モデルにおいても、境界条件が重要な役割を演じており、 それらの境界条件は常に不変性という性質を持っているわけではない。遮断された領 域内における局所モデルの構築の正確性、実験結果およびその数理モデルの全宇宙へ の外挿、外部要因のモデルへの導入は問題を引き起こす可能性があり、個別の各場合 ごとに特別の研究を要求する(付論2および3における考察参照)。

実験的事実の一般化を基礎とする物理学の方法論においては、あれこれの変換に対 する物理法則の不変性の根拠付けという問題は、より複雑なものとなっている。この 方法論によれば、法則は、本質的に変化した条件下においては、実験によって再度検 証されなければならない。これは特に、それらの法則が高い信頼性要求事項を持つ機 器システムにおいて利用されることが予定されており、下された決定に対して研究者 たちが大きな責任を担っている場合に対して当てはまることである。様々な物理法則 の再検証は、例えば超音速技術の開発や地球近傍宇宙空間の直接的研究の際に行われ てきた。

科学文献では、19世紀末から現在に至るまで、ガリレイ変換に対するマクスウェル 方程式の不変性に関する問題が徹底的に検討されている。ラーモア、ローレンツ、ポ アンカレ [105-107] その他の著者らのこのテーマに関する古典的な発表文献は、例 えば文献 [108] にまとめられている。

まず最初にラーモアの著作『エーテルと物質\*』[105]から取り上げると、そこでは、 古典的マクスウェル方程式のガリレイ非不変性の理由は、時間に関する偏導関数に含 まれるガリレイ変数の置換時に生じた追加的な項の出現によって説明されている(例 えば [108, p.53 参照]。この項を相殺し、不変形式の古典的マクスウェル方程式を得 るため、ポアンカレ [107] が導入したローレンツ変換が適用されている。この変換に おいては、空間変数だけでなく、時間変数も置き換えられている [108, p.70, p.91; 29, §105; 14, p.309-318; 114, chap.6]。

ローレンツ変換は相対性理論の構築において利用されている。しかし、特殊および 一般相対性理論における自然の一般数理モデルの公準としてのローレンツ不変性の採 用(例えば [14, p.312] 参照)は、パラドキシカルな帰結をもたらす。例えば、光速 度に達すると物体は幾何学的特性を失う(これには、光速度で運動している光子は大 きさを持ってはならないということも含まれる); 質量ならびに電場および磁場の諸 量は無限大になる(時間のパラドックス)([29, §106, §111; 14, p.317–319] 参照)。そ れゆえ、本書で提唱されている自然の一般モデルにおいては、ローレンツ変換は研究 の対象とならない。

[14, p.306] では、ローレンツ変換以外にも、その変換を行ったときに古典的マク スウェル方程式の不変性が生じるような、より一般的なクラスの変換が存在すること が示されている。ローレンツ変換は、その計量が光速度不変の公準と一致しているという点で、それらの一般的なクラスの変換とは異なっている [14, p.312]。しかし、この公準は、今に至ってもなお、実験的に根拠付けられているとみなすことはできない

(付論 3 (p.404) 参照)。古典的マクスウェル方程式の不変変換が複数存在することは、ローレンツ不変性とは異なる不変性を公理として選択し、この公理を基礎として別の自然の一般モデルを構築することが可能であることを意味している。

しかし、数理モデリングの観点から見て最も大きい価値を持っているのは、そこからの帰結が十分確定されている全ての実験的事実と一致している、複雑さが最小のモデルである。モデルのそのような選定基準を満たしているのは、自然のエーテルモデル(4)-(6)である。

以下においては、一般化マクスウェル方程式(22),(23),(26)-(29)および古典的マク スウェル方程式(33)のガリレイ変換に対する不変性に関する問題が、§2.1 に示されて いる、エーテル方程式(4)-(6)からの数学的帰結としてのそれらの方程式の力学的解釈 を用いて詳しく検討される。

# 2.5.2. ガリレイ変数の変換時における導関数および演算子の変換. オイラー変数で のエーテルの連続方程式および運動方程式の不変性

初期エーテル方程式(4)-(6)はラグランジュ変数で書かれている。それらの方程式に 含まれている時間に関する全導関数 $da(t,\mathbf{r}(t))/dt$ (ここで $a(t,\mathbf{r}(t))$ は任意の微分可能 なベクトル)について詳しく検討しよう。合成関数の微分法則(関数の重ね合わせ) により、次式が得られる:

$$\frac{d\mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{\partial \mathbf{r}(t)} \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{\partial t} + \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)}\right) \mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t)).$$
(42)

この表式においてガリレイ変数の置換を行おう:

$$t' = t, \ \mathbf{r}'(t) = \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t, \ \mathbf{v} = const.$$
(43)

記号a'(t',r'(t))を導入しよう:

$$\mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t)) = \mathbf{a}(t,\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t) \equiv \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t)) = \mathbf{a}'(t',\mathbf{r}'(t')).$$

偏導関数 $\partial a(t, \mathbf{r}(t))/\partial t$ の定義により,第2独立変数 $\mathbf{r}(t)$ はこの偏導関数中において は固定独立変数とみなされ,増分は第1独立変数に関して取られる。それゆえ,この 導関数において $a(t, \mathbf{r}(t))$ を第2独立変数a'での $a'(t, \mathbf{r}'(t)) = a'(t, \mathbf{r}(t) - \mathbf{v}t)$ に置換する 際には, $\mathbf{r}(t)$ 項は第2因数の増分に依存しない(固定されている)のに対し, $\mathbf{v}t$ 項は その増分に依存する。この偏導関数を計算する際には、このことを考慮する必要があ る:

$$\frac{\partial \mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial t} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial \mathbf{r}'(t)} \frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial \mathbf{r}'(t)}\mathbf{v} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t))}{\partial t} - (\mathbf{v}\cdot\nabla_{\mathbf{r}'(t)})\mathbf{a}'(t,\mathbf{r}'(t)).$$
(44)

このように、ガリレイ置換(43)時における時間に関する偏導関数の変換は非不変な

表式に導き、この表式には、プライム付き座標系の運動速度**v**を含んでいる追加的な項が出現する。マクスウェル方程式におけるこの項の相殺方法は、ラーモア、ローレン ツ、ポアンカレ [108] の著作においても考察されている。

対流導関数の演算子は,任意の曲線座標系中におけるベクトル成分を通じた次の表 現を持っている:

$$\left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\cdot\mathbf{\nabla}_{\mathbf{r}(t)}\right) = \left(\sum_{k=1}^{3} \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\right)^{k} \mathbf{e}_{k}\right) \cdot \left(\sum_{n=1}^{3} \mathbf{e}^{n} \frac{\partial}{\partial x^{n}(t)}\right) = \sum_{k,n=1}^{3} \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\right)^{k} \mathbf{e}_{k} \mathbf{e}^{n} \frac{\partial}{\partial x^{n}(t)}.$$

ここで反変および共変局所基底のベクトル $\mathbf{e}_k$ および $\mathbf{e}^n$ は,  $\mathbf{e}_k \mathbf{e}^k = 1$ である(例えば[51, p.183, p.515]参照)。対角系 $\mathbf{e}_k \mathbf{e}^n = 0$ においては,  $k \neq n$ のとき,対流演算子の表式も 簡略化される:

$$\left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\cdot\nabla_{\mathbf{r}(t)}\right) = \sum_{k=1}^{3} \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\right)^{k} \frac{\partial}{\partial x^{k}(t)}$$

対流導関数において運動座標(43)に移行しよう:

$$\left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)}\right) \mathbf{a}(t, \mathbf{r}(t)) = \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}(t)}\right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) =$$

$$\sum_{k=1}^{3} \left(\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt}\right)^{k} \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x^{k}(t)} = \sum_{k=1}^{3} \left(\frac{d(\mathbf{r}'(t) + \mathbf{v}t)}{dt}\right)^{k} \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x'^{k}(t)} \sum_{n=1}^{3} \frac{\partial x'^{k}(t)}{\partial x^{n}(t)} =$$

$$\sum_{k=1}^{3} \left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v}\right)^{k} \frac{\partial \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t))}{\partial x'^{k}(t)} = \left(\left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} + \mathbf{v}\right) \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)}\right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) =$$

$$\left(\frac{d\mathbf{r}'(t)}{dt} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)}\right) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)) + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t)}) \mathbf{a}'(t, \mathbf{r}'(t)).$$
(45)

対流導関数(45)は、時間に関する偏導関数(44)と同様に、ガリレイ置換(43)に対して 非不変であることが分かる。

しかし,偏導関数と対流導関数との和において,vを含んでいる非不変項はゼロを与える。その結果,t'=tであることを考慮すると,運動系(43)における偏導関数を通じた時間に関する全導関数の表式は,初期導関数(42)におけるのと同じ形を持つ:

$$\frac{d\mathbf{a}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \frac{\partial \mathbf{a}'(t',\mathbf{r}'(t))}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'(t')}\right) \mathbf{a}'(t',\mathbf{r}'(t')).$$

このことは時間に関する全導関数の不変性を証明している。

勾配,発散および回転の各操作は空間導関数のみを含んでいる。p.30 で得た公式  $\partial f(t, \mathbf{r}(t)) / \partial \xi(t) = \partial f'(t', \mathbf{r}'(t')) / \partial \xi'(t')$ を適用すると、これらの操作は変数のガリレ イ置換(43)時に不変であることが証明される。

こうして,初期エーテル方程式(4)-(6)を偏導関数を用いた形式で表現することができる:

$$\frac{\partial \rho'(t',\mathbf{r}'(t'))}{\partial t'} + \nabla_{\mathbf{r}'(t)} \cdot \left( \rho'(t',\mathbf{r}'(t'))\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}'(t')) \right) =$$
(46)

$$\frac{1}{k_{m,0}}q'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right),\rho'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right),\mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\right),$$

$$\frac{\partial\rho'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'}\cdot\nabla_{\mathbf{r}'(t)}\right)\left(\rho'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\right) = \frac{1}{k_{m,0}}\left(\mathbf{F}'\left(t',\mathbf{r}'(t'),\rho'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right),\mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\right)\right) + \nabla_{\mathbf{r}'(t)}P'\left(t',\mathbf{r}'(t'),\rho'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right),\mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right)\right),$$

$$\frac{d\mathbf{r}'(t')}{dt'} = \mathbf{u}'\left(t',\mathbf{r}'(t')\right) - \mathbf{v}.$$
(48)

ここでは次の記号が使われている:

方程式(46),(47)は、初期座標系におけるのと同じ形を持っているので、ガリレイ変換(43)に対して不変である。§1.3 では、エーテルの連続方程式および運動方程式は、 導関数の定義から出発して別の方法で説明されていた。

運動のラグランジュ的記述は、連続体力学の構築の際の出発点となっている。なぜ なら、「物理法則の定式化の際には、ラグランジュ的記述が常に自明のこととして理解 されている」[14, p.30]からである。運動のオイラー的記述形式への移行は、主に、 解析公式の形で方程式の解を得るために、十分に発展している数理物理学の方法を適 用する可能性を確保したいということと関係している。ただし、いくつかの問題は、 ラグランジュ的アプローチの場合の方が、より首尾よく解決することができる[24]。

方程式(46)-(48)において、ラグランジュ変数からオイラー変数へ移行しよう。オイ ラー変数では、t'とr'が互いに依存しない量として検討されている。t'を固定した上で、 それらの方程式の定義域に含まれる任意の点r'について検討しよう。方程式(46)-(48) は点r'において満たされないと仮定しよう。しかし、連続媒質に関する予想によれば、 何らかの軌道r'(t')が時点t'に点r'を必ず通過しなければならず、それらの方程式は点 (t',r'(t'))において満たされなければならない。得られた矛盾は、t'とr'が互いに依存 しないときにおける方程式の妥当性を証明している。方程式(46)-(48)のオイラー変数 (t',r')での表記に移行しよう:

$$\frac{\partial \rho'(t',\mathbf{r}')}{\partial t'} + \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left( \rho'(t',\mathbf{r}')\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}') \right) = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} q'(t',\mathbf{r}',\rho'(t',\mathbf{r}'),\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}')), \tag{49}$$

$$\frac{\partial \rho'(t',\mathbf{r}')\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}')}{\partial t'} + \left(\frac{d\mathbf{r}'}{dt'}\cdot\nabla_{\mathbf{r}'}\right) \left(\rho'(t',\mathbf{r}')\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}')\right) = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \left(\mathbf{F}'\left(t',\mathbf{r}',\rho'(t',\mathbf{r}'),\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}')\right) + \nabla_{\mathbf{r}'}P'\left(t',\mathbf{r}',\rho'(t',\mathbf{r}'),\mathbf{u}'(t',\mathbf{r}')\right)\right),$$
(50)

$$\frac{d\mathbf{r}'}{dt'} = \mathbf{u}'(t', \mathbf{r}') - \mathbf{v}.$$
(51)

逆の命題も真である: オイラー形式の方程式(49)-(51)からは, ラグランジュ形式 の方程式(46)-(48)が導き出される。実際, (49)-(51)が任意の1点(t',r')において妥当 するからには, それらは軌道の各点(t',r'(t'))においても妥当する。

方程式(49),(50)の形はガリレイ変数の置換時に変化しない。それゆえ,それらはそのような置換に対して不変である。このとき,座標の変化速度の方程式 $dr/dt = \mathbf{u}(t,\mathbf{r})$ は、明示的に $\mathbf{v}$ を含んでいる方程式(51)へ移行するのだから、非不変である。

このように,エーテルの連続方程式および運動方程式の表記のラグランジュ形式と オイラー形式は,運動座標系(43)においても等価である。

2 つの重要な性質を強調しよう。ガリレイ変換(43)時に,座標の変化速度dr(t)/dtが 非不変であるのに対し,速度ベクトルu(t,r)は不変である。このような性質は,§1.3 の 冒頭で指摘したように,ガリレイ変換は,そこでは媒質の速度ベクトルuが決定されて いる初期座標系の存在を常に想定しているのに対し,有向線分として理解されるベク トルにおける変数置換および新座標系の導入は,座標軸上へのベクトルの射影の変化 をもたらす可能性がある一方,ベクトルの長さおよび方向の変化をもたらす可能性は ないということによって規定されている。ベクトルの不変性についてのこのような理 解は,現実的な数理モデルの構築にとって重要である。なぜなら,何らかの運動座標 系において点の位置の変化が存在しないということは,一般的に言えば,媒質が初期 座標系において速度を持っていないことを意味しないからである。適切な数理モデル は,初期座標系における速度ベクトルのアプリオリな存在を考慮しなければならない。

これらの性質は、ガリレイ変換(43)時に、表式

$$\left(\frac{d\mathbf{r}}{dt}\cdot\mathbf{\nabla}_{\mathbf{r}}\right)\mathbf{a}(t,\mathbf{r})$$
 (52)

が非不変であるのに対し、表式

$$(\mathbf{u}(t,\mathbf{r})\cdot\nabla_{\mathbf{r}})\,\mathbf{a}(t,\mathbf{r}) \tag{53}$$

は不変であるという結果をもたらす。それゆえ,操作(52)と(53)は初期座標系においては等価であるにもかかわらず,運動座標系への移行に際しては,これらの操作を区別する必要がある。

# 2.5.3. 一般化マクスウェル方程式におけるガリレイ不変性の喪失の原因―初期エーテル 方程式の非不変変換. 座標系が光速度未満で運動するときの一般化マクスウェル 方程式の不変性

ガリレイ変換(43)に対するベクトルの回転および表式(53)の不変性は、磁場および 電場の定義式(20),(21)は、ガリレイ変換に対して不変であると結論することを可能に する:

$$\mathbf{B}(t,\mathbf{r}) \equiv c \nabla_{\mathbf{r}} \times (\rho \mathbf{u}) = \nabla_{\mathbf{r}'} \times (\rho' \mathbf{u}') \equiv \mathbf{B}'(t',\mathbf{r}')$$
(54)

$$\mathbf{E}(t,\mathbf{r}) \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') \equiv \mathbf{E}'(t',\mathbf{r}')$$
(55)

§2.5 中で、以下においては、関数におけるプライムの存在は関数の因数もプライム付

きであることを意味する。

**E**の定義に対して重要な注釈を加えよう。偏導関数を通じて表現されている全導関数を持つ,公準として設定されているエーテルの運動方程式(5)には, $(dr/dt \cdot \nabla)(\rho u)$ という表式が現れている。初期座標系において,dr/dt = uである。それゆえ,初期座標系において,表式( $dr/dt \cdot \nabla$ )( $\rho u$ )による**E**(t,r)の定義と,表式( $u \cdot \nabla$ )( $\rho u$ )による**E**(t,r)の定義は等価である。しかし,(45)によれば,公式( $dr/dt \cdot \nabla$ )( $\rho u$ )はガリレイ変換に対して非不変である:  $(dr/dt \cdot \nabla)(\rho u) = (dr'/dt' \cdot \nabla_{r'})(\rho'u') + (v \cdot \nabla_{r'})(\rho'u')$ 。非不変な公式( $dr/dt \cdot \nabla$ )( $\rho u$ )による**E**の定義は、数理モデルへの非不変の概念の導入をもたらし、その結果,そのような概念を持つ用語でのエーテルの非不変な記述をもたらすはずである。それゆえ,電場は不変な表式(55)によって定義される。

電場の不変な定義式(55)の物理的解釈の要点は、 $k_{m,0}$ Eを、初期座標系におけるラグ ランジュ体積の連続媒質の移動に起因する力の密度として理解することにある。数学 的抽象においては、そのような力は、ガリレイ変換に対して不変な有向線分(ベクト ル)によって記述される。

(54),(55)の発散を取ると、次式が得られる:

$$\nabla' \cdot \mathbf{B}' = 0, \tag{56}$$

$$\nabla' \cdot \mathbf{E}' = 4\pi\sigma'. \tag{57}$$

方程式(51)を(50)に代入しよう:

$$\frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') = \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{\mathrm{m},0}}.$$
(58)

方程式(51)は非不変である。それゆえ,  $(\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho'\mathbf{u}') \neq 0$ のとき, このような代入 は, 不変方程式(50)を非不変方程式に変える, すなわち, 方程式の非不変変換である。 しかし, ガリレイ置換時に, 運動速度がそれほど大きくない座標系 ( $|\mathbf{v}| \ll |\mathbf{u}'|$ ) につ いて検討する場合には, 方程式(58)の不変性の性質は,  $|\mathbf{v}|$ のオーダーの項までの精度 で近似的に満たされることになる:

$$\frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') = \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{\mathrm{m},0}}$$
(59)

エーテル中における擾乱の自由伝播速度は光速度に等しい。エーテル中における諸 過程の特性速度もそれと同じオーダーを持っている。それゆえ、この近似は、その運 動速度が光速度よりはるかに小さい(|**v**|~|**u**'| ≪ *c*)座標系へのガリレイ変換の場合に は満たされる。

特殊なエーテル流束, すなわち( $\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}$ )( $\rho'\mathbf{u}'$ ) = 0の場合には, 方程式(59)は $\mathbf{v}$ に対する制限なしに満たされる。

§2.1 におけるのと同様に、方程式(59)に演算子 $c\nabla_{r'}$ ×および曲線に沿った導関数の 演算子( $\mathbf{u'} \cdot \nabla_{r'}$ )を適用しよう。ファラデーおよびアンペールの一般化方程式がプライ ム付き方程式系の形で得られる:

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} + c \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' = \frac{c}{k_{\mathrm{m},0}} \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{F}', \qquad (60)$$

$$\frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\mathbf{E}') = (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \frac{\mathbf{F}' + \nabla_{\mathbf{r}'} P'}{k_{\mathrm{m},0}}.$$
(61)

付論1(p.399)で記述されている変換を用いると、方程式(61)は次の形式に導かれる:

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left(\frac{|\mathbf{u}'|^2}{c}\mathbf{B}'\right) = \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + 4\pi \mathbf{j}'.$$
(62)

運動系(54)-(57),(60),(62)における一般化マクスウェル方程式系を得よう。それら の方程式の形は、初期座標系(20)-(23),(26)-(29)におけるそれらの形と一致している。 それゆえ、一般化マクスウェル方程式は、 $|v| \ll |u'|$ のオーダーの大きさまでの精度で、 または特殊なエーテル流束 ( $(v \cdot \nabla_{r'})(\rho'u') = 0$ )の場合にはvに対する制限なしに、ガ リレイ変換に対して不変である。

運動座標系が任意の運動速度**v**を持っている一般的な場合には,(58)から得られた 一般化マクスウェル方程式は,一般的に言えば,ガリレイ変換に対して不変にはなら ない。なぜなら,ガリレイ変換の結果,それらの方程式中に**v**に依存する項が現れるか らである:

$$\frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t} + c \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' = \frac{c}{k_{\mathrm{m},0}} \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{F}' + c \nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') \right),$$
$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( \frac{|\mathbf{u}'|^2}{c} \mathbf{B}' \right) = \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + 4\pi \mathbf{j}' - (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \left( (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') \right).$$

このように,運動系(43)における一般化マクスウェル方程式(60),(62)からのBおよびEの計算は, |v|の誤差を持った近似的結果を与える。運動系におけるBおよびEの場合に正確な結果を得るためには,オイラー形式(49)-(51)の初期方程式またはラグランジュ形式(9)-(11)の初期方程式(p.30-31参照)を利用し,次にBおよびEを公式(54),(55)に従って計算を行う必要がある。

方程式系(9)-(11)は、エーテル速度の大きさに対する制限を含んでおらず、超光速度を許容していることに注目しよう。方程式(60)、(62)の導出の際に行われた近似(|v|~|u'|≪c)は、そこではプライム付き座標系での一般化マクスウェル方程式が初

期座標系におけるのと同じ形を持っているという条件の下でのみ利用された。 方程式系(49)-(51)および(9)-(11)における最初の 2 つの式はガリレイ変換に対し て不変であるのに対し、第3式は非不変であることを再度強調しよう。一般化マクス

ウェル方程式の導出時における第3式の(50)への代入もまた、変数のガリレイ置換時 におけるこの式の非不変性を引きずっている。

## 2.5.4. 媒質が存在しないときの古典的マクスウェル方程式のガリレイ非不変性および座 標系が光速度未満で運動するときのエーテル的解釈におけるそれらの不変性

20世紀に支配的であった物理的理解においては、磁場および電場は、何らかの媒質の非存在下における物質\*の特殊な形態として解釈されている。それらの場は、力の作用を特徴付けるベクトルBおよびEによって記述されている。

数理モデリングの方法論においては、古典的マクスウェル方程式に含まれるベクト ル関数**B**, **E**, jおよびスカラーσ関数は、何らかの初期座標系において実験から与えられ ており,運動座標系への移行は,初期座標系において生じているのと同じ物理過程を 新たな変数で記述するということを意味している。

古典的マクスウェル方程式(33)はオイラー変数で表記されている。オイラー変数で のガリレイ変換は次の形を持っている:

$$t' = t, \ \mathbf{r}'(t,\mathbf{r}) = \mathbf{r} - \mathbf{v}t, \ \mathbf{v} = const.$$
(63)

方程式(33)は(63)の置換時に次式に移行する。

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t'} + (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{B}',$$

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{B}' = \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \mathbf{E}' + \frac{4\pi \mathbf{j}'}{c},$$

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{B}' = 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{E}' = 4\pi\sigma'.$$
(64)

ここでは、時間に関する偏導関数に関する公式(44)、また、ガリレイ置換に対する回 転演算子および発散演算子の不変性(p.51参照)が利用されている。関数におけるプ ライムの存在は、関数の独立変数もプライム付きであることを意味している。

方程式系(64)においては、時間に関する偏導関数からvを含んでいる新たな項が生じており、それらの項が方程式(33)と(64)との形の違いをもたらしている。それゆえ、 媒質は存在しないという 20 世紀物理学の支配的理解においては、 $(v \cdot \nabla_{r'})B' \neq 0$ および $(v \cdot \nabla_{r'})E' \neq 0$ のとき、古典的マクスウェル方程式(33)はガリレイ変換に対して非不変となる。

エーテル的理解においては、磁場および電場とはエーテルの運動の特性(20),(21)で ある。初期座標系においては、方程式(22),(23)を満たすエーテルの密度ρおよび速度 uが与えられ、ベクトルBおよびEは公式(20),(21)に従って計算される。

**B**および**E** のエーテル的表現(20), (21)を古典的マクスウェル方程式(33)に代入しよう:

$$\nabla \times \left( \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \right) = 0,$$

$$\nabla \times \left( c \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) = \frac{1}{c} \frac{\partial (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \frac{4\pi \mathbf{j}}{c},$$

$$\nabla \cdot (c\nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 0, \ \nabla \cdot ((\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u})) = 4\pi\sigma.$$

公式(44), (53)を考慮すると、ガリレイ変数置換(63)は次式を与える:

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( \frac{\partial \rho' \mathbf{u}'}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') + (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}') \right) = 0,$$

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left( c \nabla_{\mathbf{r}'} \times (c \rho' \mathbf{u}') \right) = \frac{\partial (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}')}{\partial t'} - (\mathbf{v} \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \left( (\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) (\rho' \mathbf{u}') \right) + 4\pi \mathbf{j}',$$

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot (c \nabla_{\mathbf{r}'} \times (\rho' \mathbf{u}')) = 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot ((\mathbf{u}' \cdot \nabla_{\mathbf{r}'})(\rho' \mathbf{u}')) = 4\pi\sigma'.$$

古典的マクスウェル方程式のエーテル的表現は、方程式の諸項を速度vおよびu'の大

きさの順に従って比較することを可能にする。座標の運動速度が光速度と比べてそれ ほど大きくない(|v| ≪ |u'|~c) 場合には、vを含んでいる項を無視することができる。 すると、電場および磁場(54)、(55)に戻り、次式が得られる:

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{E}' = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}'}{\partial t'}, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{B}' \approx \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}'}{\partial t'} + \frac{4\pi \mathbf{j}'}{c},$$

$$\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{B}' = 0, \quad \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \mathbf{E}' = 4\pi\sigma'.$$
(65)

方程式(33)と(65)の形は一致している。それゆえ、|**v**| ≪ *c*のとき、ガリレイ変換に 対する古典的マクスウェル方程式の不変性が生じる。

方程式系(65)は、(33)の導出の際におけるのと同様に、 $|\mathbf{u}'| \approx c, \nabla_{\mathbf{r}'} \times \mathbf{F}' = 0$ であり、  $\sigma'$ および**j**'は実験的に決定されると仮定すれば、プライム付き方程式系の一般化マク スウェル方程式(54)-(57)、(60)、(62)から直接得ることも可能であることに注目しよ う。

本書で検討されている連続体力学の方法論の観点から見ると,座標の運動速度v(63) が任意の場合における一般化マクスウェル方程式および古典的マクスウェル方程式 の非不変性は、そのような方程式による電磁気過程の記述が持っている欠陥なのであ って、自然法則ではない。エーテルの初期連続方程式および運動方程式(9)、(10)はガ リレイ変換に対して不変である。方程式系(9)-(11)の解を用いて計算されたベクトル B'およびE'(54)、(55)は、速度vおよびuに対する制限を利用していない。方程式(9)-(11)は超光速度を許容している。

数理モデリングの方法論における最大の関心事は、そこでは実践的課題の解決のためにモデルを利用することが不可欠となる、他ならぬ局所座標系中における定量的関係のモデルも含め、モデルを直接的な方法で構築することであることを再度強調しよう。

### 2.6. 一般的コメント

微視的および巨視的レベルのエーテルの数理モデルの基本原理の分析は,エーテル の運動方程式と,気体流体力学を含む連続体力学の運動方程式との原理的な違いは, エーテルの運動方程式には媒質密度の経時的変化に関係する力の項が存在すること であることを示している。そのような項の存在が,マクスウェルーローレンツ方程式を エーテル方程式からの自然な帰結としている。それだけでなく,エーテルの密度およ び速度に関する方程式はガリレイ変換に対して不変である。マクスウェル方程式にお けるこの不変性の喪失は,エーテルの運動方程式の非不変変換を原因として生じてい る。

連続媒質としてのエーテルの数理モデルは次のことを可能にする: マクスウェル-ローレンツ方程式の一般化を得ること; ガリレイ変換に対するマクスウェル-ローレ ンツ方程式の不変性の非存在を説明すること; エーテルの速度および密度から,電場 強度と磁束密度の起源が共通の本性を持っていることを解明すること; ローレンツ 力の場の発生に対するエーテルの自然運動としての解釈を見出すこと; 電荷密度お よび電流密度に関するエーテル的理解を得ること; ベクトルEおよびBの簡潔な数学 的記述を与えること; 粒子と波動の二重性を非ゼロ成分を持ったエーテルの運動方 向に沿った流れとして説明すること; 磁場のベクトルポテンシャルに対してエネル 58 2. エーテル方程式からのマクスウェル方程式の導出

ギー密度としての物理的解釈を行うこと。

エーテル方程式は電場および磁場の実践的計算のための有効な数学的ツールを与 えることが示された。エーテル方程式の数値解を得るための最適な方法の1つは,積 分近似法(SPH法)であることに注目しよう。この方法は,文献[58]の§2.1.15 にお いて,計算数学で採用されている形式に従って首尾一貫した形で叙述され,厳密に根 拠付けられている。エーテル動力学の課題の解決のためのこの方法の適用については, 文献[50]で実例によって説明されている。

行われた研究は、電気力学および気体流体力学の詳細な自己整合的数理モデルを構築する際には、エーテル方程式(4)-(6)を考慮する必要があるという基本的結論を下すことを可能にしている。なぜなら、一般的な場合には、ベクトルEおよびBは、エーテル流束密度の運動puに関する情報の全体は含んでいないからである。

# 3. 電荷とその電場. ガウスの定理. クーロンの法則. 電位. 非回転電場とエーテ ルの圧力勾配との関係. 電荷保存

電荷量 $q_{\sigma}$ を、方程式(28)で導入され、エーテルの密度および速度を通じて表されている体積電荷密度 $\sigma$ の体積積分として定義しよう。公式(28)によって次式が得られる:

$$q_{\sigma} \equiv \iiint_{V} \sigma \, d\tau, \quad \sigma = \frac{1}{4\pi} \nabla \cdot \left( (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \right). \tag{66}$$

ここでVはエーテル流が検討されている領域である。

定義式(66)によれば、記号 $q_{\sigma}$ には 3 つの可能性が存在する:  $q_{\sigma} > 0, q_{\sigma} < 0, q_{\sigma} = 0$ 。

電荷のエーテル的解釈は古典的解釈より幅広い。定義式(66)によれば,エーテル中 の電荷は何らかのエーテル流と結び付いている。そのとき,電荷の担体,例えば荷電 素粒子の存在は必須条件ではない。それゆえ,エーテル的解釈においては,電荷の創 出,例えば相異なる材料の相互摩擦による創出は,それに対応するエーテル流束の創 出を意味しており,その流束中において生じる可能性のある荷電粒子の運動は,二次 的効果である。

方程式(28)の体積積分およびオストログラツキー−ガウスの定理は、電荷を、電場強度ベクトル E の第 2 種面積分と関係付けること、すなわち、その中に電荷密度が分布している体積を囲む境界面Sを通過する電場の流束と関係付けることを可能にする:

$$q_{\sigma} = \frac{1}{4\pi} \iiint_{V} \nabla \cdot \mathbf{E} \ d\tau = \frac{1}{4\pi} \iint_{S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}.$$

物理学では、公式

$$q_{\sigma} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{s}$$
(67)

は静電気学における積分形式のガウスの定理と呼ばれている[28, p.30, p.38]。連続関数のクラスにおいては、微分形式と積分形式のガウスの定理(公式(28)および(67))は等価である[28, p.40]。

物理学では、クーロンの法則は、静電気学におけるガウスの定理の個別的場合、す なわち、そこからの帰結とみなされている。経時的に変化する電磁場を取り扱う電気 力学では、ガウスの定理の正当性は、その確実性が実験的事実の一般化によって検証 される仮説として受け入れられている。クーロンの法則と、静電気学におけるガウス の定理および電気力学におけるガウスの定理との関係に関する、これに該当する考察 は例えば [28] の p.40 に示されている。

エーテル理論では、ガウスの定理は、電場Eの定義式(21)および電荷密度のの定義式 (28)からの帰結として得られている。それゆえ、エーテル理論では、ガウスの定理を 実験によって検証されるべき仮説として受け入れる必要はない。静電気学におけるガ ウスの定理からの帰結としてのクーロンの法則もまた、エーテル理論では実験的検証 を必要としない。実験的検証を必要としているのは、エーテル方程式(4)-(6)およびエ ーテル状態方程式(15)それ自体であり、電気力学を含め、電気学および磁気学におい て考察されているそれ以外の全ての法則は、本書で示されているように、エーテル方 程式からの帰結なのである。この意味において、エーテル理論の論理構築は、物理学 において普通用いられている論理構築よりはるかに透明である。

ガウスの定理のエーテル的表現は、電場強度の定義式(21)を(67)に代入することに よって得られる:

$$q_{\sigma} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S} (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{s}$$

最も単純な場合には、電場Eは方程式(28)から直接計算することができる。例えば、 電荷密度 $\sigma$ が球内に分布しており、ベクトルEが球面に対して法線方向の成分E = Enの みを持っており、しかもE = constの場合には、球の外部では、(67)によって次式が得 られる:

$$E = \frac{q_{\sigma}}{r^2}, \quad \mathbf{E} = E\mathbf{n}. \tag{68}$$

ここで $q_{\sigma}$ は球の電荷; nは法線の単位ベクトルである。この公式は周知の公式と同一である(例えば [28]の関係式(6.3)参照)。

古典物理学では、公式(68)は電荷q<sub>σ</sub>の場において単位電荷に作用する力に関するク ーロンの法則とみなされている。上記において既に指摘したように、公式(68)は電場 および電荷密度のエーテル的定義からの帰結である。残る作業は、(68)が実際にエー テル中における力であることを証明することのみである。その証明は、§16.1 ではロ ーレンツ力のエーテル的解釈について検討する際に一般的な形で、また、§17.1 では 2 つの荷電体の場合について行われている。荷電体の相互作用のエーテルメカニズムに 関する定性的記述は§18.13 で与えられている。

その強度ベクトルが保測ベクトルとなっている電場は、1 つの関数*φ*で記述することができる:

$$\mathbf{E} = -\nabla \varphi. \tag{69}$$

(70)

関数φは電位と呼ばれている(例えば [28, §18 および§22-25 参照])。 表式(69)を(67)に代入すると、電荷と電位φとの関係が得られる:

$$q_{\sigma} = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S} \nabla \varphi \cdot d\mathbf{s} = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S} (\nabla \varphi) \cdot \mathbf{n} \, ds = -\frac{1}{4\pi} \iint_{S} \frac{\partial \varphi}{\partial \mathbf{n}} ds.$$

ここでnは閉じた面Sの外側の単位法線である。いくつかの荷電体の電位は例えば[28, §19]で計算されている。

ヘルムホルツの定理([51]の公式(5.7-7),(5.7-8))は、保存ベクトル場の電位を所与の発散によって $\nabla^2 E_0 = 0$ であるような項 $E_0$ までの精度で見出すことを可能にする

([51, p.178, p.173] 参照)。我々の場合には、所与の電荷密度 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma$ によって $\mathbf{E} = -\nabla \varphi + \mathbf{E}_0$ を見出すことができる。ここで

$$\varphi = \iiint_{V} \frac{\sigma(t, \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'$$
(71)

である。

ヘルムホルツの定理においては、関数 $E_0$ の定義にある種の恣意が残っている。エー テルの記述に際しては、関数 $E_0$ は、方程式 $\nabla^2 E_0 = 0$ に加えて、エーテル方程式(22)、(23) を満たすものでなければならない。

エーテル方程式(22), (23)は、電荷密度が存在しない(4πσ = ∇·E = 0)場合でも、

電場Eの存在を許容することを強調しよう。すなわち、E<sub>0</sub>項が本質的な役割を演じている可能性がある。

σの定義を考慮すると、公式(71)はエーテル的理解では次の形を持つ:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi} \iiint_{V} \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left( (\mathbf{u}(t, \mathbf{r}') \cdot \nabla_{\mathbf{r}'}) \left( \rho(t, \mathbf{r}') \mathbf{u}(t, \mathbf{r}') \right) \right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'.$$

方程式(24)は、電場強度を次のように表すことを可能にする:

$$\mathbf{E} = -\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

 $\nabla P = -\nabla p$ の場合(p.24 参照)には、定常状態(この状態では時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)で、かつ外部体積力が存在しないとき、この表式は電場強度とエーテルの圧力勾配pとを関係付ける:

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{\nabla}p}{k_{\mathrm{m},0}}.\tag{72}$$

電場のエーテル的表現(72)は,静電気学で考察される電場に対応している。 公式(69),(72)は,電位とエーテル圧力との間の関係を見出すことを可能にする:

$$\nabla \varphi = \frac{\nabla p}{k_{\rm m,0}}.\tag{73}$$

すると、追加定数までの精度で次式が得られる:

$$\varphi = \frac{p}{k_{\rm m,0}}.\tag{74}$$

これより, 電位差に関して次式が得られる:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = \frac{p_2 - p_1}{k_{\rm m,0}}.\tag{75}$$

外力の非存在下におけるエーテル状態方程式(15)を考慮すると、電位差とエーテル の密度および速度との間の関係が見出される:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = (\rho \mathbf{u}^2)_1 - (\rho \mathbf{u}^2)_2. \tag{76}$$

このように,定常エーテル流束中における電位差は,エーテルの圧力差,またはエ ーテル流のエネルギーの密度差によって決定される。

k<sub>m,0</sub>が既知のとき(247),公式(74)は電圧の大きさと圧力の大きさとの対応を見出すことを可能にする。例えば、1 [atm]の圧力に対しては≈ 45.4 [kV]の電圧が対応している。

空間中における電位φの分布が既に計算されている場合(例えば[34,§24,§26;28, §19;36,p.353-356]参照)には、(74)によれば、それに対応するエーテル圧力pの分布 は、定数係数しか異ならない。こうして、静電場のエーテル圧力を見出すという問題 は、静電気学の問題の解決に帰着する[62,p.396-401]。静電気学の問題は、ラプラス 演算子を含んでいる方程式に対して定式化されている。それらの問題を解決するため の解析的・数値的方法は十分に仕上げられている(例えば[62,chap.4;115,chap.4]参 照)。エーテルの密度および速度は、状態方程式(15)および連続方程式(22)を用いて既 知の圧力に基づいて決定される。

方程式(15)は、pをエーテル流の運動エネルギー密度 $\rho$ u<sup>2</sup>を通じて表し、 $\rho$ u<sup>2</sup>と、その エーテル流を創出している電荷の密度 $\sigma$ (**r**)との間の関係を見出すことを可能にしてい る ((171)の課題参照)。

等式(73)を考慮して公式(70)を書き表そう:

$$q_{\sigma} = -\frac{1}{4\pi k_{\rm m,0}} \iint_{S} \nabla p \cdot d\mathbf{s} = \frac{1}{4\pi} \iint_{S} \nabla (\rho \mathbf{u}^2) \cdot d\mathbf{s}.$$
(77)

静電気の電荷は、電荷を取り囲む境界面Sを通過する定常エーテル流のエーテル圧力 勾配の流束または運動エネルギー密度勾配の流束によって決定されるという結果が 得られる。

それゆえ,物体における電荷の存在は,相対的に高いまたは低いエーテル圧力の物体の境界による部分的保持,または物体の電気的に分極された構造要素の配向による 圧力勾配の創出を意味している。荷電体の静電場は,(72)に従い,荷電体と結び付いている,圧力勾配を持ったエーテル流束によって形成される。

[189, p.57-64]には、様々な実験者によって独立に行われた高真空中における実験 が挙げられている。顕著な電流の発生の直前に、発光が陰極(負に荷電した電極)か ら始まっていること、すなわち電流の流れ(エーテル流、§12 参照)は陰極から始ま っていることが示されている(§23.9.1 (p.324)における考察も参照)。運動方程式(5) によれば、外力の非存在下(F=0)では、エーテルは圧力がより小さい方へ流れる。 すなわち、ある領域の負電荷は、その領域中のエーテル圧力が、その領域の周りのエ ーテル中の圧力より相対的に高いことに対応している。陽極(正に荷電した電極)は 電流を受け入れる。それゆえ、ある領域の正電荷は、その領域中における圧力が、そ の領域外の圧力より相対的に低いことに対応している。さもなければ、電流(エーテ ル)は陽極に流れ込むことができないはずである。

荷電領域外における静電場の方向は,エーテルの圧力勾配によって決定される(公式(72),(15)参照)。例えば,(風船に開いた小さい穴を通過して気体が運動するときと同様に)エーテル流がある負の荷電体の境界の外に出たとき,まずエーテル流の加速が生じ,次に物体からの距離が増大するにつれて,エーテル速度の低下が生じる。エーテル密度の変化が微弱な場合には,(15),(72)により,負の荷電体の外部の領域における圧力勾配は物体から遠ざかる方向を向き,電場は物体に近づく方向を向く。すなわち,そのような場合には,電場は負の荷電体の外側から物体に近付く方向を向く。

それと同様に,正の荷電体の外側の近傍においてエーテル流が減速する場合には, その領域では,電場は物体から遠ざかる方向を向く。

物体の正電荷および負電荷のエーテル的解釈から得られた電場の方向は、物理学で 受け入れられているものと一致している(例えば[28, p.19, p.20]参照)。

§18.13, §18.14 では, 導体の表面上における電位および静電場の挙動, 物体同士の 接触時における電荷の移動, 誘導電荷の誘起, および静電装置の機能原理が検討され ている。ここに列挙した過程の詳細な研究を行うためには, 固体のエーテルモデルを 構築する必要がある。これは今後における研究方向である。

エーテルは一連の運動論的性質,例えば粘性や自己拡散といった性質を持っている が,これらはエーテル構造要素―ニュートニウム―の挙動によって決定されている (§21 参照)。このことが,エーテルによって形成される物体の性質に対して一定の制 限を課している。それゆえ,自然現象のエーテル的解釈においては,物理学で受け入 れられている分割不可能な最小電荷の存在に関する仮説を容易に説明することがで きる。最小負電荷は,エーテル物体,例えば渦状物体が,その大きさの減少時に長時 間保持することが可能な最小余剰圧力として解釈することができる。それと同様に, 最小正電荷は,エーテル物体が,その大きさの減少時に長時間保持することが可能な 最小低圧力として解釈することができる。電子および陽子の電荷が,そのような電荷 であり得る。

最後に,方程式(31)は保存則の形式で書くことができることに注目しよう。電荷密 度の流れの速度を次のように定義しよう:

$$\mathbf{v}_{\sigma} \equiv \frac{\mathbf{j}}{\sigma}.$$

すると, (31)は次の形を取る:

$$\frac{\partial \sigma}{\partial t} + \boldsymbol{\nabla} \cdot (\sigma \mathbf{v}_{\sigma}) = 0.$$

これはエーテル中における電荷密度σの保存則を表している。

ただし、物体の電荷の保存には問題がある(§18.15参照)。

電荷の概念は電気工学において幅広く利用されている。電荷のエーテル的解釈は, 技術的装置において生じる現象をより深く理解することを可能にする(§18.5, §18.6, §18.13 参照)。

### 4. エーテル中における波動過程

## 4.1. エーテルの微小振動方程式. 初期エーテル方程式のいくつかの波動解

エーテル中における波動過程の検討を,連続体力学との類推による小規模擾乱の伝播に関する研究(例えば [9,§32] 参照)から始めよう。ある量の非擾乱状態をアステリスクで表し,その小規模擾乱をプライムで示そう:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}', \ \rho = \rho_* + \rho', \ p = p_* + p'.$$

本節では、表記を簡略化するため、力学単位でのエーテル密度 $\rho_{\rm m}$ の検討を、添え字 «m»を省略して行うことにしよう。

これらの表式をエーテル方程式(22),(23)に代入しよう。湧き出しおよび外力が存在しないとき (q = 0,  $\mathbf{F} = 0$ ,  $\Pi = 0$ ), 次式が得られる。

$$\frac{\partial(\rho_* + \rho')}{\partial t} + \nabla \cdot \left( (\rho_* + \rho')\mathbf{u}' \right) = 0,$$
$$\frac{\partial(\rho_* + \rho')\mathbf{u}'}{\partial t} + (\mathbf{u}' \cdot \nabla) \left( (\rho_* + \rho')\mathbf{u}' \right) = -\nabla(p_* + p').$$

 $\rho_* = const, p_* = const$ を考慮し, 値が小さい2次項を無視すると, 次式が得られる。

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} + \rho_* \nabla \cdot \mathbf{u}' = 0, \ \rho_* \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = -\nabla p'.$$

過程が順圧である ( $p' = p'(\rho')$ ) という仮定の下で、圧力勾配を密度勾配を通じて

$$\boldsymbol{\nabla} p' = \frac{dp'}{d\rho'} \boldsymbol{\nabla} \rho'$$

と表し、エーテル状態方程式から導き出される公式(19)

$$\frac{dp'}{d\rho'} = \frac{dp}{d\rho} \approx \frac{dp}{d\rho_*} \approx \mathbf{u}_*^2$$

を利用しよう。すると、次式が得られる:

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -\rho_* \nabla \cdot \mathbf{u}', \ \rho_* \frac{\partial \mathbf{u}'}{\partial t} = -\mathbf{u}_*^2 \nabla \rho'.$$

第1式をtについて微分し、そこに第2式の∂u'/∂tを代入しよう。第2式について も同様のことを行おう。その結果、初期方程式系は次の2つの方程式に分かれる:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \nabla \cdot (\nabla \rho'), \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \nabla (\nabla \cdot \mathbf{u}').$$

第1式にはラプラス演算子Δ≡ ∇<sup>2</sup> ≡ ∇·∇が生じている。[51, p.173]の公式(5.5-19) を用いて第2式の右辺を変換すると、次式が得られる:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \rho', \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \big( \Delta \mathbf{u}' + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') \big).$$

第1式は双曲型方程式であり、これは波動方程式あるいは振動方程式と呼ばれている。第2式は、 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') = 0$ のとき、例えば渦なし流れ( $\nabla \times \mathbf{u}' = 0$ )の場合、あるいは渦なしの渦度 $\nabla \times (\nabla \times \mathbf{u}') = 0$ を持つ渦あり流れの場合には、波動方程式になる:

$$\frac{\partial^2 \rho'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \rho', \quad \frac{\partial^2 \mathbf{u}'}{\partial t^2} = \mathbf{u}_*^2 \Delta \mathbf{u}'. \tag{78}$$

波動方程式はかなりよく研究されている(例えば [62, chap.2, chap.5; 33, p.17-22] 参照)。この方程式は,平面波,球面波,縦波および横波など,波動現象を記述する。

初期エーテル方程式系(22),(23)は,求める関数の小規模擾乱に関する仮定なしでも 波動解を持つ。

例えばq = 0, F = 0, Π = 0の場合には、方程式(22), (23), (15)の解

$$\begin{cases} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0\\ \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) = -\nabla p\\ \nabla p = -k_{\mathrm{m},0} \nabla (\rho \mathbf{u}^2) \end{cases}$$
(79)

の1つは、 $\rho = const$ のとき、z軸に対して横方向および縦方向の成分を持つ平面波

$$\mathbf{u} = u_x(t,z)\mathbf{i}_x + u_y(t,z)\mathbf{i}_y + u_{z,0}\mathbf{i}_z, \quad u_x(t,z) = \pm \sqrt{C_1 - \left(f_1(z - u_{z,0}t)\right)^2}, \tag{80}$$
$$u_y(t,z) = f_1(z - u_{z,0}t)$$

である。ここで $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$ はデカルト座標系の単位基底ベクトル; $u_{z,0}$ は一定速度である。 任意の微分可能関数 $f_1$ および任意の定数 $C_1$ は, $u_x(t,z)$ の存在条件,すなわち $C_1 - (f_1)^2 \ge 0$ を満たさなければならない。

ここで検討されている波の場合には $\nabla p = 0$ であること、すなわち、この波は巨視的 レベル(4)-(6)と微視的レベル(1)-(3)の両方のエーテル方程式を満たしていることに 注目したい。

公式(20)および(21)によれば、この解に対応するのは平面電磁波である。しかも、 速度の縦成分u<sub>z,0</sub>i<sub>z</sub>は、uを空間変数について微分したとき、電磁波から消え失せる。 その結果、電磁波をベクトルEおよびBという用語で記述した場合には、電磁波の伝播 方向の運動成分は消え失せる。

電磁波のエーテル的表現は、実験において観測される粒子と波動の二重性を説明することを可能にする。粒子的作用は電磁波の速度の縦成分(検討している例における成分 $u_{z,0}i_z$ および公式(238)における成分 $ci_z$ )の発現によるものであり、波動的効果は速度の横成分の発現によるものであると考えることができる。

そこでは $\rho = const$ という仮定が用いられていない方程式系(79)の波動解の例を挙 げよう。単位基底ベクトル $i_r$ , $i_\theta$ , $i_\varphi$ を持つ球座標系(r, $\theta$ , $\varphi$ )において,rが大きいときの 方程式(79)の近似解の1つは,球面波

$$\rho = \rho(r - C_2 t), \quad \mathbf{u} = C_2 \mathbf{i}_r + u_{\varphi}(r - C_2 t) \mathbf{i}_{\varphi}, \quad u_{\varphi}(r - C_2 t) = \pm \sqrt{\frac{C_3}{\rho(r - C_2 t)} - C_2^2}$$
(81)

である。ここでC2およびC3は根号内の表式を負にしないような任意の定数である。

エーテルの波の密度および速度を計算すれば、公式(20)および(21)を用いて、それ らに相当する電場Eおよび磁場Bを見出すことができる。そのとき、EおよびBも波動方 程式となる。なぜなら、微分操作は関数の波動的性格を変えないからである。しかし、 一般的な場合には、EおよびBのエーテル的起源を考慮することなく、EおよびBのベク トルのみを利用している電磁波の記述は、粒子と波動の二重性のような受け入れがた いパラドックスをもたらす。

方程式(22), (23)において湧き出しqおよび外力Fを与える方法により, EおよびBという用語で記述される波も含め,かなり複雑な構造を持ったエーテル波を得ることができることに注目しよう。縦方向の電磁波の実験的観測に関する詳しい紹介および分析は文献[63]で与えられている。

エーテル中における電磁波の自由伝播速度は光速度*c*と等しいことが実験から知られている。それゆえ、小規模擾乱の場合の波動方程式(78)およびより一般的な方程式系(79)の解(80),(81)においては、 $|\mathbf{u}_*| = c$ ,  $|u_{z,0}| = c$ ,  $|C_2| = c$ と置くことができる。最も一般的な場合、例えば強い擾乱の場合、または障壁、湧き出しおよび吸い込み、外力が存在する場合には、エーテルの速度uおよび密度 $\rho$ の計算は、波動過程の場合の計算も含め、初期エーテル方程式(4)-(6),(15)または(22),(23),(15)を用いて行う必要がある。

 $q \neq 0, F \neq 0$ のときは、先進衝撃波および遅延衝撃波タイプの効果が生じる可能性がある [81,96]。エーテル中における衝撃波は自発的に形成される可能性もある (§6.1 参照)

エーテル中における過程の多様性全体は,波動過程のみでは汲み尽くせないことを 強調する必要がある。なぜなら,エーテル方程式が持っているのは波動解のみではな いからである。

## 4.2. 自然の十全な記述にとっての量子力学の不適格性

量子力学は物理学において広く普及している。それゆえ,量子力学のモデルが自然 現象と合致しているか否かという問題は特に注目に値する。

§4.2.1 では、量子力学の方法論が数理モデリングの方法論の観点から検討されている。数理モデリングの方法論では、量子力学の数理モデルは破綻していることが示された。

§4.2.2, §4.2.3 では、量子力学およびその結果に対するエーテル的解釈が与えられている。そのような分析の根拠となっているのは、量子力学および相対性理論のモデルと比べ、本書で提示されているエーテルの運動としての自然のモデルの方が、より大きな一般性を持っているということである。すなわち、本書では、これまで実験的事実とみなされてきた全ての基本物理法則が初期エーテル方程式から導き出されているのに対し、相対性理論および量子力学は、そのような結果を再現していない。

エーテル的解釈では、量力学は、エーテル中における波の運動の、その波を創出し ている粒子の近傍のある小さい領域中における個別的場合とみなされることが突き とめられた。粒子と波の同一視は誤りであること、トンネル効果その他の量子力学の パラドックスは成り立たないことが示された。

§4.2.4 では,量子力学を根拠付けているとされている実験の解釈が不適切であることが明らかにされている。

本節で検討されている問題の研究には、I.A.グドフシチコフが参加した。

### 4.2.1. 数理モデリングの方法論の立場からの量子力学の基礎の分析

数理モデリングは、物理的解釈を持っている、何らかの定量的特性による現象の記述から始まる[1-5]。数理モデリングでは、直接的に観測される定量的関係、例えば、運動量保存則から出発することが一般に採用されている。

それとは逆に、量子力学では、基本概念である波動関数は、量子力学自体の主張に よれば、物理的解釈を持っていない [251,252]。また、非ゼロの虚部を持つ複素数は 原則的に物理的解釈を持たないことが知られている。それだけでなく、量子力学では、 シュレーディンガー方程式およびその改変版が満たされるかどうかは、実験からは直 接的に導き出されない。なぜなら、この方程式がそれに関して記述されている波動関 数は、実験では測定されない [251(c),(d)]からである。例えば、概説記事 [251(c)] では、この主張の根拠として、「シュレーディンガー方程式は測定過程を記述すること ができない」ことが挙げられている。すなわち、定常および非定常シュレーディンガ ー方程式は、量子力学では、波動関数の測定によって根拠付けられていない公準とし て適用されているのである。

それゆえ,数理モデリングの方法論では,量子力学の数理モデルは容認不可能である。

量子力学が自然の数理モデルとして破綻していることについての検討は、これで終わりにすることができるかもしれない。しかし、量子力学は、20世紀に深く、幾分力 ずくで物理学に侵入し、古典物理学で記述されている現象を含め、全ての自然現象を 理解したという**幻想**を創出した(例えば概説記事[251(a)]参照)。しかし、最も重要 な問題は、理解の幻想ではなく、量子力学の支持者たちが、それ以外の自然の数理モ デルの創出を妨害し、それによって科学、また、社会が求める技術の発展にブレーキ をかけてきたという問題である。

量子力学が幻想であり,自然の十全な記述にとって不適格であることを示そう。量 子力学の破綻性は,その方法論で採用されている基礎的な概念および公準のうちにひ そんでいる。それゆえ,量子力学の基礎を分析しよう。

定常および非定常シュレーディンガー方程式が基礎的公準(公理)として受け入れ られた後(例えば[251(c); 253, §4, §5; 30, §21; 254, §8; 255, §8, §17; 256, B.2]参照), 量子力学の結果は数学的に証明された事実(定理)となり,それについて論争するこ とは,数学における定理について論争することと同様に,意味を持たなくなったとい う点に注目しよう。論議することができるのは,それらの定理が物理的現実と関係を 持っているか否かの問題のみとなった。

自然現象を数学的主張と対比すること(解釈)は、非唯一性を許容する、非形式的 な手続き<sup>[W注]</sup>であることが知られている。様々な科学領域において数学的関係の解釈 という課題に取り組んでいるのは応用数学であり、これには「数理モデリング」部門 における応用数学も含まれる。数理モデリングでは、あれこれの現象のより適切な研 究のためのモデルの逐次的改良という方法がよく知られている[1-5]。すなわち、モ デルからの帰結が実験データと比較され、不一致があれば、モデルは精緻化され、モ デルの全面的見直しを行うことが許容されるという方法である。

理論物理学では、特に量子力学では、モデルの基礎の逐次的改善という方法は適用

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup>「非形式的な手続き」(informal procedure)は非形式論理学の用語である。

されず、ドグマチックなアプローチが用いられており、そこでは出発点をなす公準の 変更は許されていない。言い換えると、量子力学の方法論は、量子力学モデルの改善 を許容せず、**量子力学を適用するか、それともそれを放棄するかの2**つの可能性のみ を与えている。

量子力学の数理モデルは自然の一般的モデルとして不適格であることを示す,その 特徴を列挙しよう。

しかし,自然現象の多くは非線形的であり,確率的であり,時間的に不可逆で あり,波動的ではなく,ハミルトン関数によっては記述されず,3次元的であり, 宇宙全体を占めていない。それゆえ,原子および亜原子スケールの微視的世界の 現象も,量子力学モデルの制限の枠内に収まらない可能性がある。

量子力学では、ハミルトン関数は、普通、質点に関して作成されるが、しかし、 シュレーディンガー方程式では、空間中に分布する対象物の記述のために適用 されている。これは矛盾している。

より複雑な現象の量子力学モデルによる近似の誤差は評価されていない。す なわち,微視的および巨視的世界の記述に対する量子力学の適用可能性は証明 されていない。

量子力学からの帰結といくつかの実験との一致による量子力学の根拠付けは、 量子力学を唯一正しいモデルにはしない。なぜなら、それと同じ実験を、それと は別のより体系的なモデル、例えば空間全体を満たしている媒質の存在を考慮 したモデルによって説明することが可能であるからである。それだけでなく、多 数の測定、特に微視的世界の対象物の測定は、明示的にであれ、非明示的にであ れ、何らかの定量的または定性的な現象のモデルをアプリオリに利用している。

2. 量子力学は、「エネルギー、運動量、角運動量その他の系の状態と関連した量は、 任意の値を取ることができず、離散的な値によって制限されている(量子化)と いう点で、古典物理学とは異なっている」と主張している [251(a)]。

しかし、この主張は誤りである。例えば§6.3 では、系の状態の量子化が完全に 自然な形で発生する可能性があることが古典物理学の枠内で示されている。そ れと同様にして、結合した 2 つの渦の量子状態という事例を構築することがで きる。

古典物理学からのもっと単純な事例。小球および様々な深さのいくつかの小 さい穴の開いた平面について検討しよう。変動する何らかの衝撃力を小球に作 用させよう。小球が安定状態を持つことができるのは、穴の中においてのみであ る。それらの安定状態の組み合わせこそが、その系の量子状態である。

- 3. 微小世界の研究に関する多数の実験方法がローレンツ力の利用に立脚している。 ところが,量子力学も,現代物理学も,ローレンツ力の起源および荷電粒子に対 するローレンツ力の作用のメカニズムを説明することができていない。
- 4. 自然現象の数理モデリングでは、モデルに含まれる諸量の物理的解釈が重要な

役割を演じている。解釈がなければ, モデルと現実の現象との間の関係は存在し ない。

量子力学が出現したときから約 100 年が過ぎた。しかし,その物理的解釈に は今なお不満感が存在している [252]。例えば 1997 年に行われた比較的最近の アンケートの 1 つ [251(e)] は,科学者たちの間には量子力学の 5 種類の解釈 (コペンハーゲン解釈,多世界解釈,ボーム解釈,無矛盾歴史解釈,修正力学的 解釈)が分布していることを示した。このリストに,さらに流体力学的解釈 [259-262] を付け加えよう。量子力学の方法に対する並列的に存在する解釈の多さは, 量子力学には明確な物理的意味が存在しないことを物語っている。このことが, 量子力学モデルを数理モデリングにおいて適用することを不可能にしている。

5. 多くの科学者はコペンハーゲン解釈を堅持している。その基礎的な命題の1つは、「物理的に有意であるのは、研究される微視的対象物が空間のある場所に存在する確率密度を表す、波動関数の絶対値の2乗のみである」[251(e)]というものである。しかし、そのような解釈は、実際には根拠付けられておらず、公準として適用されている(例えば[30, p.114-118; 254, p.35-40; 252, chap.6, chap.7; 255, p.19; 256, B.2]参照)。それだけでなく、量子力学の専門家たちのいくつかの最新研究は、波動関数の確率解釈をまったく導入していない[257]。

|*f*|<sup>2</sup>の積分がある集合上で1と等しくなるように|*f*|<sup>2</sup>を規格化すれば,積分可 能な絶対値の2乗|*f*|<sup>2</sup>を持つ,その集合上で与えられた任意の複素関数*f*の絶対 値の2乗に対し,確率密度という意味を与えることが可能になる。しかし,その ような操作からは,|*f*|<sup>2</sup>あるいは*f*の物理的意味は生じない。|*f*|の任意の正の偶 数乗についても,これと同様にして検討することができる。

確率解釈は,量子力学の構築方法からは導き出されない。それゆえ,トンネル 効果の概念は根拠付けられていない。

系の確率論的記述は,普通,あるいは系の初期モデルの単純化として,あるい はまた,系が従っている法則を確立する能力の欠如を原因として導入されてい る。例えば統計物理学では,粒子の確率密度(分布関数)は,粒子の運動を記述 するための公準としてではなく,粒子の動力学モデルの単純化のために導入さ れている。

それだけでなく、  $|\Psi|^2$ の物理的解釈に関する公準を採用することは、Ψには物理的解釈は存在しないという、それとは別の量子力学の解釈(例えば[30, p.114-118]参照)と矛盾している。その矛盾を示そう。Ψは物理的解釈を持っておらず、  $|\Psi|^2$ は持っているとしよう。もし $|\Psi|^2$ が物理的解釈を持っているのなら、  $|\Psi|$ もまた、その2乗が $|\Psi|^2$ に等しい量として、物理的解釈を持っている。複素変数関数論では、値 $|\Psi|$ とは複素平面内における点 $\Psi = 0$ から点 $\Psi$ までの距離である。 複素数の三角関数による記法では、 $\Psi = |\Psi|(\cos \varphi + i \sin \varphi)$ である。 $\varphi = 0$ のとき、  $\Psi = |\Psi|$ が得られる。最後の等式は、数Ψは、 $\varphi = 0$ のとき、 $|\Psi|$ と等しい量としての物理的解釈を持っていることを意味している。しかし、これは、Ψには物理的解釈は存在しないという量子力学の主張と矛盾している。

このように,波動関数の確率解釈は,根拠付けられておらず,Ψには物理的解 釈は存在しないという量子力学の主張と矛盾している。 6. 1926年, E.マーデルング [Erwin Madelung] [ℝE] は量子力学の流体力学的あるいは 力学的な解釈を与えた。この解釈は、気体流体力学的解釈と呼んだ方がより正確 かもしれない。なぜなら、このモデルは、媒質密度の類似物の変化を仮定してい るからである。例えば文献 [259-262] およびそこに引用されている出版物は、 連続方程式および運動方程式によって記述されるある種の媒質の運動としての 量子力学の研究をテーマとしている。

しかし,いくつかの関数が連続体力学の方程式を満たしているということか らは,量子力学の物理的意味は導き出されない。なぜなら,同一の数学的関係式 が,全く相異なる物理的本性を持つ諸過程を記述している可能性があることが, 数理物理学からよく知られているからである。例えば振動方程式は,棒の振動も, 導線中における電気振動も記述している。

それだけでなく,論文 [259] では,シュレーディンガー方程式が気体流体力 学方程式と等価になるのは,後者の方程式に速度の量子化という条件が付け加 わった場合に限られることが示されている([259,公式(1.1)] 参照)。しかし, そのような条件は,連続媒質の典型的運動に固有の条件ではない。

7. 量子力学は、Ψの演算子の固有値を測定値と整合させることにより、それらの固有値の集合に対して物理的意味を与えている [251(d)]。量子力学では、Ψの演算子の固有値の全ての集合が物理的解釈を持っているわけではなく、いかなる固有値が現実と関係を持ち、いかなる固有値が現実と無関係であるかについて論争が行われていることを強調しよう。

シュレーディンガー方程式を微視的世界の全ての現象が従っている法則とし て受け入れるための主要なヒューリスティックな(厳密でない)論拠となってい るのは、ド・ブロイ単色平面波を記述する関数がシュレーディンガー方程式を満 たしているということである [30,§21;254,§7,§8]。量子力学のこのような構築 方法は、単色波を、シュレーディンガー方程式を満たす、より幅広い関数クラス へ独特のやり方で外挿している。

ところが、それに類似した外挿を行えば、ド・ブロイ平面波がそのそれぞれの 解の1つとなるような多数の方程式を得ること、すなわち、多数の相異なる量 子力学を構築することが可能である。それらのそれぞれにおいて、測定データを それに対比することが可能な固有値の集合が生まれることになる。

それゆえ,量子力学では,類似する複数の演算子の中からの,シュレーディン ガー方程式に現れる演算子の特定は根拠付けられておらず,したがってまた,他 の複数の類似した演算子の固有値の中からの,シュレーディンガー方程式の固 有値の特定も根拠付けられていない。

量子力学によって検討されている関数クラスは、実験的事実の分析からでは なく、形式的な外挿によって得られたものである。数学から知られているように、 外挿は、最良の場合でも、きわめて粗い近似しか与えない。

このように、量子力学の数学的ツールは何らかの新たなクラスの現実的現象 を記述しているという量子力学の主張は、量子力学の構築方法からは導き出さ れない。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> E.マーデルングについては, 訳者のサイト(p.4 参照)に掲載されている L.A.シピツィン『電気 力学と量子力学の流体力学的解釈』の p.22 および p.41-44 を参照されたい。

8. 量子力学は、運動する粒子には、何らかの平面単色波が関係しているというド・ ブロイの仮説を受け入れている [30, p.92; 254, p.19-21]。この仮説は、粒子と、 平面単色波とは異なる波との間の関係の可能性を考察から排除している。しか し、運動する物体は、通常、平面単色波ではなく、それとは別のタイプの波を創 出していることが多数の実験から知られている。それゆえ、ド・ブロイの仮説は 誤っている可能性がある。

それだけでなく,量子力学には,ド・ブロイ波の物理的意味に関する統一的理 解が今なお存在しない[257]。

量子力学では、粒子は境界条件が与えられていない波動関数によって記述されており、それゆえ、1個の粒子が宇宙全体を占めている。これは常識に反する。 静止している粒子はド・ブロイ波ではない。

9. 実践上における量子力学の典型的な方法は、シュレーディンガー方程式に自由 パラメーターや自由関数を導入し、それらの値を測定データとつじつま合わせ するというやり方である。それがうまくいったとき、量子力学は、全てが明瞭に なったと主張する。

しかし、そのような方法は、測定値の特異な近似であり、研究される現象のメ カニズムを解明することができない。それと全く同じようにして自由パラメー ターや自由関数のある集合を持つ他の方程式を取ることが可能であるし、また、 ただ単に3つの空間変数と時間の多項式を取り、測定値を近似するためにその 多項式の係数の値を選んだ方が、それよりもっとうまくいく。こうすれば研究さ れる全ての依存関係を高い精度で記述することが可能であるが、しかし、それは 現象の本質を解明することができない。

このように,量子力学は,自然の理解という幻想を創出しているにすぎず,諸 過程のメカニズムを示していない。

10. 過去 100 年間,量子力学モデルは,事実上,新技術の創出にとって内容のある 重要な効果を予言したことがない。量子力学は原理的にそれをすることができ ない。なぜなら、シュレーディンガー方程式の演算子の全ての固有値が物理的過 程と一致しているわけではないことが知られているからである。量子力学の結 果が現実の現象と一致しているか否かは、実験を行った後でなければ確定する ことができない。

量子技術の創出を量子力学のみの功績に帰することはできないことを強調しよう。なぜなら、系の状態の量子化の可能性は、古典物理学では量子力学の出現よりはるか前に知られており、また、数学では状態の離散集合を持つ系の様々な 多数の記述方法が量子力学よりはるか前に開拓されていたからである。

言い換えると,量子力学は既知の実験を「説明する」ことはできるが、しかし、 人類の焦眉の課題の解決方法を予測することはできない。

あらゆる過程がその中で生じているエーテル(媒質)の存在を受け入れない限り, 量子力学の方法論の基礎は,数理モデリングの方法論の立場からのいかなる批判にも 耐えることができない。なぜなら,量子力学は,

- ・ 初期モデルの改善を許容しない;
- 2つの関数によって記述される、宇宙全体を占めている線形現象のみの検討の枠内にとどまっている(上記の小項目1参照。本節では、「小項目」は本節に記載

されているもののみを指しており, 簡単のため, 「§4.2.1 の」は省略する);

- ・ その根拠の中に矛盾を持っている(小項目2,8);
- ・結合系の状態の量子化の記述における排他性を自負することができない(小項目
   2);
- ・ 現象の本質を解明していない(小項目 3,9,8);
- ・明確な物理的解釈を持っていない(小項目 4-6);
- ・ 平面単色波のより幅広い関数クラスへのあり得る外挿のうちの1 つに過ぎない (小項目7,8);
- 事実上,測定値の特異な近似のためにのみ利用されている(小項目 9);
- ・ 人類の焦眉の課題の解決方法を予測することができない(小項目10)
- からである。

以上に列挙した深刻な欠陥が,多数の科学者の量子力学に対する懐疑的態度をもた らしている。

しかし, §4.2.2, §4.2.3 では, エーテル理論が量子力学の結果を部分的に復権させ, 波動関数に物理的解釈を与え,シュレーディンガー方程式の適用可能性の範囲を見出 し,量子力学のパラドックスを解消し,自然現象に相矛盾する性質を与えることを回 避することを可能にすることが示される。それだけでなく,§4.2.2 では,シュレーデ ィンガー方程式を古典物理学のアプローチから導き出すことは不可能であるという量 子力学の主張(例えば[253, p.39]参照)は誤りであることが実例によって証明され る。

# 4.2.2. エーテル方程式からのシュレーディンガー方程式の導出. 波動関数のエーテ ル的解釈. 粒子と波動を同一視することの誤謬性

本書では,エーテル(あらゆる過程がその中で生じている媒質)の概念を考慮に入 れることが,全ての基礎的な実験的法則を2つの単純な前提から数学的に導き出し, 現代物理学の事実上全てのパラドックスを解消し,物理学が説明を放棄している諸現 象の法則およびメカニズムを理解することを可能にすることが示されている。このこ とは,自然のエーテルモデルが持つ大きな一般性を示していると同時に,一般性の度 合いがより小さいモデルをエーテルモデルの立場から分析する可能性を根拠付けてい る。

量子力学のエーテル的解釈を与えよう。§4.2.1 の小項目 6 で,シュレーディンガー 方程式から得られた量子力学の気体流体力学的解釈に注目した。ここでは,我々はあ る意味でそれとは逆の操作を行い,エーテル方程式(4)-(6)からシュレーディンガー方 程式を導き出そう。

p.25 で、エーテル方程式は微視的世界の記述のために適用可能であることが立証された。それゆえ、エーテル方程式を量子力学の分析のために用いることは正しい。

量子力学は、シュレーディンガー方程式を公準として採用しているが、しかし、他ならぬこの方程式が選ばれる理由を説明しようと様々な方法で試みている。なぜなら、公準としてならば任意の方程式を取ることが可能なはずであるからである。例えば [30,§21]では、ド・ブロイの平面波上で恒等式に転化し、さらに一連の要件を満足

するような方程式が構築されている。[254, §8] では,粒子の全エネルギーの演算子が 適用されている。[253, p.39, p.40, p.52] (または [251(c)]) では,定常および非定常
シュレーディンガー方程式が振動方程式から導出されている。

量子力学において数ある方程式の中で特にシュレーディンガー方程式を選択する ことの根拠付けに対するアプローチがいかなるものであれ、シュレーディンガー方程 式から振動方程式への逆方向の推論 [253, p.39, p.40, p.52] の進め方は、別のアプロー チで構築されたシュレーディンガー方程式が振動方程式と関係を持っていることを 示している。この関係の物理的内容は、この関係についての詳しい検討を行った後に、 本節の最後の段落で定式化される。

さて、[253, p.39, p.40, p.52]の演算は、定常および非定常シュレーディンガー方程 式と、様々な物理系のよく知られている振動現象との間の関係を立証している。それ らの演算は、立証された単色振動の研究に対する数理物理学の標準的アプローチ [62, chap.7, §1]を利用している。[253, p.39, p.40, p.52]において、解釈を必要としている 事実上唯一の非形式的ステップは、媒質中の単色波の波長のド・ブロイ波長への置換 のステップである。[253, p.39, p.40, p.52]が持つ比較的高い数学的厳密性が、シュレ ーディンガー方程式のエーテル的解釈を構築するための、そのステップの選択をもた らしている。

興味深いことに、[253, p.39, p.40, p.52] におけるかなり一般性を持った量子力学の 構築方法は、我々に知られているそれより後の時期の教科書には、[253] と同じ著者 らの教科書 [258, §2] にすら記載されなくなった。このような状況は、おそらく、量 子力学の波が何らかの媒質中における普通の波と同じように伝播することを歴然と示 唆する量子力学における類似物が、その構築方法に含まれていることに起因している ものと思われる。ところが、相対性理論の空虚な空間というコンセプトにおいては、 波がそのように伝播することはあり得ないことなのである。

[253, p.39, p.40, p.52]の推論は抽象的な振動方程式の検討から始まっている。エー テル理論では、振動方程式は初期エーテル方程式からの帰結であり、エーテルの速度 および/または密度の小規模擾乱の振動を記述している(§4.1 および公式(78)参照)。 強い擾乱(およびその他の効果)は非線形性をもたらす可能性があり、それゆえ、非 線形の初期エーテル方程式(4)-(6)を線形のシュレーディンガー方程式と比較するこ とは意味を持たない。

エーテル速度の振動方程式から出発して, [253, p.39, p.40, p.52]の演算を変更なし にコピーすると,シュレーディンガー方程式および波動関数のエーテル的解釈を立証 することが可能になる。変換のエーテル的解釈を各ステップごとに正確に追っていき ながら,それらの演算をコピーしよう。

自然のエーテルモデルでは、粒子は空虚の中ではなく、媒質(エーテル)の中を運動する。その媒質中で、単色波について検討しよう:

$$\varphi(t, \mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t} = \operatorname{Re}(\Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t}) + i\operatorname{Im}(\Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t}).$$
(82)

ここで $\Psi(\mathbf{r})$ は実 3 次元数空間の点 $\mathbf{r}$ の複素関数である。 $\Psi(\mathbf{r}) = \Psi_0 \exp(-i\mathbf{kr})$ のとき, (82)の波は平面波である [263]。ここで $\mathbf{k}$ はその方向が進行波の位相面に垂直な波数 ベクトル;  $\omega$ は角周波数であり,  $\omega = 2\pi v$ ;  $\nu$ は波の振動周波数である。

複素形式の波の表現(82)は、数学および数理物理学では、複素関数φ(t,r)の実部および虚部に含まれる2つの実数値関数の同時演算の簡略表記のためにのみ利用されていることを強調しよう。実数空間における実践的課題への複素変数関数論の応用にお

いては、変換と複素関数との等価性および初期実数値への復帰法が常に正確に遵守される(例えば[140, chap.3]参照)。さもないと、結果が初期問題の解と関係を持たなくなる可能性がある。例えば、実数空間で定式化された非線形方程式を、求める関数を複素関数に置換する方法で変換した場合には、一般的に言えば、変換された方程式の解の実部および/または虚部は初期方程式を満たすことができない。

(78)において、速度ベクトルに関する方程式について検討しよう。量子力学は2つ のスカラー関数によって、すなわち波動関数の実部および虚部によって諸過程を記述 している。すなわち、量子力学は2次元の問題を検討している。それゆえ、我々は、 3つの方程式のうち、(78)の速度ベクトルの成分のために2つの方程式しか利用しな い。それらの方程式から(82)を用いて(82)の波が満たす別の方程式を得て、その方程 式がシュレーディンガー方程式と一致していることを見よう。このことが、シュレー ディンガー方程式および波動関数のエーテル的解釈を与えるであろう。量子力学のこ の構築方法は、量子力学を、3つ成分を持つ波動関数に関する3次元シュレーディン ガー方程式に一般化することを可能にすることに注目しよう。

(82)の実部および虚部を 2 つの速度成分に関する方程式(78)に代入し,それらの成 分を複素関数を用いて簡略形式で書こう。エーテル中における単色波の速度振幅Ψ(r) の小規模擾乱の振動方程式が得られる:

$$-\Psi(\mathbf{r})\omega^2 e^{i\omega t} = \mathbf{u}_*^2 e^{i\omega t} \Delta \Psi(\mathbf{r}), \quad \Delta \Psi(\mathbf{r}) + \frac{\omega^2}{\mathbf{u}_*^2} \Psi(\mathbf{r}) = 0.$$
(83)

方程式(78)の導出過程から,速度振動の伝播速度u<sub>\*</sub>(19)は,空間中の点に依存する可能性があるが,しかし時間に依存してはならないことが分かる。

(82)によれば,

$$\lambda \equiv \frac{|\mathbf{u}_*|}{\omega/(2\pi)} \tag{84}$$

という量は波長という意味を持っている。

(83)において、2 つのパラメーターの比を1 つに置換すると、単色波の速度振幅の小規模擾乱の振動方程式が次の形で得られる:

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}) + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} \Psi(\mathbf{r}) = 0.$$
(85)

方程式(85)において,波長λは入力パラメーターである。このパラメーターは,(78)の2番目の方程式の構築方法によれば,空間点の関数になる可能性があるが,しかし時間に依存してはならない。

量子力学では,諸過程はド・ブロイ波長によって特徴付けられている。ド・ブロイ 波長は次のように導入されている(例えば概説記事 [251(f)] 参照):

$$\lambda_{\rm dB} \equiv \frac{h}{m_0 \nu} = \frac{E/\nu}{m_0 \nu} = \frac{E/(m_0 \nu)}{\omega/(2\pi)}.$$
(86)

ここでhはプランク定数;  $m_0$ および vは粒子の質量および速度; E = hvは粒子の全 エネルギー; vは振動周波数である。

エネルギー保存則により, 粒子の全エネルギーは, 運動エネルギー $m_0v^2/2$ とポテンシャルエネルギー $U(\mathbf{r})$ との和にも等しい:

$$\frac{m_0 v^2}{2} + U(\mathbf{r}) = E = const.$$

[253, p.39] では,振動方程式(85)のλはλ<sub>dB</sub>に置換されている。

そのような置換のエーテル的解釈について詳しく検討しよう。なぜなら、そのよう な置換はエーテルの速度振幅の振動方程式に別の意味を与えるからである。

エーテル速度の初期振動方程式(78)は,波がその中の全空間中において特性速度u\*,

すなわち $\mathbf{u}_{*}^{2} = dp/d\rho_{m,*}$  (19)で伝播している媒質を記述している。このとき、速度 $\mathbf{u}_{*}$ は,他の媒質中におけるのと同様に,媒質中を運動する物体の作用による場合を含め、変化する可能性がある。

(84),(86)によれば、 $\lambda$ の代わりに $\lambda_{dB}$ を代入することは、初期媒質を別の媒質に置換する。その別の媒質中では、波は、媒質の性質ではなく、粒子の性質を特徴付ける速度 $u_{*,dB} = E/(m_0 v)$ で全空間中を伝播する。粒子と、粒子がその中で運動する媒質全体との同一視、また、全空間中における媒質の特性 $|u_*|$ の粒子の特性 $u_{*,dB}$ へのすり替えが生じる。

 $U(\mathbf{r}) = 0$ のとき、その置換によって導入された新たな媒質の中における波の伝播速 度 $u_{*,dB}$ は、粒子の速度の半分に等しい ( $u_{*,dB} = E/(m_0 v) = v/2$ )。原理的には、波は物 体より小さい速度で運動する可能性がある。例えば、音速度より速く飛んでいる弾丸 は、音速度で運動する波を空気中に創出する。しかし、この結果は、**量子力学が記述** しているのは粒子ではないことを示している。なぜなら、粒子は、2 つの異なる速度  $v \ge v/2 \ge c$ 、同時に運動することはできないからである。

エーテル理論の観点から見ると,量子力学の根本的な誤りは,全空間中において, 粒子と,粒子がその中を運動している媒質との区別を抹消したことにある。その区別 の抹消は,粒子の運動から媒質が受けた擾乱がまだ到達していない場所においてさえ 生じている。しかし,量子力学はそうする以外にない。なぜなら,量子力学は空虚な 空間というコンセプトを受け入れ,全空間を1個の粒子によって満たすことを余儀な くされているからである。

エーテル理論では、物体の性質と、物体がその中に存在している媒質の性質とは区別されている。それらの性質の違いこそが、媒質中において物体を特定する。それゆえ、エーテル的解釈がエーテル中における波の伝播速度|u<sub>\*</sub>|の速度u<sub>\*,dB</sub>への置換操作の採用を許すのは、全空間中においてではなく、粒子の外部のある小さい近傍領域中においてのみであり、しかも、それは大きな拡大解釈を伴いながら、稀な個別的場合として行われる。もしそのような速度の置換が、粒子のある小さい近傍領域中においてさえ現実と無関係であるのなら、量子力学の解釈は、その段階で量子力学にとって芳しくない結論をもって終わりとなる。すなわち、現在最も一般的な自然のエーテルモデルにおいてさえ、量子力学は解釈を持たない。

さらに, [253, p.40] のアプローチは,公式(86)を用いて粒子のエネルギー保存則に おける速度vを消去し, λ<sub>dB</sub>と全エネルギーおよびポテンシャルエネルギーとの間の関 係を次のように定めている:

$$\frac{h^2}{2m_0\lambda_{\rm dB}^2} + U(\mathbf{r}) = E, \quad \frac{1}{\lambda_{\rm dB}^2} = \frac{2m_0}{h^2} \left( E - U(\mathbf{r}) \right), \quad \frac{4\pi^2}{\lambda_{\rm dB}^2} = \frac{2m_0}{\hbar^2} \left( E - U(\mathbf{r}) \right)$$

ここで $\hbar = h/(2\pi)$ は換算プランク定数である。

この表式を(85)に代入すると、速度vで運動する質量 $m_0$ の粒子のある小さい近傍領域中で創出される、エーテル速度の小規模擾乱の振動の振幅 $\Psi(\mathbf{r})$ に関する方程式が得られる:

$$\Delta \Psi(\mathbf{r}) + \frac{2m_0}{\hbar^2} (E - U(\mathbf{r})) \Psi(\mathbf{r}) = 0.$$
(87)

 $E = hv = \hbar\omega$ を考慮すると、エーテル速度の小規模擾乱の全波(82)は次のようになる:

$$\varphi(t,\mathbf{r}) = \Psi(\mathbf{r})e^{i\omega t} = \Psi(\mathbf{r})e^{i\frac{E}{\hbar}t}.$$
(88)

方程式(87)は定常シュレーディンガー方程式と一致している。量子力学では、この 方程式は波動関数Ψ(r)を見出すための公準として採用されているが、量子力学はその 方法論においてこの波動関数の物理的意味を突きとめられずにいる。

非定常シュレーディンガー方程式は、定常シュレーディンガー方程式(87)から、公式(88)を用いてEを消去することによって導き出される([253, p.52]または[251(c)] 参照)。(88)をtについて微分しよう:

$$\frac{\partial \varphi(t,\mathbf{r})}{\partial t} = i \frac{E}{\hbar} \Psi(\mathbf{r}) e^{i \frac{E}{\hbar} t}, \quad \frac{\partial \varphi(t,\mathbf{r})}{\partial t} = i \frac{E}{\hbar} \varphi(t,\mathbf{r}), \quad -i\hbar \frac{\partial \varphi(t,\mathbf{r})}{\partial t} = E \varphi(t,\mathbf{r}).$$

(87)に $e^{iEt/\hbar}$ を掛け、そこに $E\varphi(t,\mathbf{r})$ の代わりに時間導関数を代入すると、次の方程 式に到達する:

$$-i\hbar\frac{\partial\varphi(t,\mathbf{r})}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta\varphi(t,\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})\varphi(t,\mathbf{r}) = 0.$$

上式の第1項中の符号«-»は、波動過程理論において普通に現れるように、(82)において+*i*ωtについて検討した結果現れた。複素共役を取る操作は、この方程式を量子力学で採用されている形に変換する:

$$i\hbar \frac{\partial \varphi^*(t,\mathbf{r})}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \varphi^*(t,\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})\varphi^*(t,\mathbf{r}) = 0.$$
(89)

この方程式は単色波に関して得られたものであり、必ずしも平面波に関するもので はない。この方程式から、もはや単色波であることができない一般形の波動関数 $\psi(t, \mathbf{r})$ に関する方程式への移行は、定常シュレーディンガー方程式(87)の固有関数展開を用 いて行われる [253, p.52]。

方程式(87)の固有値として検討されるのは,エネルギーEの値である。それらの固有 値に対応するΨ(**r**)の解は固有解と呼ばれている。

固有値問題はかなり複雑な問題である。その解法に関する定理は例えば [51,§15.4-12,§15.4-6] で見出すことができる([253,p.41-43] も参照)。一般的な場合には,固 有値の集合は離散的な場合もあり,連続的な場合もある。有限体積の振動に関する境 界問題の固有関数での級数展開可能性は例えば [62, chap.5, §3.1] で定式化されてい る。

量子力学では、方程式(87)は全空間中で検討されている。無限領域中での振動問題の解の唯一性に関する定理は [62, chap.7, §3] に示されている。量子力学では、固有値の探求は、普通、具体的なポテンシャル Uに関して行われている。その一般的定理

は [264, §6-9] で定式化されている。

方程式(87)に関する問題において,固有値 $E_n$ の離散集合(有限集合または無限集合) が存在しており、それらの固有値に対応している固有関数 $\Psi_n(\mathbf{r})$ が、関数 $\psi(t,\mathbf{r})$ を、定 数係数 $c_n$ を持つ級数(有限級数または無限級数)

$$\psi(t,\mathbf{r}) = \sum_{n} c_n \Psi_n(\mathbf{r}) e^{-iE_n t/\hbar}$$
(90)

の形で表現することが可能であるようなものである場合には、 $\psi(t, \mathbf{r})$ もまた、方程式 (89)に関するそれと同じ問題の解である。

この主張は単純な方法で証明される。(90)を方程式(89)に代入しよう。固有値 $E_n$ および固有関数 $\Psi_n(\mathbf{r})$ は時間に依存しないことを考慮しよう。なぜなら、方程式の構築方法により、時間は方程式(87)に含まれていないからである。無限級数の場合には、方程式(87)が一様収束性を持ち、また、各空間変数の導関数から得られる級数が一様収束性を持つという条件を要求しよう。級数の一様収束性は、総和および微分の計算の順序を変えることを可能にする。次式が得られる:

$$i\hbar \frac{\partial \psi(t,\mathbf{r})}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0} \Delta \psi(t,\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})\psi(t,\mathbf{r}) =$$

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \sum_{n} c_{n} \Psi_{n}(\mathbf{r}) e^{-iE_{n}t/\hbar} + \frac{\hbar^{2}}{2m_{0}} \Delta \sum_{n} c_{n} \Psi_{n}(\mathbf{r}) e^{-iE_{n}t/\hbar} - U(\mathbf{r}) \sum_{n} c_{n} \Psi_{n}(\mathbf{r}) e^{-iE_{n}t/\hbar} = \sum_{n} e^{-iE_{n}t/\hbar} c_{n} \left( E_{n} \Psi_{n}(\mathbf{r}) + \frac{\hbar^{2}}{2m_{0}} \Delta \Psi_{n}(\mathbf{r}) - U(\mathbf{r}) \Psi_{n}(\mathbf{r}) \right) = 0.$$

得られた方程式

$$-i\hbar\frac{\partial\psi(t,\mathbf{r})}{\partial t} + \frac{\hbar^2}{2m_0}\Delta\psi(t,\mathbf{r}) - U(\mathbf{r})\psi(t,\mathbf{r}) = 0$$
(91)

は非定常シュレーディンガー方程式と一致している。

方程式(91)の解(90)の構築方法は変数分離法に類似している。ここで補助問題の役割を演じているのは、方程式(87)に関する固有値問題である。

量子力学では、方程式(91)は波動関数 $\psi(t, \mathbf{r})$ を見出すための公準として採用されているが、量子力学はその方法論においてこの波動関数の物理的意味を突きとめられずにいる。

エーテル的解釈では、方程式(91)の構築方法によれば、波動関数 $\psi(t, \mathbf{r})$ は、速度vで運動する質量 $m_0$ の粒子のある小さい近傍領域中で創出される、エーテル速度の小規模擾乱の波である。個別的な場合には、この波は、単色波(それは必ずしも平面波ではない)の有限または無限の線形結合(90)によって表現される。

上に示した推論は、反対方向に行うことができる。方程式(91)から出発しよう。これに級数展開(90)を代入しよう。(90)における線形独立な各独立関数に関して方程式(89)が得られる。(88)を用いて方程式(87)に到達する。λ<sub>dB</sub>のλへの置換が方程式(85)を与える。(82)の代入が速度の振動方程式(78)の2つの成分をもたらす。

順推論および逆推論は、方程式(87)の、ド・ブロイ波を表現している固有関数、すなわち $\omega = E_n/\hbar$ を持つ(82)の形の関数の展開(90)が存在する場合には、 $\mathbf{u}_*^2 = u_{*,dB}^2 = \mathbf{u}_{*,dB}^2$ 

 $(E/(m_0v))^2$ のとき、シュレーディンガー方程式(91)と、エーテル速度の小規模振動方 程式(78)の2つの成分とは等価であることを示している。言い換えると、この場合に は、シュレーディンガー方程式(91)の解 $\psi(t, \mathbf{r})$ は、エーテル速度の小規模振動方程式 の2つの成分の解であり、また、その逆も成り立つ。

# 4.2.3. シュレーディンガー方程式の適用可能性の条件. 粒子と波動の二重性および粒 子のトンネル効果の破綻

量子力学の分析をエーテル理論の立場から行う根拠をなしているのは,量子力学お よび相対性理論のモデルと比べ,エーテルの運動としての自然のモデルの方が,はる かに大きな一般性を持っていることであることを再度強調しよう。すなわち,本書で は、これまで実験的事実とみなされてきた全ての自然法則が初期エーテル方程式から 数学的に導出されているのに対し、相対性理論および量子力学はこのような結果を再 現することができないのである。

§4.2.2 において、数ある方程式の中でシュレーディンガー方程式を選択する理由を 説明するために量子力学で適用されている方法に基づき、エーテル速度の小規模振動 方程式から定常および非定常シュレーディンガー方程式が得られた。このことは、次 のことを確定することを可能にした:

- 1. シュレーディンガー方程式は、粒子それ自体を記述していない;
- 2. 波動関数 $\psi(t, \mathbf{r})$ は, 速度vで運動する質量 $m_0$ の粒子のある小さい近傍領域中で創 出される, エーテル速度の小規模擾乱の波である;
- 3. シュレーディンガー方程式は、エーテル中における波の伝播速度を $u_{*,dB} = E/(m_0 v)$ と等しいとみなすことができる領域中においてのみ適用可能である;
- シュレーディンガー方程式は、2次元の現象のみを、宇宙全体の中ではなく、波 源のある近傍領域中においてのみ記述している;
- 5. v = 0の静止粒子は、 $u_{*,dB}$ に関する公式においてゼロによる除算が生じるため、 考察から除外される。

エーテル速度の擾乱の振動方程式の導出方法によれば、シュレーディンガー方程式 に含まれているポテンシャルエネルギーUは時間に依存してはならない。さもないと、 シュレーディンガー方程式は物理的解釈を持っているモデルから導き出されなくなる。 確実な根拠を持つモデルの枠からの逸脱がなされる場合には、その逸脱の根拠が説明 されなければならない。なぜなら、その逸脱の手順は唯一ではないからである。

エーテル速度の小規模擾乱の振動方程式(78)が導出される際, 渦流が捨てられた (p.64-65 参照)。シュレーディンガー方程式は, この方程式からの帰結であるから, やはりまた, 物体と関係している渦流を記述していない。

シュレーディンガー方程式および波動関数のエーテル的解釈からは,いくつかの基 礎的結論が導き出される。

量子力学の数学的結果は維持されるが、しかし、それらの結果の解釈は根底から変 化する。

小項目 1-3 によれば,エーテル理論の観点から見ると,量子力学は,粒子とその粒子が創出する波とを誤って同一視し, 誤ってその粒子で宇宙全体を満たしている。粒子の性質と,粒子がその中で運動している媒質の性質とを分離する必要がある。

量子力学は、物体自体ではなく、エーテル中において物体によって創出される速度 の小規模擾乱について研究しているため(小項目 2)、物体の構造を十全に解明するこ とができない。それゆえ、量子力学モデルのエーテル的解釈は、粒子と波との相矛盾 する性質を物体に帰することは誤りであることを示している。

いくつかの実験に対するトンネル効果(粒子のポテンシャル障壁透過)による量子 力学の説明は破綻している。なぜなら,量子力学は,粒子それ自体ではなく,粒子に よって創出される波を記述している(小項目 1);その波は,粒子の速度と異なる速 度で運動することができ(例えばダランベールの公式 [62, p.56]参照),また,量子 よりはるかに大きい領域を占めることができる;波動関数の確率解釈は根拠付けら れておらず(§4.2.1の小項目 5 参照),ましてや,量子力学は粒子を記述していないの であるから,現実の現象の記述のために適用されてはならないからである。

量子力学におけるトンネル効果(粒子のポテンシャル障壁透過)の破綻は,金属および電極表面の電子伝導理論,ならびにいくつかの核反応のトンネル理論を崩壊させる。

エーテル的理解では、古典物理学におけるのと同様に、粒子はエネルギー保存則に よって許されている領域中にのみ存在することができる。その領域の境界を越え出る ことができるのは、粒子それ自体ではなく、エーテル中において粒子によって生み出 される波(一般的な場合にはエーテル流)である。こうして、もし何らかの理論が、 何らかの現象を量子力学のトンネル効果の概念によってのみ説明することができてい たとしても、そのような理論は、エーテルの存在を考慮に入れて見直すか、または放 棄する必要がある。

エーテル理論の観点から見ると、量子力学とは、エーテル中において粒子の運動に よって創出される波に基づいて粒子について研究しようとする、特異な試みである。 そのようなアプローチは根拠を持っている。例えば音響学では、物体のいくつかの性 質を、運動時に物体によって生成される音に基づいて突きとめることができる。量子 力学は、それに類似した課題を空虚でない空間というコンセプトの中で検討すること ができるかもしれないが、しかし、量子力学の現在の状態においては、それを行うこ とができない。

#### 4.2.4. 量子力学を根拠付けているとされている実験の解釈の不適切性

§4.2.2 で,現在最も一般的な自然のモデルであるエーテル理論の観点から見ると, 量子力学は粒子それ自体ではなく,粒子の運動によって生み出される波を記述してい ることが示された。

粒子と粒子の運動時に創出される波との誤った同一視が,量子力学がそれを使って 粒子の波動性を根拠付けようと試みている,比較的多数の全ての実験に対する不適切 な説明をもたらしている(例えば [30,§18;254,§2;253,§3]参照)。それら全ての実 験では,粒子だけでなく,粒子および粒子を放出する構造物によって生み出されるエ ーテル流も観測されるはずである。そのエーテル流は,各時点において,粒子が占め ている領域よりはるかに大きい領域を占めている可能性がある。

[254, p.22]([256, A.2] も参照)では、電子ビームを2本のスリットを通過させる 実験が記述されおり、その実験は電子の干渉を示しているとされている。「電子は、光 子と同様に、仕切り板に開けられている全てのスリットを一度に通過する」と主張さ れている。そのような解釈は根拠付けられていない。なぜなら、そのような解釈は、 電子によって創出される、電子より大きい体積を占めているエーテル中の波を考慮し ておらず、また、電子加速器から出るエーテル流も考慮していないからである。それ だけでなく、この実験の解釈では、スリットの縁辺表面に対する電子の軌道の傾斜角、 ならびに電子および波とスリット周囲の材料の原子との相互作用を含め、電子および 電子によって創出される波のスリット通過の過程が分析されていない。

粒子の回折とされているものに関する実験の説明では、物質からの反射時における 粒子と粒子によって創出された波との相互作用に関する問題、相異なる粒子から出る そのような波同士の相互作用に関する問題、それらの波の物質からの反射に関する問 題、および粒子に対する反射波の作用に関する問題が未解明のまま残されている。そ れだけでなく、回折および干渉効果を記録するレシーバーの物質に対し、粒子が及ぼ す影響の度合いと、粒子によって創出される波が及ぼす影響の度合いとの間の比が解 明されていない。

[30, p.97] では、0.1-10 [kV]の電位まで加速された電子、室温下のヘリウム原子および水素分子、ならびに熱中性子およびその他の「低速」軽粒子のド・ブロイ波長が計算されている。それらの波長は軟X線の波長のオーダーを持っている。それゆえ、

[30, p.98] で主張されているように、そのような粒子の回折の記録は、X 線の場合に 適用されているのに類似した方法を用いて行われた。

[30, §18]の実験では、ド・ブロイ波長は軟 X 線領域に相当している。それゆえ、 もしそれらの実験のうちのいずれかにおいて、粒子の記録用に X 線感受性を持つ材料 が用いられていたとすると、その材料は、波としての粒子ではなく、エーテル中にお ける粒子の運動によって創出される X 線領域のド・ブロイ波を記録していた可能性が ある。

磁場投入後における荷電粒子からの回折像の歪みおよび変位[30, p.106]は、磁場 中における方向転換後における場合を含め、運動時における粒子による波の定常的生 成によって説明することができる。

横波は偏極性を持っている [265]。粒子におけるそのような性質の存在の検証に関 する正確な実験を行う必要がある。粒子における偏極の非存在は、粒子は横波ではな いことを意味することになる。

#### 4.2.5. 主な結論

§4.2.1-4.2.4 で行われた研究を総括しよう。

エーテルのコンセプトを受け入れるか否かにはかかわりなく,量子力学モデルは自 然の**十全な**記述には不適格である。

我々の意見によれば、量子力学に対する過度の傾注が、研究者たちを、自然認識に おける前進から、そして現実の諸過程および実践における適用にとって有益な効果の 理解から遠ざける方向へ導いている。この100年間、量子力学は新技術開発の創造的 な軌道から外れた方向へ巨大な知的努力を注ぎ込ませてきた。それが誰にとって得に なるのか、そしてノーベル委員会や学界が量子力学領域の活動を奨励してきたのはな ぜなのかを推測するのは難しいことではない。有名なことわざ<sup>[訳注]</sup>をもじると一「独

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> ロシア語の元のことわざは、「泣かないかぎり、赤ん坊が何をやって遊んでいようと放っておけ」。

占企業の収益を減少させないかぎり、理論家たちが何をやって遊んでいようと放って おけ」。

我々がこの意見をこれほどまでに強く主張している理由は、現在きわめて切実な課題となっている人類の生存という課題が、それを命じているからである。社会資源の 投下方向を、量子力学および相対性理論へのドグマチックな信仰から、人類の生存という課題の解決を目指す、創造的・適応的方法論へ転換することが要求されている。 エーテル技術の開発が不可欠となっている。エーテル技術の開発は19世紀末に始ま ったが、しかし1920年代に停止された。これは故意になされた公算が大きい。

既に指摘したように、微視的世界の実験的研究では、ローレンツ力が本質的な役割 を演じている。ところが、量子力学も現代物理学も、この力および荷電体に対するそ の作用原理を説明していない。エーテル理論では、ローレンツ力は、2 つの媒質流束 が相互作用したとき(例えばそれらの一方が渦流束の場合)、自然な仕方で発生する (§16.1 参照)。それゆえ、微視的世界の理論は、量子力学および相対性理論にではな

く,相互作用する渦物体の系の理論に基づかなければならない。

残念ながら,現時点では,微視的世界に関する徹底した十全な定量的エーテルモデルはまだ構築されていない。そのようなモデルの構築には原理的な困難は存在せず,現にこの方向での研究が行われている。しかし,その研究は1920-30年代に,行政的な措置を含め,正統派物理学からの対抗措置によってきわめて困難となった。

#### 5. 電磁場のエネルギー

古典的な巨視的電気理論では、電磁場のエネルギー密度は公準として導入されている(例えば [28, p.346] 参照)。エーテル的解釈では、電磁場のエネルギー密度は、エ ーテルのそれ以外のあらゆる運動の場合と同様に、ニュートンの第2法則から導き出 された公式(12)に従って計算される(§1.4 参照)。

#### 5.1. 電磁場のエネルギー密度およびパワー密度の一般的公式

電磁場のエネルギー密度に関する最も一般的な表現は、公式(12)を§2.1 で導入され たベクトルBおよびEが現れるような形に変換することによって得られる。

ベクトル $\rho$ uに対し、ヘルムホルツの定理([51] の(5.7-7)、(5.7-8))を適用しよう。 この定理は、 $\nabla^2 A_0 = 0$ であるような項 $A_0$ までの精度で、十分に任意のベクトルを所与 の発散および回転によってポテンシャル成分と渦成分とに分解することを可能にす る([51, p.178, p.173] 参照)。

公式(24), (28), (20)により、ベクトルpuに関して次式が得られる:

$$\nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = \int_{t_0}^t \nabla \cdot \left( -\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}} \right) dt = \int_{t_0}^t \left( -4\pi\sigma + \nabla \cdot \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}} \right) dt, \quad \nabla \times (\rho \mathbf{u}) = \frac{\mathbf{B}}{c}$$

ここでtoはある開始時点である。

定常流(そこでは時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)の場合には,方程式(24)の代わりに連続方程式(22)を利用することができる:

$$\boldsymbol{\nabla} \cdot (\boldsymbol{\rho} \mathbf{u}) = \frac{q}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

すると、ベクトルpuはスカラーポテンシャル $\phi$ およびベクトルポテンシャル $\Psi$ を用いて次のように表される:

$$\rho \mathbf{u} = -\nabla \Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0. \tag{92}$$

ここで

$$\Psi = \frac{1}{4\pi c} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\mathbf{B}(t, \mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \frac{1}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \times \left(\rho(t, \mathbf{r}')\mathbf{u}(t, \mathbf{r}')\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'$$

であり, 非定常流の場合は

$$\begin{split} \Phi &= \frac{1}{4\pi} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\int_{t_0}^{t} \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(-\mathbf{E}(t,\mathbf{r}') + \frac{\mathbf{F}(t,\mathbf{r}') + \nabla P(t,\mathbf{r}')}{k_{\mathrm{m},0}}\right) dt}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \\ &\frac{1}{4\pi} \int_{t_0}^{t} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \left(-\mathbf{E}(t,\mathbf{r}') + \frac{\mathbf{F}(t,\mathbf{r}') + \nabla P(t,\mathbf{r}')}{k_{\mathrm{m},0}}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' dt = \\ &\frac{1}{4\pi} \int_{t_0}^{t} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{\left(-4\pi\sigma(t,\mathbf{r}') + \nabla_{\mathbf{r}'} \cdot \frac{\mathbf{F}(t,\mathbf{r}') + \nabla P(t,\mathbf{r}')}{k_{\mathrm{m},0}}\right)}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' dt \end{split}$$

であり, 定常流の場合は

$$\Phi = \frac{1}{4\pi k_{\rm m,0}} \iiint_{-\infty}^{\infty} \frac{q(t,\mathbf{r}')}{|\mathbf{r}-\mathbf{r}'|} \ d\tau'$$

である。

ベクトル関数 $A_0$ の選択には、ある種の恣意が存在している。しかし、これまで、(92) の展開においてエーテル方程式は考慮されていなかった。それゆえ、 $A_0 \epsilon \nabla^2 A_0 = 0$ に 対して決定するためには、方程式(22)、(23)、(15)を付け加えなければならない。例え ば、(92)を(22)、(23)に代入すると、 $A_0$ および $\rho$ に関する系が得られる( $u = (-\nabla \phi + \nabla \times \Psi + A_0)/\rho$ を考慮することによって)。

エーテル方程式(22),(23)は, $4\pi\sigma = \nabla \cdot \mathbf{E} = 0$ および $\mathbf{B} = c\nabla \times (\rho \mathbf{u}) = 0$ のときでさえ, 非ゼロ解を持つことができることを強調しよう。すなわち,関数 $\mathbf{A}_0$ を考慮することが 本質的な重要性を持つ可能性があるのである。

一般的な場合には、(12)より、電磁場のエネルギー密度に関して次式が得られる。

$$\mathcal{A} = \rho_{\rm m} \mathbf{u}^2 = k_{\rm m,0} \rho \mathbf{u}^2 = \frac{k_{\rm m,0}}{\rho} (\rho \mathbf{u})^2 = \frac{k_{\rm m,0}}{\rho} (-\nabla \Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0)^2.$$
(93)

この公式では、関数 $\phi$ および $\Psi$ は、E(または $\sigma$ )およびBを通じて表されており、エーテルに関する間接的情報は、 $\phi$ において現れる因数 $k_{m,0}/\rho$ および力 $F + \nabla P$ または湧き出しqを通じてのみ含まれている。

この公式はかなり煩雑であるが、具体的な過程を研究するときには、電磁場のエネ ルギーに関するもっと単純な表式 $\mathcal{A} = \rho_{\rm m} \mathbf{u}^2$ を得ることができる。

例えば、定常エーテル流のエネルギー密度は、湧き出しが存在しない(q = 0)場合で、 $A_0 = 0$ のとき、磁場B(エーテル中の渦)のみによって決定される:

$$\mathcal{A} = \frac{k_{\mathrm{m},0}}{\rho} (\nabla \times \Psi)^2.$$

この場合には、Bに対するAの依存性は2乗的な性格を持っている。

ポテンシャルを通じたパワー密度の一般的表式は,エネルギー密度(93)から時間に 関する全導関数を取ることによって得ることができる:

$$w = \frac{d}{dt} \left( \frac{k_{\mathrm{m},0}}{\rho} (-\nabla \Phi + \nabla \times \Psi + \mathbf{A}_0)^2 \right).$$

場と電流の用語でのパワー密度に関するもう1つ別の一般的表式は、公式(16)をベクトルE, B, jを含んでいる形に変換することによって見出すことができる。そのような 表式を得よう。

我々は次式を持っている:

$$w = -\frac{\partial p}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla_{\mathbf{r}} - \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi = k_{\mathrm{m},0} \frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla p - \frac{\partial \Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla \Pi.$$

その局所基底ベクトルが時間に依存していない座標系における,時間に関する偏導 関数について検討しよう:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} = \frac{\partial (\rho \mathbf{u})^2 / \rho}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (\rho \mathbf{u})^2}{\partial t} + (\rho \mathbf{u})^2 \frac{\partial 1 / \rho}{\partial t} = \frac{2}{\rho} \rho \mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} - (\rho \mathbf{u})^2 \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial \rho}{\partial t} = 2\mathbf{u} \cdot \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

公式(23)および(21)を適用しよう:

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}^2}{\partial t} = 2\mathbf{u} \cdot \left( -(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) + \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\mathrm{m},0}} \right) - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t} = 2\mathbf{u} \cdot \left( -\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\mathrm{m},0}} \right) - \mathbf{u}^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}.$$

すると, 次式が得られる。

$$w = 2\mathbf{u} \cdot \left(-k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E} + \mathbf{F} - p\right) - \mathbf{u} \cdot \nabla p - k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}^{2}\frac{\partial\rho}{\partial t} - \frac{\partial\Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla\Pi =$$
$$-2k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u} \cdot \mathbf{E} - 3\mathbf{u} \cdot \nabla p - k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}^{2}\frac{\partial\rho}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \mathbf{F} - \frac{\partial\Pi}{\partial t} - \mathbf{u} \cdot \nabla\Pi.$$

方程式(15)を用いて**∇**pを計算しよう:

$$-\frac{\nabla p}{k_{\mathrm{m},0}} = \nabla(\rho \mathbf{u}^2) + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} = \nabla\left(\frac{(\rho \mathbf{u})^2}{\rho}\right) + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} = \frac{1}{\rho}\nabla(\rho \mathbf{u})^2 + (\rho \mathbf{u})^2\nabla\frac{1}{\rho} + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} = \frac{1}{\rho}\nabla(\rho \mathbf{u})^2 - (\rho \mathbf{u})^2\frac{1}{\rho^2}\nabla\rho = \frac{1}{\rho}\nabla(\rho \mathbf{u})^2 - \mathbf{u}^2\nabla\rho + \frac{\nabla\Pi}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

[51] の表 5.5-1 に掲げられているスカラー積の勾配の公式を利用しよう:

$$-\frac{\nabla p}{k_{\mathrm{m},0}} = \frac{1}{\rho} \nabla (\rho \mathbf{u} \cdot \rho \mathbf{u}) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} =$$
$$2(\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}) + 2\mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} = 2\left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}\right) - \mathbf{u}^2 \nabla \rho + \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

ちなみに、この公式はローレンツ力の場(25)とエーテルの圧力勾配および密度勾配 との関係を定めており、ここではエーテル状態方程式(15)が考慮されていることに注 目しよう:

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{2} \left( \mathbf{u}^2 \nabla \rho - \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \nabla \rho - \frac{\nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}} \right).$$
(94)

特に, ローレンツ力の場はエーテル中における圧力勾配を創出することができる。 **∇**ρをwに代入しよう:

$$w = -2k_{m,0}\mathbf{u} \cdot \mathbf{E} + 6k_{m,0}\mathbf{u} \cdot \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B}\right) - 3k_{m,0}\mathbf{u}^2(\mathbf{u} \cdot \nabla \rho) - k_{m,0}\mathbf{u}^2\frac{\partial \rho}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \mathbf{F} - \frac{\partial \Pi}{\partial t} + 2\mathbf{u} \cdot \nabla \Pi.$$

**u**・(**u** × **B**) = 0であることを考慮しよう。 こうして,公式(16)より,エーテル流のパワー密度に関する次の表式が得られる:

$$w = 2\mathbf{u} \cdot \left(2k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E} + \mathbf{F} + \nabla\Pi\right) - k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}^{2}\left(3(\mathbf{u} \cdot \nabla\rho) + \frac{\partial\rho}{\partial t}\right) - \frac{\partial\Pi}{\partial t}.$$
(95)

エーテル中におけるエネルギー密度の運動方向はベクトルポテンシャルによって 記述される(§2.3 参照)。

電気回路の電気エネルギー,磁気エネルギーおよびパワーについては§18.2, §18.7-18.9 で検討されている。

#### 5.2. 電磁波のエネルギー密度

電磁波の体積エネルギー密度について単純な例で検討しよう。 エーテル方程式の波動解の1つは単色平面高調波である:

$$\mathbf{u} = u_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu z}{c}\right) \mathbf{i}_x + u_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu z}{c}\right) \mathbf{i}_y + c\mathbf{i}_z, \quad \rho = \rho_0 = const.$$

ここで $u_a$ は横振動の振幅; cは光速度;  $\rho_0$ は電磁測定単位での非擾乱エーテル密度である。公式(20),(21)によれば、そのようなエーテル波に対応しているのは単色平面円偏波である:

$$\mathbf{E}(t,\mathbf{r}) = E_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_x - E_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_y,$$
$$\mathbf{B}(t,\mathbf{r}) = B_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_x + B_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_y,$$
$$E_a \equiv \rho_0 \nu u_a, \ B_a \equiv \rho_0 \nu u_a.$$

(12)を用いてこの波のエネルギー密度を見出そう:

 $\mathcal{A} = k_{\mathrm{m},0} \rho_0 (u_a^2 + c^2).$ 

電場および磁場の振幅を通じて $u_a$ を表すと、検討されている波の場合におけるAの3つの等価な表式を書くことができる:

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &= k_{\mathrm{m},0} \rho_0 \left( \left( \frac{E_a}{\rho_0 \nu} \right)^2 + c^2 \right), \quad \mathcal{A} &= k_{\mathrm{m},0} \rho_0 \left( \left( \frac{B_a}{\rho_0 \nu} \right)^2 + c^2 \right), \\ \mathcal{A} &= k_{\mathrm{m},0} \rho_0 \left( \frac{E_a^2 + B_a^2}{2(\rho_0 \nu)^2} + c^2 \right). \end{aligned}$$

電磁波のエネルギー密度のエーテル的表現を古典的表現(例えば[28, p.348]参照)

$$\mathcal{A}_{\rm cl} = \frac{E_a^2 + B_a^2}{8\pi}$$

と比較しよう。この古典的公式は実験的に裏付けられておらず、文献 [41] からは導き出されないことを強調する必要がある。物理学では、この公式は、回路の電気エネルギーに関する表式と磁気エネルギーに関する表式の和を描出している公準として採用されている(§18.9 参照)。

平面波の電場ベクトルEおよび磁場ベクトルBには,波の伝播方向に沿った成分は存 在しない。それゆえ, *A*<sub>cl</sub>との比較は,エーテル波の横成分のエネルギー

$$\mathcal{A}_{\perp} = k_{\mathrm{m},0} \left( \frac{E_a^2 + B_a^2}{2\rho_0 \nu^2} \right)$$

と比較する場合にのみ意味を持つ。

等式A<sub>cl</sub> ≈ A<sub>1</sub>は, 平面波の一定の周波数帯域

$$\nu \approx \sqrt{4\pi k_{\rm m,0}}/\rho_0$$

の場合にのみ満たされる。

 $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} \left[ \text{s g}^{1/2}/\text{cm}^{3/2} \right], k_{\text{m},0} \approx 6.7 \cdot 10^3 \left[ \text{g}^{1/2}/(\text{s cm}^{3/2}) \right]$ (§20.7 参照)のとき,  $\nu \sim 10^8 - 10^9 \left[ 1/\text{s} \right]$ が得られる。この周波数帯域は、 $\mathcal{A}_{cl}$ の公式の適用可能領域、すなわ ち,そこではこの公式が,光速度cが考慮されない一般的な場合に,単色平面円偏波の エネルギー密度に関する容認可能な定量的値を与えることが可能な領域として解釈 することができる。それ以外の現象の場合,またはcが考慮される場合には, *A*<sub>cl</sub>の適 用可能領域はもっと広いものになることができる。

#### 5.3. 光量子のエネルギー, プランク定数およびド・ブロイ波の解釈

検討されているエーテルの数理モデルでは,エーテルのあらゆる運動のエネルギー 密度は,ニュートンの第2法則から導き出される公式(12)に従って計算される(§1.4 参照)。量子物理学では,光に関する実験において,光量子のエネルギーに関して次の 関係式が定められている(例えば[30, p.10]参照):

$$\mathcal{E}_{am} = h \nu$$

ここでhはプランク定数; vは光波の周波数である。

光量子の体積を $V_{qm}$ で表そう。すると、光量子中のエネルギー密度に関して次式が得られる:

$$A_{\rm qm} = h\nu/V_{\rm qm}$$

Aamがエーテルのエネルギー密度(公式(12))と等しいとすると、次式が得られる:

$$\frac{h\nu}{V_{\rm qm}} = k_{\rm m,0}\rho \mathbf{u}^2$$

これより、光量子中には、エーテル圧力と外部湧き出しのエネルギー密度との和の 勾配は存在しないという結論がただちに導き出される。なぜなら、(15)より、 $\nabla(p + \Pi) = -k_{m,0}\nabla(\rho \mathbf{u}^2) = -\nabla(h\nu/V_{am}) = 0$ が得られるからである。

それだけでなく、光量子中においては、エーテルの密度と速度との次の組み合わせ は一定でなければならないという結論が得られる:

$$\frac{k_{\rm m,0}\rho \mathbf{u}^2 V_{\rm qm}}{v} = h.$$

この公式は、エーテルのパラメーターと量子化エネルギーhとの関係を表しており、プランク定数に対し、光量子中のエーテルの運動エネルギー $k_{m,0}\rho u^2 V_{qm}$ に比例しており、過程の進行の特性時間に対応する比例係数 $1/\nu$ を持っている量としての、一目瞭然たる解釈を与えている。次に、運動エネルギーに過程の周期を掛けたものは、作用、より正確には「最大作用時における最小消費」[66, p.242] と呼ばれていることを思い出そう。それゆえ、プランク定数hは作用という意味を持っているのである。

今度は、ド・ブロイ波の波長のエーテル的解釈について検討しよう。物理学では、 波長とは、波動過程の周波数に対する速度の大きさの比であると理解されている:

$$\lambda = \frac{|\mathbf{u}|}{\nu}.$$

最後から2番目の公式において|u|/vを割り当てると、次式が得られる:

$$\lambda = \frac{h}{k_{\rm m,0}\rho V_{\rm qm}|\mathbf{u}|}.$$

分母はエーテルの運動量である。それゆえ、この関係式はド・ブロイ波という意味

を持っている。このように、ド・ブロイ波の波長は、プランク定数と等しい係数を持 ったエーテルの運動量に逆比例している。

そのエネルギーが*hv*に等しいエーテル中における任意の周期的過程の場合には, ド・ブロイ波を,作用に対応する空間スケールとして導入することができるという結 果が得られる。

光子について得られた公式 $\mathcal{E}_{qm} = hv$ は粒子に拡大適用することができるというド・ ブロイの仮説(コンセプト)は、運動量 $k_{m,0}\rho V_{qm}|\mathbf{u}|$ およびエネルギーhvを持ったエー テル中における周期的過程を用いた粒子の表現として、明白なエーテル的根拠を持っ ている。

#### 6. エーテル中における不連続性.量子化効果

運動の不連続特性を持つ諸過程の数理モデルの構築に対する様々なアプローチに ついては、例えば [14, chap.7, §4] で述べられている。ここでは、求める関数の連続 性がそこでは想定されていない積分関係式から出発して、不連続面上における条件を 取得するという方法を利用しよう。不連続面は、その運動の所与の法則を持った所与 の面として導入することもできるし、または、問題を解く際、その面の形状および運 動を見出さなければならない場合には、求める面として導入することもできる。

#### 6.1. 不連続性の自発形成

検討されているエーテルの数理モデル(4)-(6)においては、また、微視的レベルの数 理モデル(1)-(3)においてさえも、不連続性が自発的に形成される可能性があることを 強調する必要がある。例えば、発散なしの速度場においては、そのような性質を持っ ている速度場は電磁波の速度場および光子の速度場であり([46] または§4, §20.3 参 照)、q = 0,  $\mathbf{F} = 0$ ,  $\nabla P = 0$ のとき、速度に関する方程式(30)は次の形を持つ:

# $\frac{d\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = 0.$

これは3次元バーガース-ホップ方程式である。1次元の場合のバーガース-ホップ 方程式はよく研究されている。特に、特性同士の交差領域においては、方程式の解に おいて急激な不連続性が、例えば衝撃波の出現という形で形成され(図1)、その衝撃 波は、次に、それにとって普通の仕方で伝播していく([64]の§51参照)。

そのような不連続性の形成は、特殊な高周波電磁放射受容体システムによる物質の 創出の可能性に期待することを可能にすることに注目しよう。光合成の際に、それに 似た過程が実現している可能性が排除されない。



図1.1次元バーガース-ホップ方程式の解における衝撃波形成の例

#### 6.2. 不連続面上における条件

微分形式の方程式は不連続面上では満たされない。なぜなら、その面の各点には導 関数が存在しないからである。古典的連続体力学では、積分形式の方程式が、不連続 面の近傍において、表面 $\Sigma$ を持つ、選ばれたある特別の静止体積Vの中で、また、媒質 の運動の結果、時点t + dtに体積Vから発生した表面 $\Sigma^*(t)$ を持つ、運動流体体積 $V^*(t)$ の中で検討される [14, p.393-395](流体体積については [21, p.147] も参照)。次に、 体積Vおよび $V^*(t)$ は、不連続面上の1点における条件を取得するため、その1点へ締 め付けられる。1 点への締め付けは,体積*V*\*(*t*)は,好きなだけ小さく(無限に小さく) 取られるということを意味している。

エーテルの粒子(担体)は、無限小の時間*dt*の間に、エーテルの無限小の体積*V*\*(*t*)の中で小さい距離だけ移動する。それゆえ、無限小の体積*V*\*(*t*)は、そのような変形の 過程において、元と同じ粒子から構成されており、やはりまた元と同じ粒子から構成 されている境界を持っているとみなすことができる。すなわち、エーテルの無限小の 体積*V*\*(*t*)は、無限小の時間間隔[*t*,*t* + *dt*]においては流体体積とみなすことができる。

エーテルのかなりの大きさの体積は、密度が非等方的で、時間間隔が大きいときは 流体体積という解釈を持たない(§1.2 参照)にもかかわらず、上記のコメントは、不 連続面上における条件を取得するために[14, p.393-399]の方法を利用することが可 能であることを根拠付けている。

上記のコメントを考慮すると,連続体力学理論[14,p.393-399]との類推に基づき, 密度および速度に関する積分形式のエーテル方程式から,任意の慣性基準系および非 慣性基準系中の関数不連続面上のエーテル中において満たされなければならない,次 の条件を導き出すことができる:

$$Q + \rho_1 \big( (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n} \big) = \rho_2 \big( (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n} \big), \quad Q \equiv \lim_{\substack{h \to 0 \\ \Delta s \to 0}} \frac{1}{\Delta s} \int_V q d\tau, \tag{96}$$

$$\mathcal{R} - p_1 \mathbf{n} + \rho_1 \mathbf{u}_1 \big( (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n} \big) = -p_2 \mathbf{n} + \rho_2 \mathbf{u}_2 \big( (\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n} \big),$$
$$\mathcal{R} \equiv \lim_{\substack{h \to 0 \\ \Delta s \to 0}} \frac{1}{\Delta s} \int_V \mathbf{F} d\tau.$$
(97)

ここで添え字によって表されているのは不連続面の当該の側からの極限; pは圧力 (内部応力の最も単純なテンソルの対角要素の値に逆符号を付けたもの, p.24 参照);  $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t,\mathbf{r})$ は2の側から1の側へ移行する方向の,不連続面への法線;  $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}_b(t,\mathbf{r})$ は不連続面の移動速度;  $\Delta s$ は不連続面の面積要素; hは不連続面への法線に沿った 線分の長さ[14, p.393]; Qおよび $\boldsymbol{x}$ は不連続面上におけるエーテルの湧き出しの外側 表面密度(単位時間および単位面積当たりの密度)および不連続面上における力であ る。体積V中において湧き出しq,  $\mathbf{F}$ が有限な場合には, Q = 0,  $\boldsymbol{x} = 0$ である。

連続運動の場合には、所与の微分方程式系に対し、相互間で等価な、また、その微 分方程式系と等価な、様々な積分関係式を対置することができる。強い不連続性を持 つ運動の場合には、そのような様々な積分関係式系は非等価になる可能性がある。連 続運動の場合だけでなく、媒質の中に強い内部ジャンプ面が存在する場合にも信頼す ることのできる積分法則の選択は、いくつかの追加的仮説と関係しており、それらの 仮説の適用可能性は実験によって検証されなければならない [14, p.390]。それゆえ、 エーテル中においては、関係式(96)、(97)と並んで、不連続面上における代替的な条件 も検討される可能性がある。

エーテルの運動方程式は古典的連続体力学の運動方程式とは異なっている(§1.2 参照)。その原理的な違いは、エーテルの運動方程式(30)には速度の発散が存在している ことである。この事情を不連続面上における条件において直接的に考慮するため、方 程式(30)に対して何らかの積分方程式を対置し、その積分方程式を、古典的連続体力 学の運動方程式から知られている結果を不連続面上で適用することを可能にするよ うな形式に導こう。

次の一般的公式が [21] の p.151 で導き出されている:

$$\frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{A} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{S(t)} \left( \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - (\mathbf{A} \cdot \nabla) \mathbf{V} + (\nabla \cdot \mathbf{V}) \mathbf{A} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds.$$
(98)

ここで表面S(t)は運動体積を取り囲んでおり、S(t)の各点は速度V = V(t, r)で移動する。 液体の輪郭線に沿った積分の導関数を利用したこの公式の簡潔な証明が[21]の p.152 に示されている。

公式(98)をA = u(t,r), V = -u(t,r), S(t) = S\*(t)の場合に利用しよう:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{\Sigma^*(t)} \left( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} - (\nabla \cdot \mathbf{u}) \mathbf{u} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds.$$
(99)

ここでベクトル $\mathbf{n} = \mathbf{n}(t, \mathbf{r})$ は $V^*(t)$ の外側の,表面 $\Sigma^*(t)$ への法線である。AおよびVのこの選び方は,速度場 $\mathbf{A} = \mathbf{u}$ に対して静止している表面 S(t)についての検討として解釈することができる。公式(99)の左辺は,流体体積の表面を通過する速度ベクトル流束からの時間導関数である。

方程式(30)により、(99)から次式が得られる:

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{\Sigma^*(t)} \left( -\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0} \rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds. \tag{100}$$

表式(100)は、方程式(30)の積分形式として解釈することができる。方程式(30)は、より一般的な場合、例えば不連続関数に対しても妥当する。

オストログラツキー-ガウスの定理により、次式が得られる。

$$\frac{d}{dt} \int_{\Sigma^*(t)} \mathbf{u} \cdot \mathbf{n} \, ds = \frac{d}{dt} \int_{V^*(t)} \nabla \cdot \mathbf{u} \, d\tau$$

すると, 次式が得られる。

$$\frac{d}{dt} \int_{V^*(t)} \nabla \cdot \mathbf{u} \, d\tau = \int_{\Sigma^*(t)} \left( -\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}\rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds.$$
(101)

この公式の左辺は、[14, p.395]の公式(4.8)において被積分関数を∇・uに置き換えると、(4.8)の左辺と一致する。

表面Σ\*(t)に関して検討されている [14, p.395] の公式(4.7')の右辺に関しては, 次式 が得られる。

$$\lim_{\substack{h\to 0\\\Delta s\to 0}} \frac{1}{\Delta s} \int_{\Sigma^*(t)} \left( -\frac{q}{\rho} \mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{m,0}\rho} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds = \mathbf{U}_1 \cdot \mathbf{n} - \mathbf{U}_2 \cdot \mathbf{n}$$

ここでUは速度の湧き出しである:

$$\mathbf{U} \equiv -\frac{q}{\rho}\mathbf{u} + \frac{\mathbf{F} + \mathbf{\nabla}P}{k_{\mathrm{m},0}\rho}.$$

等式(101)の極限を取ると, [14, p.399]の公式(4.20)の導出との類推に基づき, 任意の慣性基準系または非慣性基準系において, 不連続面上で次の関係式が満たされるという結果が得られる:

$$\mathbf{U}_1 \cdot \mathbf{n} + (\nabla \cdot \mathbf{u})_1 ((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_1) \cdot \mathbf{n}) = \mathbf{U}_2 \cdot \mathbf{n} + (\nabla \cdot \mathbf{u})_2 ((\mathbf{u}_b - \mathbf{u}_2) \cdot \mathbf{n}).$$
(102)

条件式(102)が 1 つの方程式しか含んでいないのに対し,条件式(97)はベクトル方 程式であり,3つの成分を持っている。この意味において,(102)の利用は,(97)の利 用と比べ,求める関数に課される制限がより少ない。

これら2つの条件式は、速度の法線成分だけでなく、速度のそれ以外の成分も含ん でいる。それゆえ、全ての速度成分は、不連続性から生じる媒質の諸状態の離散集合 の形成、例えば媒質の振動周波数の量子化効果において生じる媒質の諸状態の離散集 合の形成に関与する可能性がある。

#### 6.3. 量子化の例

エーテル流のパラメーターの量子化効果の発生について、単純な例で説明しよう。 定常エーテル電束(§15.1 参照)について検討しよう。単位基底ベクトル $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_{\varphi}, \mathbf{i}_z$ を持つ 円筒座標系( $r, \varphi, z$ )において、方程式系(178), (15)の解の1つは

 $\mathbf{u} = u_0 \sin(\lambda \ln(r)) \,\mathbf{i}_r + u_0 \cos(\lambda \ln(r)) \,\mathbf{i}_{\varphi}, \ \ \rho_{\rm m} = \frac{\rho_{\rm m,0}}{r} e^{-\lambda\varphi}$ 

である。ここで*u*<sub>0</sub>, *λ*, *ρ*<sub>m,0</sub>はエーテルの運動を特徴付ける定数である。この解は, 当該 の追加的条件が与えられているという点で,上記の方程式系の全ての解の集合から区 別される。

検討されている過程において、速度の振動周波数は量 $\lambda$ によって決定される。 $\lambda \neq 0$ の場合には、 $\varphi = 2\pi$ のとき、エーテル密度の不連続性が存在する。この不連続性は、内部の不連続性ではなく、例えば、 $\varphi = 2\pi$ の所に位置している不透過壁の両側における境界条件によって維持されている不連続性であると仮定しよう。

半径 $r = r_d$ の円筒の形状を持った内部不連続面が存在するときのエーテル流について研究しよう。エーテルは、その円筒の内部ではパラメーター $\lambda = \lambda_1$ 、外部では $\lambda = 0$ で運動する。すなわち、円筒の外部では $\mathbf{u} = u_0 \mathbf{i}_{\varphi}$ 、 $\rho_{\rm m} = \rho_{\rm m,0}/r$ である。不連続面上の条件式(96)、(102)が、パラメーター $\lambda_1$ を決定するための方程式を与える:

 $\sin(\lambda_1 \ln(r_d)) = 0, \quad \sin(\lambda_1 \ln(r_d)) \left(\lambda_1 \cos(\lambda_1 \ln(r_d)) + \sin(\lambda_1 \ln(r_d))\right) = 0.$ 

このように、検討されている円筒の内部におけるエーテルの定常運動が可能なのは、 パラメーター $\lambda_1$ の値の離散集合、すなわち $\lambda_1 = \pi k / \ln(r_d)$ (ここでkは整数)の場合に 限られる。言い換えると、そのエーテル流の定常量子状態のみが存在するのである。

検討されている例は,条件式(97)と(102)の非等価性を示すことも可能にする。(102) の代わりに(97)の関係を利用した場合には,パラメーター $\lambda_1$ の値を選び出すことはで きない。それらの値のとき,条件式(97)は等式になるはずである。すなわち,条件式 (97)を持つこの不連続流の数理モデルにおいては,定常量子状態すら存在し得ないの である。

#### 6.4. 磁場および電場の不連続条件のエーテル的表現

§2で、マクスウェル方程式は連続方程式およびニュートンの第2法則(エーテル方 程式)からの帰結であることが示された。微分形式で書かれたマクスウェル方程式に 対しては,積分形式のマクスウェル方程式が対応している。このように,エーテル方 程式と積分形式のマクスウェル方程式との間には対応関係が存在している。

積分形式のマクスウェル方程式は、不連続面の両側の磁場および電場が満たさなければならない、次の関係式を得ることを可能にする(例えば[14, chap.7, §4; 28, p.338] 参照):

$$(\mathbf{B}_1 - \mathbf{B}_2) \cdot \mathbf{n} = 0, \quad (\varepsilon_1 \mathbf{E}_1 - \varepsilon_2 \mathbf{E}_2) \cdot \mathbf{n} = 4\pi\gamma,$$
$$(\mathbf{B}_1/\mu_1 - \mathbf{B}_2/\mu_2) \cdot \mathbf{\tau} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{i} \cdot (\mathbf{n} \times \mathbf{\tau}), \quad (\mathbf{E}_1 - \mathbf{E}_2) \cdot \mathbf{\tau} = 0.$$

ここで**n**および**τ**は不連続面への法線および接線の単位ベクトル; εおよびμは媒質の 誘電率および透磁率; γは電荷の表面密度; iは電流の表面密度である。

本書で絶えず適用されている連続体力学の方法論の観点から見ると、積分形式のマ クスウェル方程式がニュートンの第2法則に対応しているという意味において、電磁 場の不連続面上における条件はニュートンの第2法則に対応しているという点を強調 する必要がある。

それらの条件から,電場および磁場のエーテル的表現(20),(21)を用いることにより, 不連続面上におけるエーテルの速度および密度に関する次の関係式が得られる:

$$\left(\left(\boldsymbol{\nabla} \times (\rho \mathbf{u})\right)_{1} - \left(\boldsymbol{\nabla} \times (\rho \mathbf{u})\right)_{2}\right) \cdot \mathbf{n} = 0, \tag{103}$$

$$\left(\varepsilon_1\big((\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u})\big)_1 - \varepsilon_2\big((\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u})\big)_2\big)\cdot\mathbf{n} = 4\pi\gamma,\tag{104}$$

$$\left(\left(\boldsymbol{\nabla} \times (\rho \mathbf{u})\right)_{1} / \mu_{1} - \left(\boldsymbol{\nabla} \times (\rho \mathbf{u})\right)_{2} / \mu_{2}\right) \cdot \boldsymbol{\tau} = \frac{4\pi}{c^{2}} \mathbf{i} \cdot (\mathbf{n} \times \boldsymbol{\tau}), \tag{105}$$

$$\left(\left((\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u})\right)_1 - \left((\mathbf{u}\cdot\nabla)(\rho\mathbf{u})\right)_2\right)\cdot \mathbf{\tau} = 0.$$
(106)

このように、エーテル中においては、磁場および電場の不連続面上における条件に 対しては、軌道(曲線、方向)に沿ったエーテル流束密度の回転および導関数に関す る条件が対応している(軌道に沿った導関数は、時間に関する全導関数の中の、空間 座標についての微分を含んでいる部分と等しい[51, §5.5-3, §16.10-8])。

不連続面上における条件に関するより精緻な公式は、微分形式の一般化マクスウェル方程式(20)-(23),(26)-(29)に対応する、積分形式の一般化マクスウェル方程式から得ることができる。

#### 7. エーテル方程式からのビオーサバールの法則の導出

電流に沿った磁場の計算に関する問題について検討しよう。エーテル密度が不変の 場合におけるそのような問題は [41-44] で検討されている。本節では, [41-44] の 結果の一般化が行われる。

**▽**·**v** = 0のとき,ベクトル場**v**を体積*T*中における渦のベクトル場の所与の分布 ▼×**v** = 2ωに基づいて決定するための公式を利用しよう(例えば[15, p.280-284; 19, p.90-95; 51, §5.7-3]参照):

$$\mathbf{v}(x,y,z) = \frac{1}{2\pi} \iiint_T \frac{\mathbf{\omega}(\gamma,\eta,\xi) \times \mathbf{r}(x-\gamma,y-\eta,z-\xi)}{r^3(x-\gamma,y-\eta,z-\xi)} d\tau.$$
(107)

ここで**r**は可変積分点( $\gamma$ , $\eta$ , $\xi$ )から検討されている座標(x,y,z)の1点まで引かれた動径 ベクトルである。この公式は、連続体力学に関するいかなる理解にも依拠していない、 純粋に数学的な証明である。しかし、この公式は、普通、連続体力学に関する文献で 証明されており、非圧縮性媒質の渦あり体積に関するビオーサバールの公式の一般化 と呼ばれている(例えば[19, p.93]参照)。ベクトル場**v**は誘導場と呼ばれている。

無限に細い1本のひも(糸)(これは必ずしも渦糸と一致しない)に関する公式は, (107)における極限移行によって得られる:

$$\mathbf{v}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi} \int_{L} \Gamma(\mathbf{r}_{L}(l)) \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}(x - \gamma(l), y - \eta(l), z - \xi(l))}{r^{3}(x - \gamma(l), y - \eta(l), z - \xi(l))},$$

$$\Gamma(\mathbf{r}_{L}(l)) = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\boldsymbol{\omega}| \to \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_{L}(l))} 2\boldsymbol{\omega} \cdot d\boldsymbol{s} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\boldsymbol{\omega}| \to \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_{L}(l))} \mathbf{v} \cdot d\mathbf{l}_{c}.$$
(108)

ここで $\mathbf{r}_{L}(l) \equiv (\gamma(l), \eta(l), \xi(l))$ は無限に細いひもを与える曲線Lの各点のパラメーター 表示; dlは方向 $\omega/|\omega|$ を持つ曲線Lの線分要素; dsは方向 $\omega/|\omega|$ を持つひもの横断面  $s(\mathbf{r}_{L}(l))$ の面積要素;  $C(\mathbf{r}_{L}(l))$ は断面 $s(\mathbf{r}_{L}(l))$ の境界の輪郭線;  $\Gamma(\mathbf{r}_{L}(l))$ は無限に細いひ もの循環(強度)である。極限は有限な循環 $\Gamma(\mathbf{r}_{L}(l)) = 2\omega ds$ という条件の下で取られ る [15, p.285]。

糸(あるいはひも)が渦糸(あるいは渦管)と一致している場合には,循環Γは定数 であり,積分記号の外に出すことができる [15, p.285; 19, p.93]。

公式(107), (108)に関する検討を

$$\mathbf{v} = \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \, \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \tag{109}$$

の形を持つベクトル場の場合について行おう。そのような場の非圧縮性,すなわち公式(107),(108)の適用可能性の条件

$$\nabla \cdot \mathbf{v} = \nabla \cdot \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u})\right) = \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \cdot \left(\nabla \times (\rho \mathbf{u})\right) + \nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\right) \left(\nabla \times (\rho \mathbf{u})\right) =$$
$$\nabla \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\right) \left(\nabla \times (\rho \mathbf{u})\right) = 0$$

は、 $\nabla |\mathbf{u}| = 0$ の場合に満たされる。そのとき、場 $\mathbf{u}$ の非圧縮性、すなわち条件 $\nabla \cdot \mathbf{u} = 0$ は要求されないことを強調しよう。

磁場のエーテル的定義 $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u})$ により、体積Tおよび糸Lに関して次式が得られる:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \iiint_T \frac{1}{r^3} \left( \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) \right) \times \mathbf{r} \, d\tau; \tag{110}$$
$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L \Gamma_\mathbf{B} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \qquad (110)$$
$$\mathbf{F}_\mathbf{B} \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \to 0 \\ |\mathbf{\omega}_j| \to \infty}} \iint_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \\ |\mathbf{\omega}_j| \to \infty}} \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) \cdot d\mathbf{s} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \to 0 \\ |\mathbf{\omega}_j| \to \infty}} \oint_{c(\mathbf{r}_L(l))} \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \cdot d\mathbf{l}_c, \qquad (111)$$
$$2\mathbf{\omega}_j \equiv \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right).$$

表式(110)および(111)は体積および糸に関するビオーサバールの公式のエーテル的 類似物である。上述したように、曲線Lと場の渦糸(109)が一致している場合には、循 環Γ<sub>B</sub>は積分記号の外に出すことができる。これらの公式は、TおよびLが時間に依存し ている場合にも妥当する。

§2で、エーテル方程式から関係式(34)が得られた:

$$\nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \nabla \times (\rho \mathbf{u})\right) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}_{\text{total}}, \quad \mathbf{j}_{\text{total}} \equiv \mathbf{j} + \frac{1}{4\pi} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}.$$
 (112)

この表式はエーテル的表現(32)からも導き出される。 すると,次式が得られる:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \iiint_T \frac{\mathbf{j}_{\text{total}} \times \mathbf{r}}{r^3} d\tau;$$
(113)

$$\mathbf{B} = \frac{1}{4\pi} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L \Gamma_{\mathbf{B}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}, \quad \frac{c\Gamma_{\mathbf{B}}}{4\pi} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_L(l)) \to 0 \\ |\omega_j| \to \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_L(l))} \mathbf{j}_{\text{total}} \cdot d\mathbf{s}.$$

糸中の全電流を

$$I_{\text{total}} \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\boldsymbol{\omega}_{j}| \to \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_{L}(l))} \mathbf{j}_{\text{total}} \cdot d\mathbf{s} = \frac{c\Gamma_{\mathbf{B}}}{4\pi}$$

と表すと、次式が得られる:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_L I_{\text{total}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3}.$$
 (114)

全電流 Itotal が曲線 Lに沿って不変の場合には、全電流を積分記号の外に出すことがで

きる。そのような状況は、例えば曲線Lが場の渦糸と一致している場合に生じる(109)。 なぜなら、 $I_{\text{total}} = c\Gamma_{\text{B}}/(4\pi)$ であり、渦糸の循環 $\Gamma_{\text{B}}$ は不変であるからである。

|u| ≈ cであり、定常過程I<sub>total</sub> = I (そこでは時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)の場合には、公式(113)、(114)は、実験から知られている直流電流に関するビオーサバールの法則(例えば[28, p.215]参照)を表す:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{c} \iiint_{T} \frac{\mathbf{j} \times \mathbf{r}}{r^{3}} d\tau; \quad \mathbf{B} = \frac{1}{c} \int_{L} I \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^{3}}.$$

ここで、公式(113)、(114)は、エーテル方程式に基づいて理論的に得られたという点 を強調する必要がある。すなわち、これらの公式は、マクスウェル方程式と同様に、 エーテルの運動の一般法則(4)-(6)からの帰結である。このとき、(113)、(114)は、ビオ -サバールの古典的法則を、光速度とは異なるエーテルの速度および経時的に変化す る電流に対して一般化している。

表式(112)-(114)は、それらの適用範囲(∇|u| ≈ 0)において、体積Tまたは糸L中において与えられたエーテルの密度ρおよび速度uに基づく磁場の計算に利用することができる。その際には、[19, p.93-95; 15, p.284-298; 28, p.216-220; 18, chap.2]に示されている既存の結果を利用することができる。

直線Lおよび直流電流Iの個別的場合には、エルステッドの法則 [28, p.216; 31; 41]

$$\mathbf{B} = \frac{2I}{cR} \mathbf{i}_{\varphi}.$$
 (115)

がエーテルの運動方程式(4)-(6)からの帰結として得られる。ここでRは直線Lから検討されている点までの距離;  $i_{\varphi}$ は円筒座標系( $R, \varphi, z$ )における単位ベクトルであり、座標系のz軸は直線Lと一致している。導線の内部においては、磁場は導線の半径に対するそれとは別の依存性(313)を持っており、その依存性は特異点を含んでいない。

例えば公式(115)あるいはそれに類する公式によって計算された磁場Bの値は,(20) を用いて積ρuを見出すことを可能にすることに注目しよう。uとρを個別に決定するためには,さらに方程式(22),(23),(15)を導入する必要がある。

マクスウェル方程式(112)およびビオーサバールの法則(113),(114)は,エーテル中 では磁気誘導ベクトルBと電流密度 $j_{total}$ との間には密接な相互関係があることを立証 している。すなわち,  $\nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}/c^2) \neq 0$ であるBが存在するときには,(112)により, エーテル中では電流 $j_{total}$ が進行していなければならず, $j_{total}$ が存在するときには, (113),(114)により,エーテル中には磁場Bが存在していなければならない。そのとき, 荷電粒子の存在は必須条件ではないことを強調する必要がある。Bと電流密度 $j_{total}$ と の間の相互関係全体は,エーテルの当該の密度 $\rho$ および速度 $\mathbf{u}$ によってのみ決定される。

#### 8. 磁場を創出する幾何学的物体のインダクタンス

エーテル密度を不変とする問題設定には、面*S*(*t*)を取り囲む輪郭線を通過する磁束 との間における単純な関係が存在する [41]。その関係を一般的場合において解明しよう。

面S(t)を通過する磁場Bの磁束Φは, 第2種面積分によって定義される:

$$\Phi(t) \equiv \int_{S(t)} \mathbf{B}(t, \mathbf{r}) \cdot \mathbf{n}(t, \mathbf{r}) ds.$$
(116)

ここでは,開いた面*S*(*t*)について検討しよう。なぜなら,閉じた面*S*(*t*)の場合には,磁 束Φは,オストログラツキー-ガウスの定理および磁場**B**のソレノイダル性(27)により, ゼロであるからである。

同一の輪郭線上に載っている開いた面*S*(*t*)の形状は, Φの値に影響を及ぼさない。この主張は次の等式から導き出される:

$$\Phi(t) - \Phi_1(t) = \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds - \int_{S_1(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds + \int_{S_1(t)} \mathbf{B} \cdot (-\mathbf{n}) \, ds = \int_{S(t) \cup S_1(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds = \int_{T(t)} \nabla \cdot \mathbf{B} \, d\tau = 0.$$

ここで $S_1(t)$ はS(t)と同一の輪郭線上に張られている任意の面である。 $S_1(t)$ についての 積分における法線は、その面の、S(t)についての積分におけるのと同じ側から取られ る。それゆえ、 $S_1(t)$ についての積分における法線は、積分において外側の法線に移行 するときに符号を変え、その外側の法線が $S(t) \cup S_1(t)$ についての積分に現れる。

磁場**B**は、曲線L(t)に沿って流れる電流 $I_{total}$ によって誘導されるものとする。推論の この段階では、曲線L(t)は面S(t)とはまったく関係を持っていない。それだけでなく、 エーテル的理解では、曲線L(t)は、何らかの物質\*的担体、例えば金属導体と必ず一致 していなければならないというわけではない。

渦糸に関するビオーサバールの公式の類似物(114)を定義式(116)に代入しよう:

$$\Phi = \int_{S(t)} \left( \frac{1}{c} \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_{L(t)} I_{\text{total}} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds.$$

曲線L(t)の各点において電流が $I_{total} = I_{total}(t)$ である場合には、次式が得られる:

$$\Phi(t) = \frac{1}{c} \mathcal{L}(t) I_{\text{total}}(t), \quad \mathcal{L}(t) \equiv \int_{\mathcal{S}(t)} \left( \frac{c^2}{|\mathbf{u}|^2} \int_{L(t)} \frac{d\mathbf{l} \times \mathbf{r}}{r^3} \right) \cdot \mathbf{n} \, ds. \tag{117}$$

開いた面S(t)を取り囲む輪郭線を曲線L(t)として選び、 $|\mathbf{u}| \approx c$ について検討する場合には、 $\mathcal{L}(t)$ は、曲線L(t)の幾何学的形状にのみ依存するようになる(上記に示したように、 $\Phi$ はS(t)の形状には依存しない)。それゆえ、公式(117)中の $\mathcal{L}(t)$ は、細い閉路電流のインダクタンスの古典的概念のエーテル的一般化とみなすことができる。 $\mathcal{L}(t)$ は、自己誘導、あるいは自己誘導係数とも呼ばれる(例えば [28, p.271] 参照)。

表式(110)を磁束の定義式(116)で用いると、磁場Bを創出する体積T(t)のインダクタンスという概念を上記と同様にして導入することができる

**97** 9. 電磁誘導の基本法則.起電力.レンツの法則

#### 9. 電磁誘導の基本法則.起電力.レンツの法則

#### 9.1. 電磁誘導の基本法則

磁束の時間導関数(116)について、単純化したアプローチ [41] とは異なり、一般的 な形で検討しよう:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} \, ds.$$

磁場のエーテル的表現(20)およびストークスの公式により、次式が得られる:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \frac{d}{dt} \int_{S(t)} \nabla \times (c\rho \mathbf{u}) \cdot \mathbf{n} \, ds = \frac{d}{dt} \oint_{L(t)} c\rho \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l}.$$
(118)

ここで輪郭線L(t)は面S(t)を取り囲んでおり,L(t)の経路追跡方向はベクトルnによって右ねじ方向に決定される。

[21] の p.152 あるいは [35] の p.43 では,次の積分恒等式が導出されている:

$$\frac{d}{dt}\oint_{L(t)}\mathbf{A}\cdot d\mathbf{l} = \oint_{L(t)} \left(\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{V} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{A})\right) \cdot d\mathbf{l}.$$

ここでV = V(t, r)は面S(t)を取り囲んでいる輪郭線L(t)の各点の運動速度である。 この公式を $A = c\rho u$ に対して適用しよう:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_{L(t)} \left( \frac{\partial c\rho \mathbf{u}}{\partial t} - \mathbf{V} \times (\mathbf{\nabla} \times c\rho \mathbf{u}) \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

方程式(24)および定義式(20)を利用しよう:

$$\frac{d\Phi}{dt} = \oint_{L(t)} \left( c \left( -\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}} \right) - \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{B}) \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

 $\nabla P$ 項は積分に寄与していない ( $\nabla \times (\nabla P) = 0$ であるので)ことを考慮すると、次式 が得られる。

$$\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = -\mathcal{E}(t), \quad \mathcal{E}(t) \equiv \oint_{L(t)} \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} - \frac{\mathbf{F}}{k_{\mathrm{m},0}}\right) \cdot d\mathbf{I}.$$
(119)

関数*E*(*t*)は誘導起電力と呼ばれており、公式(119)は電磁誘導の基本法則と呼ばれている(例えば[28, p.258]参照)。古典物理学におけるのとは異なり、ここでは、この法則は、実験の一般化としてではなく、エーテルの運動方程式(4)-(6)、すなわち連続方程式およびニュートンの第2法則からの形式的な数学的帰結として得られた。

§9.2 で、電磁誘導の基本法則のガリレイ不変性が示されている。

公式(118)および(119)は、誘導起電力が、磁場または輪郭線が経時的に変化したとき、また、電場が存在するときに輪郭線内に出現することを示していることを強調しよう。このとき、*E(t)*に寄与しているのは、ベクトルEの非ポテンシャル成分のみである。なぜなら、ポテンシャル成分の閉じた輪郭線に沿った積分はゼロであるからであ

る。

公式(119)の積分記号下の第2項(磁気の項)の物理的解釈は§18.11 で与えられている。

ここで検討されている誘導起電力は、起電力を発生させるいくつかの方法のうちの 1 つにすぎない。磁場あるいは輪郭線の変化とは無関係な別の起電力発生方法も存在 する。例えば、起電力は、静止した輪郭線の区間中において、電池あるいは外力の作 用によって電位差が創出されたときに発生することができる。それぞれの起電力発生 方法は、一般的に言えば、独自の定量的関係式によって記述される。

物理学においては、レンツの法則は、実験的事実、すなわち、誘導電流は、常に、 その電流を発生させる原因の作用を弱めるような方向を持っているという事実の一 般化によって突きとめられた [28, p.260]。エーテル的解釈においては、この法則もま た、エーテル方程式、すなわち公式(119)からの形式的帰結である。

公式(20),(21)を用いると、誘導起電力Eはエーテルの密度pおよび速度uで表される。 それゆえ、公式(119)は、閉じた輪郭線L(t)によって取り囲まれた面S(t)を通過する磁 束の変化によって引き起こされた輪郭線内におけるエーテルの運動の結果による、誘 導起電力の発生として解釈することができる。このことから、例えば、L(t)が導体と 一致している場合には、その導体中の電流は、荷電粒子の運動によってではなく、何 よりもまず、導体中におけるエーテルの運動に起因しているということが導き出され る。荷電粒子の運動は、エーテル流束に起因しているのである。この結果は、実践に とって重要な結論を下すことを可能にする。すなわち、起電力は、自然界に存在する 速度Vのエーテルの運動を利用することによって発生させることが可能なのである。

導体中の電流については, §12 および§18 でより詳しく検討されている。

一般物理学では、磁場中における導体の運動時における電流の発生および流れは、 もっぱら導体中における電子の運動と関連付けられており [28, 31, 34]、電子に対す るローレンツ力の作用メカニズムは、相対論的効果によって説明されている [32, p.72; 28, p.16]。その際、多数の実験の解釈をめぐっていくつかの大問題が生じている。 実験が示すところによれば、長い導体中において、導体の一端において引き起こされ た直流電流は、導体中における荷電粒子の有向運動 [directed motion](もしそのような ものが存在するとすれば)の特性時間よりも著しく速く他端に出現する。導体を伝わ る信号の大きな伝送速度は、電子を用いたのでは説明困難である。金属の場合、電子 の秩序運動速度は 1 秒当たり数 cm 以下であり、電解質の場合はそれよりさらに小さ い(例えば[28, p.214]参照)。それだけでなく、電流によるワイヤーの爆発実験(§18.10) その他の実験(§12.2, §12.3, §21.11, §23.2.1, §23.2.2, §23.3, §23.6.1, §23.6.2)の分析は、 電子は電流のエネルギーの主要な担体ではないことを示している。

ニュートンの第2法則からの公式(117)および(119)の導出に基づいた誘導起電力の 力学的(エーテル的)解釈は,導体中における電流の発生および流れの明確なメカニ ズムを与えている。

(117),(119)より,次式が得られる:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt} = -\mathcal{E}(t).$$
(120)

表式(117), (119), (120)には粒子の電荷はまったく含まれておらず, そこに現れてい る全ての量は, エーテルの密度ρ, 速度uおよび導体の幾何学的形状を通じて表されて いる。それゆえ、電流の第一原因であり基礎であるのは、導体中で誘導されたエーテ ル流束密度であり、その流束密度が、導体中における荷電粒子の運動も含め、様々な 効果をもたらしているのである。それだけでなく、ある場合には、例えば超伝導(§12.5) や磁気現象(§19)においては、エーテル流束が導体中において荷電粒子の顕著な移動 を引き起こさない可能性があり、逆に、荷電粒子が超伝導を阻害する可能性がある。

#### 9.2. 電磁誘導の基本法則のガリレイ不変性

電磁誘導の法則を利用している装置の性能は、一定速度だけでなく、加速度も持っ て運動するシステム、例えば飛行機やロケットの中で検証される。

ガリレイ変換に対する電磁誘導の法則の不変性を理論的に示そう。ここに引用されている証明は F.S.ザイツェフによって提唱された。

§9.1 の一番最初に示されている初期表式はガリレイ変換に対して不変である。なぜなら、そこに含まれているのは、ガリレイ置換に対して不変な量およびそれらの量の不変操作のみであるからである。数理モデリングでは、回路L(t)および表面S(t)は、速度(p.36 参照)と同様に、座標系に対して不変な対象物として理解されており、それらの対象物は、ベクトルと同様に、座標系を導入することなく、例えば接線ベクトルの集合として与えることができる。

残る作業は、公式(119)の導出過程において、ガリレイ変換について不変でないもの がなかったかどうかを検証することである。注意を払う必要があるのは[21, p.152] で得られた積分恒等式のみであり、それ以外の全ての変換が不変であることはきわめ て明白である。

[21]の p.151, p.152 における演算を直接検証することにより、それらの演算が標準的なものであり、誤りを含んでいないことを確認することができる。唯一説明する必要があるのは、[21]の p.150 における「記号化を導入しよう」というフレーズである。数学的には、次のように定式化した方がより正確であろう: 表面のに関する面積分が収束する場合には、その面積を面積要素に任意の仕方で分割したとき、部分和の極限が存在する。これには[21, p.150]で提案されている分割の場合も含まれる。

[21, p.152]の8行目の公式中の1番目の等式の後の1番目の極限では,極限記号の作用下に,パラメーターtに依存する積分が現れている。パラメーターに依存する積分の微分に関する定理によれば,導関数が積分記号の作用下にあるとき,積分に含まれている関数のそれ以外の全ての独立変数は固定されているとみなされる。それゆえ,積分の記号の作用下で生じるのは全導関数ではなく,他ならぬ偏導関数である。そのとき,tに関する全導関数は積分記号の前に書かれる。なぜなら,その積分自体は1つの変数一時間一のみの関数であるからである。

積分恒等式中の時間に関する偏導関数はガリレイ変換に対して不変ではなく,追加 的項を与える(公式(44)参照)。

一般的な場合には,積分恒等式の不変性について検討するためには,その追加的項 から,閉じた回路に関する積分がゼロに等しいことを調べる必要がある。

しかし,我々が興味を持っているエーテルの運動の場合には,一般的課題の解決を 回避することができる。A = cpuのとき,tに関する偏導関数は,公式(24)(p.39 参照) に基づいて不変量を通じて表される。すなわち,エーテル運動方程式の解においては, そのような関数の偏導関数は,その関数に関する公式がガリレイ変換時に変化するに

### **100** 9. 電磁誘導の基本法則.起電力.レンツの法則

もかかわらず,不変なのである。それゆえ, **A** = *cp***u**の場合には,積分恒等式は,エー テル運動方程式の解においてガリレイ変換に対して不変である。

このように,エーテルの運動に関する電磁誘導の法則(119)の導出に際しては,ガリレイ変換に対して不変な変換のみが用いられていた。それゆえ,この法則は,エーテル運動方程式の解においてガリレイ変換に対して不変である。

101 10. 渦運動

#### 10. 渦運動

その個別体積要素の回転を伴う媒質の運動は渦運動と呼ばれ,回転する体積自体あるいはその角速度は渦と呼ばれる[9, p.50]。

#### 10.1. エーテルの渦運動の主な安定構造としての閉じた渦管

連続体力学では、渦線あるいは渦管という概念が導入されている(例えば [9, p.52; 14, p.116]参照)。渦線と呼ばれているのは、その各点において、接線が角速度ベクト  $\mu\omega = \frac{1}{2}\nabla \times \mathbf{u}$  (ここでuは速度ベクトル)と一致している線である。渦管は、渦線 [単 数]ではない閉曲線 [単数]の全ての点を通って引かれた渦線 [複数] から形成されてい る。

連続体運動論のヘルムホルツの第2定理は、渦管の任意の横断面を貫く角速度ベクトル流束は、所与の時点において、管全体に沿って同一であると主張している[9, p.51]。 この定理から、有限な角速度を持つ渦管は、媒質の内部で終わらないということが 導き出される。これは逆から証明される。渦管が媒質の内部で終わると仮定しよう。 この場合、渦管の横断面の面積は、管の端末に近付くにつれてゼロに向かっていく。

すると、角速度ベクトル流束の保存という条件が、角速度の大きさが無限大に向かっていくという結果をもたらす [9, p.52]。これは角速度が有限であるという条件と矛盾する。得られた矛盾は、その主張の正しさを証明している。

これより,きわめて重要な結論が導き出される。孤立渦の表面は渦管となっている ので,エーテル中の定常孤立渦は,常に閉じた渦管を形成する。言い換えると,エー テルの放置された有限渦運動は,閉じた渦管に転化するか,または時間とともに非渦 運動に移行しなければならない。

孤立渦流が閉じていることが,並進流と比べ,所与の有限体積中における渦流のよ り長時間の存在を可能にしている。

連続媒質の回転運動が持ついくつかの特性が経時的に保存されることが,エーテル (およびその他の媒質)中における渦の安定性を促進している。なぜなら,渦が変化 するためには外部作用が必要であるからである。渦力学では,次のものの保存則が知 られている: 渦運動量(§10.2); 絡み数[17,§3.12]; 回転運動量[17,§3.5]; ヘ リシティー[17,§3.12]。

連続体力学は、普通、連続的速度場を持つ、所与の半径の有限な断面を持つ渦について検討している(例えば[15, p.296-300]参照)。しかし、エーテル中における粘性、自己拡散および熱伝導率は極端に小さい(§21.6-21.8 参照)。このことが、渦境界上における速度場の「不連続性」の可能性、また、渦の長時間の存在および渦中における相対的に高いまたは低い圧力の長時間の保持の可能性をもたらしている。

エーテル中では、その端部における周速度が光速度に達するような孤立渦が形成される可能性がある。光速度とは、エーテル中における擾乱の自由伝播の特性速度であるので、気体流体力学との類推から、そのような渦の境界近傍では、媒質の構造媒体 (この場合はニュートニウム)にとって透過困難な境界層が形成されなければならな

いという結論が導き出される。透過困難な境界層は外部作用に対する物体のより大きな安定性を与える。

このように、閉じた渦管がエーテルの渦運動の主な安定構造となっている。

#### 10.2. エーテルの渦運動量. 渦運動量保存則. 磁場モーメントの保存

媒質の渦運動量に関する重要な問題について論じよう。この問題は、この先においてジュコーフスキー力(§11)といった複雑な現象の分析に検討を進めることを可能にする。

内部境界が存在しない全空間中におけるエーテルの運動について検討しよう。無限 遠において、エーテルの速度および外力がゼロに向かっていき、渦領域の範囲が限定 されているか ( $\nabla \times (\rho_{m}\mathbf{u}) \neq 0$ )、または $\nabla \times (\rho_{m}\mathbf{u})$ が急速に無限小に減少していくと仮 定しよう。

媒質の運動量を $\rho_{\rm m}$ u(ここで $\rho_{\rm m} = k_{\rm m,0}\rho$ は力学単位でのエーテル密度, §1.1 および §20.1 参照)のある体積についての積分と定義すると、その積分は面の形状に依存す る可能性があり、積分される体積はその形状に沿って無限大に向かっていく[18, p.71]。 それゆえ、連続体力学においては、媒質を静止状態から所与の運動に瞬時に引き入れ るための瞬時の力として印加されるべき運動量として、流体運動量という概念が導入 されている [17, p.71; 16, p.636]。

連続体力学の方法論 [17,§3;18,§1.7.2;13,§152] との類推に基づき,エーテルの運動量および渦運動量という概念を導入しよう。その際には、今列挙した研究とは異なり,密度が不定な圧縮性媒質の一般的場合について検討しよう。それだけでなく、運動量の変化の法則の導出においては、エーテルの運動方程式と連続体力学の運動方程式との違いを考慮しよう。その違いは、エーテル密度が、時間に関する全導関数の前にではなく、その中に含まれていることにある (§1.2 参照)。

[18, p.71] では, 次の積分恒等式が証明されている:

$$\iiint_{T} \mathbf{a} \, d\tau = \frac{1}{2} \iiint_{T} \mathbf{r} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{a}) \, d\tau + \frac{1}{2} \iint_{S} \mathbf{r} \times (\mathbf{a} \times \mathbf{n}) \, ds. \tag{121}$$

ここで**n**は領域**T**を取り囲む面**S**への外側法線である。この式は 3 次元空間において妥当する(平面の場合には 1/2 の代わりに 1 が立つ)。

恒等式(121)を $\mathbf{a} = \rho_{\mathbf{m}} \mathbf{u}$ に対して適用しよう:

$$\iiint_T \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \, d\tau = \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) \, d\tau + \frac{1}{2} \iint_S \mathbf{r} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times \mathbf{n}) \, ds.$$

この等式の左辺に立っている体積T中におけるエーテルの運動量は、渦を含んでい る成分の体積積分とある面積分との和の半分の形で表現されている。このことから、 Tが全空間まで膨張するときに右辺の第2項がゼロに向かっていくと、右辺の第1項 がエーテルの無限空間の運動量になることが分かる。

連続体力学との類推に基づき、ベクトル

$$\mathbf{I}(t) \equiv \frac{1}{2} \iiint_{T} \mathbf{r} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) d\tau$$
(122)

をエーテルの渦運動量と呼び,エーテルの体積が無限の場合には,その渦運動量はニュートンの第2法則の類似物を満たすことを示そう。全空間にわたる積分が存在することは,渦領域の有限性に関する条件 $\nabla \times (\rho_{m}u) \neq 0$ ,または無限遠における $\nabla \times (\rho_{m}u)$ のそれに対応する挙動に関する要件によって保障されている。

因数 1/2 は, 積分恒等式(121)を利用した結果, I(t)の中に自然な形で生じていることを強調しよう。

検討される体積Tがtについて不変であることを考慮し、パラメーターtに依存する積

分の微分公式に基づいてI(t)の時間導関数を計算しよう:

$$\frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} = \frac{1}{2} \frac{d}{dt} \iiint_T \mathbf{r} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) \right) d\tau = \frac{1}{2} \iiint_T \mathbf{r} \times \left( \mathbf{\nabla} \times \frac{\partial \rho_{\rm m} \mathbf{u}}{\partial t} \right) d\tau.$$

時間に関する偏導関数をエーテルの運動方程式(23)を用いて表し、∇×(∇P)=0であることを考慮すると、次式が得られる:

$$\frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} = \iiint_{T} \mathbf{F} d\tau - \frac{1}{2} \iint_{S} \mathbf{r} \times (\mathbf{F} \times \mathbf{n}) ds -$$

$$\iiint_{T} (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) d\tau + \frac{1}{2} \iint_{S} \mathbf{r} \times \left( \left( (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) \times \mathbf{n} \right) ds.$$
(123)

(123)の右辺第3項を平均値定理[51,§4.7-1]を用いて変換しよう:

$$\iiint_{T} (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_{m} \mathbf{u}) d\tau = \iiint_{T} \sum_{l=1}^{3} \left( \sum_{k=1}^{3} u_{k} \mathbf{i}_{k} \frac{\partial}{\partial x_{k}} \mathbf{i}_{k} \right) (\rho_{m} u_{l} \mathbf{i}_{l}) d\tau =$$

$$\sum_{l=1}^{3} \mathbf{i}_{l} \sum_{k=1}^{3} \iiint_{T} u_{k} \frac{\partial \rho_{m} u_{l}}{\partial x_{k}} d\tau = \sum_{l=1}^{3} \mathbf{i}_{l} \sum_{k=1}^{3} u_{lk}^{*} \iiint_{T} \frac{\partial \rho_{m} u_{l}}{\partial x_{k}} d\tau = (124)$$

$$\sum_{l=1}^{3} \mathbf{i}_{l} \left( \mathbf{u}_{l}^{*} \cdot \iiint_{T} \nabla (\rho_{m} u_{l}) d\tau \right).$$

ここで $\mathbf{i}_k$ はデカルト座標系の単位ベクトル ; k = 1, 2, 3 ;  $u_l^* \equiv u_{l1}^* \mathbf{i}_1 + u_{l2}^* \mathbf{i}_2 + u_{l3}^* \mathbf{i}_3$ である。

勾配定理に関する最後の等式 [51, p.175] は面積分に帰着する。すると、次式が得られる:

$$\iiint_T (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) d\tau = \sum_{l=1}^3 \mathbf{i}_l \left( \mathbf{u}_l^* \cdot \iint_S \rho_{\mathrm{m}} u_l \mathbf{n} \, ds \right) = \iint_S \sum_{l=1}^3 (\mathbf{u}_l^* \cdot \mathbf{n}) \rho_{\mathrm{m}} u_l \mathbf{i}_l \, ds.$$

このように,(123)の右辺の第1項以外の全ての項は面積分である。それらの積分は,領域Tが全空間まで膨張するとき,ゼロに向かっていく。なぜなら,仮定により, Fおよびuは急速に無限小まで減少するからである。それゆえ,極限において,エーテルの渦運動量の変化に関する次の法則が得られる:

$$\frac{d\mathbf{I}(t)}{dt} = \iiint_{\infty} \mathbf{F} \ d\tau. \tag{125}$$

表式(125)をニュートンの第2法則と比較すると、I(t)は、非ポテンシャル力Fの存 在下におけるエーテルの無限体積の運動量として解釈することが実際に可能である という結論が下される。ポテンシャル力がエーテルの渦運動量を変化させないことは、 公式(125)の導出過程から明らかである。

F = 0の場合には、エーテルの運動量I(t)は経時的に維持される。

磁場誘導**B**の定義式(20)を考慮すると、(122)より、エーテルの渦運動量とは体積T 中に存在する磁場のモーメントであるという結果が得られる:

$$\mathbf{I}(t) = k_{\mathrm{m},0} \frac{1}{2} \iiint \mathbf{r} \times \frac{\mathbf{B}}{c} d\tau.$$
(126)

すると、公式(125)は、外部非ポテンシャル力の存在下における磁場モーメントの保存 則を含め、磁場モーメントの変化に関する法則を与える。

法則(126)は、エーテル的解釈において、実験的事実あるいは相対論的予想の一般化 としてではなく、ニュートンの第2法則からの帰結として得られたものであることを 強調する必要がある。この法則の実験的検証は、エーテル理論のさらにもう1つの裏 付けになることができる。それだけでなく、Iおよびuの直接的測定は、そこでは磁場 Bの代わりにそのエーテル的表現(20)が提示されている公式(126)を用いることによ り、エーテル密度を推定する可能性を与えるであろう。

磁気モーメント保存則は、いわゆる磁気回転効果 [14, p.150] (これに関する既存の 物理的解釈は説得力がない)、またデパルマおよびアスプデンの実験において観測さ れた現象を説明することができる (§23.3 参照)。

公式(122), (126)における因数 1/2 は,積分恒等式(121)を利用した結果として自然 な形で生じていることを再度強調しよう。

連続体力学の渦角運動量[17, §3.5; 18, §1.7.2]との類推に基づき,エーテルの渦角 運動量という概念を導入し,その変化の法則を検討することができることに注目しよ う。エーテルの渦角運動量は,磁場の角運動量に対応している。 105 11. 媒質からエーテル渦流れに作用する外力. 部分的または完全に透過可能な…

# 41. 媒質からエーテル渦流に作用する外力.部分的または完全に透過可能な 3次元物体の場合におけるジュコーフスキーカの一般化

#### 11.1. ジュコーフスキーカの一般化

1 つの渦が占める体積を $T_v$ と表そう。 $T_v$ の外部においてはエーテル流は渦なし ( $\nabla \times (\rho_{\rm m} {\bf u}) = 0$ )であるか、または $\nabla \times (\rho_{\rm m} {\bf u})$ が急速に減少するものとし、さらに、無限遠においてはエーテル速度および外力がゼロに向かっていき、したがって当該の広義積分は収束すると仮定しよう。

定義式(122)により、エーテルの渦運動量は

$$\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2} \iiint_{T_{v}} \mathbf{r} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) d\tau$$
(127)

である。

外部速度**V** = **V**(*t*, **r**)が体積*T<sub>v</sub>*の各点に伝達されており,その速度が**u**に与えられる(**u** に追加される)とき,その速度が媒質粒子(ラグランジュ粒子)の変位をもたらすという仮定の下で,*T<sub>v</sub>*中の渦あり流れに対して作用する力を計算しよう。**V**に対して,*T<sub>v</sub>*の外部および無限遠においては**V** = **0**の条件を満たし,当該の広義積分が収束するように振る舞うという要件を与えよう。

**I**(*t*)の変化の法則を得るために問題をこのように設定した場合には,当然,所与の速 度**V**の存在下で小さい時間Δ*t*の間に生じる**I**(*t*)の増分を検討するべきである。公式 (127)を利用する際,**u**を**u** + **V**に置き換え,次にパラメーター*t*に依存する積分を時間 について微分するだけでは不十分である。なぜなら,速度**V**の印加の結果生じる媒質 粒子の変位効果が考慮されていないからである。

時点 $t + \Delta t$ における体積要素 $\Delta \tau$ の渦運動量 $\Delta I$ に関して次式が得られる:

$$\Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) = \frac{1}{2}\mathbf{r}(t + \Delta t) \times (\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u})_{t=t+\Delta t})\Delta \tau.$$

テイラーの公式を適用しよう:

$$\Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) = \frac{1}{2} \left( \mathbf{r} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \Delta t + O(\Delta t^2) \right) \times \left( \nabla \times \left( \rho_{\rm m} \mathbf{u} + \frac{d\rho_{\rm m} \mathbf{u}}{dt} \Delta t + O(\Delta t^2) \right) \right) \Delta \tau =$$
(128)  
$$\frac{1}{2} \mathbf{r} \times \left( \nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) \right) \Delta \tau + \frac{1}{2} \mathbf{r} \times \left( \nabla \times \frac{d\rho_{\rm m} \mathbf{u}}{dt} \right) \Delta t \Delta \tau + \frac{1}{2} \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \left( \nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) \right) \Delta t \Delta \tau + O(\Delta t^2).$$

ここでは、問題設定に従い、既存の速度uに対する(uに追加される)速度Vがラグ ランジュ粒子に伝えられる結果もたらされる、粒子の変位が検討されている。それだ けでなく、計算されるべき時間 $\Delta t$ における力の意味に従い、速度Vの瞬時の印加のみに よる変位、すなわち現在位置に対する変位が考慮されている。それゆえ、公式(128)に おいて、dr(t)/dt = Vである。

エーテルの運動方程式(23)(ニュートンの第2法則)において,外部速度Vによる追加的加速度pmuは対流導関数によって記述されている。この対流導関数の解釈は,まさに,媒質の速度Vでの運動によって引き起こされた加速度ということである(例えば[9, p.54]参照)(すなわち,速度Vの瞬時の印加による現在の状態に対する加速度が検討される):

$$\frac{d\rho_{\rm m}\mathbf{u}}{dt} + (\mathbf{V}\cdot\mathbf{\nabla})(\rho_{\rm m}\mathbf{u}) = \mathbf{F} + \mathbf{\nabla}p$$

すると、∇×(∇p)=0を考慮することにより、次式が得られる:

$$\frac{\Delta \mathbf{I}(t + \Delta t) - \Delta \mathbf{I}(t)}{\Delta t} = \frac{1}{2}\mathbf{r} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left(\mathbf{F} - (\mathbf{V} \cdot \mathbf{\nabla})(\rho_{\rm m} \mathbf{u})\right)\right) \Delta \tau + \frac{1}{2}\mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})\right) \Delta \tau + O(\Delta t).$$

 $\Delta t \rightarrow 0$ の極限を取り、体積全体を合計した後、外部速度Vが体積 $T_v$ の各点に伝達されることによる渦運動量の経時的変化を記号

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_{\mathbf{V}} \equiv \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \frac{d\Delta\mathbf{I}}{dt} d\tau$$

で表すと,次式が得られる:

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_{\mathbf{V}} = \frac{1}{2} \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \mathbf{r} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{F}) \, \Delta \tau - \frac{1}{2} \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \mathbf{r} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left((\mathbf{V} \cdot \mathbf{\nabla})(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})\right)\right) \, d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})\right) \, d\tau.$$

右辺の最初の2つの項において, **a** = **F**および**a** = ((**V** · **∇**)(ρ<sub>m</sub>**u**))のとき, ベクトル恒 等式(121)を適用しよう:

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_{\mathbf{V}} = \iiint_{T_{v}} \mathbf{F} \, d\tau - \frac{1}{2} \iint_{S_{v}} \mathbf{r} \times (\mathbf{F} \times \mathbf{n}) \, ds - \iiint_{T_{v}} (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \, d\tau + \frac{1}{2} \iint_{S_{v}} \mathbf{r} \times \left( \left( (\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) \times \mathbf{n} \right) \, ds + \frac{1}{2} \iiint_{T_{v}} \mathbf{V} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) \, d\tau.$$

[51] の表 5.5-1 の最後に掲げられている恒等式を(V·∇)(ρ<sub>m</sub>u)に対して用いると, 次式が得られる:

$$(\mathbf{V} \cdot \nabla)(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) = \frac{1}{2} \Big( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times \mathbf{V}) + \nabla (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \cdot \mathbf{V}) - \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \cdot (\nabla \cdot \mathbf{V}) + \mathbf{V} \cdot \big( \nabla \cdot (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \big) \\ - \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) - \mathbf{V} \times \big( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \big) \Big).$$

この表式の右辺の第1項および第2項の体積積分は、それぞれ、回転定理および勾 配定理によって面積分に帰着する。第3項および第4項の体積積分は、平均値定理お よび発散定理を用いて面積分に変換される(平均値点においては、関数puおよびVは (124)における演算との類推に基づいて積分記号の外に出される)。

体積 $T_v$ が全空間の体積に向かっていくとき、全ての面積分はゼロに向かっていく。 なぜなら、仮定によれば、関数F, u, Vは急速に無限小まで減少するからである。それゆ え、極限において次式が得られる。

$$\left(\frac{d\mathbf{I}}{dt}\right)_{\mathbf{V}} = \iiint_{\infty} \mathbf{F} \, d\tau + \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})\right) d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_{\mathbf{V}}} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) \, d\tau.$$
(129)

第3項および第4項における積分は、 $T_v$ の非ゼロ渦度の領域内に残されている。なぜなら、条件によれば、この領域の外では、積分の対象となる表式はゼロであるか、または急速に減少するからである。

[17, p.77] で検討されている∇×V=0の場合には、公式(129)は [17, p.77] の公式 (14)に移行する。

既に示したように、全空間の極限におけるエーテルの運動量は渦運動量に等しい。 別の面から見ると、ニュートンの第2法則によれば、運動量の変化は印加された力に 等しい。それゆえ、公式(129)の右辺は、外部速度**V**が体積 $T_v$ の各点に伝達されたとき に体積 $T_v$ 中のエーテル流に作用する力 $\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t)$ である:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t) = \iiint_{\infty} \mathbf{F} \, d\tau + \iiint_{T_{v}} \mathbf{V} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_{v}} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) \, d\tau.$$
(130)

ここでFは非ポテンシャル外力である。

公式(130)の力 $F_V(t)$ は、その外部および内部に媒質の流東密度 $\rho_m$ uが存在している3次元物体の場合への、ジュコーフスキー力の一般化と解釈することができる。電気工学におけるこの力の利用例が§18.11に挙げられている。

ー般化ジュコーフスキー力の作用の物理的メカニズムは§14.3 で検討されている。 表式(130)は、体積要素*d*τ中の一般化ジュコーフスキー力

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \left(\mathbf{F} + \mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u})\right) + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V})\right) d\tau$$
(131)

を決定し、その力の体積密度を $d\tau$ に対する $dF_V$ の比として決定することを可能にする。 渦運動量、およびパラメトリックに $\mathbf{r}_L(l) \equiv (\gamma(l), \eta(l), \xi(l))$ として与えられた1本の 単独の糸L(これは必ずしも渦糸と一致しない)に対してVが印加された場合における 渦運動量の変化の法則は、横断面 $s(\mathbf{r}_L(l))$ を持つひもであるところの領域について検討 された積分(122)、(129)、(130)における極限移行を用いて得られる[17、§3.8]:

$$\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2} \int_{L} \Gamma_{\rho_{m}\mathbf{u}}(\mathbf{r}_{L}(l))\mathbf{r} \times d\mathbf{l},$$

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t) = \iiint_{\infty} \mathbf{F} d\tau + \int_{L} \Gamma_{\rho_{m}\mathbf{u}}(\mathbf{r}_{L}(l))\mathbf{V} \times d\mathbf{l} + \frac{1}{2} \int_{L} \Gamma_{\mathbf{V}}(\mathbf{r}_{L}(l))\rho_{m}\mathbf{u} \times d\mathbf{l},$$

$$\Gamma_{\rho_{m}\mathbf{u}}(\mathbf{r}_{L}(l)) \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\omega_{B}| \to \infty}} \iint_{s(\mathbf{r}_{L}(l))} (\mathbf{\nabla} \times (\rho_{m}\mathbf{u})) \cdot d\mathbf{s} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\omega_{B}| \to \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_{L}(l))} \rho_{m}\mathbf{u} \cdot d\mathbf{l},$$
(132)
$$\Gamma_{\mathbf{V}}(\mathbf{r}_{L}(l)) \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\omega_{B}| \to \infty}} \iint_{(-\infty)} (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) \cdot d\mathbf{s} = \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\omega_{B}| \to \infty}} \oint_{C(-\infty)} \mathbf{V} \cdot d\mathbf{l}.$$

$$\begin{array}{c} (\mathbf{r}_{L}(t)) \rightarrow \mathbf{0} \\ s(\mathbf{r}_{L}(t)) \rightarrow \mathbf{0} \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty \end{array} \begin{array}{c} \mathcal{J}_{S}(\mathbf{r}_{L}(t)) \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty \end{array} \begin{array}{c} s(\mathbf{r}_{L}(t)) \rightarrow \mathbf{0} \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty \end{array} \begin{array}{c} \mathcal{J}_{C}(\mathbf{r}_{L}(t)) \\ |\nabla \times \mathbf{V}/2| \rightarrow \infty \end{array} \end{array}$$

ここで $2\omega_{B} \equiv \nabla \times (\rho_{m}\mathbf{u})$ ;  $d\mathbf{l}$ は方向 $\omega_{B}/|\omega_{B}|$ を持つ曲線Lの線分要素;  $d\mathbf{s}$ は方向 $\omega_{B}/|\omega_{B}|$ を持つひもの横断面Sの面積要素;  $C(\mathbf{r}_{L}(l))$ は断面 $s(\mathbf{r}_{L}(l))$ の境界の輪郭線;  $\Gamma_{\rho_{m}\mathbf{u}}(\mathbf{r}_{L}(l))$ および $\Gamma_{V}(\mathbf{r}_{L}(l))$ は無限に細いひもの循環(強度)である。極限は,有限な循環 $\Gamma_{\rho_{m}\mathbf{u}}(\mathbf{r}_{L}(l)) = 2\omega_{B}ds, \Gamma_{V}(\mathbf{r}_{L}(l)) = (\nabla \times V)ds$ という条件の下で取られる[15, p.285]。

糸(またはひも)が場 $\rho_{m}$ uの渦糸(または渦管)と一致している場合には,循環 $\Gamma_{\rho_{m}u}$ は定数であり,積分記号の外に出すことができる[15, p.285; 19, p.93]:

$$\mathbf{I}(t) = \frac{1}{2} \Gamma_{\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}} \int_{L} \mathbf{r} \times d\mathbf{l},$$

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t) = \iiint_{\infty} \mathbf{F} \, d\tau + \Gamma_{\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}} \int_{L} \mathbf{V} \times d\mathbf{l} + \frac{1}{2} \int_{L} \Gamma_{\mathbf{V}} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \times d\mathbf{l}.$$
(133)

108 11. 媒質からエーテル渦流れに作用する外力. 部分的または完全に透過可能な…

最後の $\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t)$ に関する公式は, $\rho_{\mathbf{m}} = const$ ,  $\mathbf{F} = 0$ ,  $\nabla \times \mathbf{V} = 0$ という個別的場合には, 次の形を取る:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}}(t) = \rho_{\mathrm{m}} \Gamma \int_{L} \mathbf{V} \times d\mathbf{l}, \quad \Gamma \equiv \lim_{\substack{s(\mathbf{r}_{L}(l)) \to 0 \\ |\boldsymbol{\omega}| \to \infty}} \oint_{C(\mathbf{r}_{L}(l))} \mathbf{u} \cdot d\mathbf{l}, \quad 2\boldsymbol{\omega} = \mathbf{\nabla} \times \mathbf{u}.$$
(134)

これは [19, §5.8] の結果と一致している。

公式(132)-(134)における力 $F_V(t)$ は、曲線Lの形状を持つ翼に対して翼のプロファイル平面に垂直な方向に速度Vが印加された場合への、ジュコーフスキー力の一般化とみなすことができる。

公式(134)における力の方向は,速度循環の記号Γおよび印加された外部速度Vの方 位によって決定される。

ニュートンの第3法則によれば、領域 $T_v$ (またはL)から媒質に対し、反対方向の力 - $F_V(t)$ が作用する。それゆえ、公式(130)-(134)は、その内部に所与のuおよび $\rho$ を持つ 領域 $T_v$ (またはL)から周囲媒質に対し、その領域の各点に外部速度Vが伝達された結 果作用する力を計算することを可能にする。

最も一般的な場合には、エーテル流束同士の相互作用を詳細に計算するためには、 初期方程式系(4)-(6)の数値解が必要である。しかし、解析的に得られた結果は、既に、 次の重要な結論を下すことを可能にしている。すなわち、物体に対するエーテル流束 の作用は、物体表面近傍において局所的に行われるだけでなく、物体から離れた所で も行われる可能性がある。これには、速度Vで衝突してくるエーテル流束が物体を取 り囲む渦に作用することによる、物体から著しく離れた所で行われる作用も含まれる。 例えば、物体が大きな渦領域 $T_v$ の中に埋め込まれている場合には、その物体は、エー テル流束が物体自体に到達する前に、外部エーテル流束の作用を即座に感受する可能 性がある。

物体に対する流束の渦力作用の効果は、ぶつかってくる流束に対する前面抵抗が存在しないときには、非圧縮性媒質中においても生じること(ダランベールのパラドックス [26, §100; 15, p.172, p.303])を強調しよう。

## 11.2. 強い外部磁場および外部電場中におけるエーテル体積要素の運動. エーテル 体積要素の回転のラーモア半径. エーテルサイクロトロン共鳴

本節では、エーテル運動方程式およびエーテルの運動エネルギー増大に基づくエー テル技術の創出および適用にとって幅広い見通しを開く方法が提唱される。ここに挙 げられている結果は F.S.ザイツェフによって得られた。

強い外部磁場 $\mathbf{B}_{ext}$ および外部電場 $\mathbf{E}_{ext}$ 中におけるエーテルの体積要素の運動方程式は、最も単純な場合には、荷電粒子の運動方程式と同じ形を持っている(ただし、 $\mathbf{B}_{ext}$ と $\mathbf{E}_{ext}$ は係数が異なる)ことを示そう。

外力の密度 $\mathbf{F} = d\mathbf{F}_V/d\tau + k_{m,0}\mathbf{E}_{ext}$  (ここで $d\mathbf{F}_V/d\tau$ は一般化ジュコーフスキー力(131) の密度);  $\mathbf{E}_{ext}$ は外部電場)の作用下における,速度Vおよび密度 $\rho_m$ を持つエーテル体 積要素の運動方程式(5)について検討しよう。電場 $\mathbf{E}_{ext}$ が,公式(5)の $\nabla P = -\nabla p$ との類推 に基づき,他ならぬ符号«+»を伴って方程式(5)の右辺に含まれていることを強調しよ う。なぜなら,例えば定常外部流中では, $k_{m,0}\mathbf{E}_{ext} = -\nabla p_{ext}$  (72)であるからである。
エーテル流の圧力勾配に起因する力 $-\nabla p = \nabla(\rho_{\rm m} V^2)$  (15)が,各成分ごとにFよりはるかに小さい場合には,方程式(5)は次の形を取る:

$$\frac{d\rho_{\rm m}\mathbf{V}}{dt} = \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} + k_{\rm m,0}\mathbf{E}_{\rm ext}.$$

一般化ジュコーフスキー力dFv/dtは公式(131)によって計算される:

$$\frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} = \mathbf{V} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}_{\mathrm{ext}}) \right) + \frac{1}{2} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}_{\mathrm{ext}} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}).$$

ここで**u**<sub>ext</sub>は,磁場**B**<sub>ext</sub>および電場**E**<sub>ext</sub> (21)を決定する,エーテル流の速度である。 次式が得られる:

$$\frac{d\rho_{\rm m}\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left(\rho k_{\rm m,0}\mathbf{u}_{\rm ext}\right)\right) + \frac{1}{2}\rho_{\rm m}\mathbf{u}_{\rm ext} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) + k_{\rm m,0}\mathbf{E}_{\rm ext}$$
$$\frac{d\rho_{\rm m}\mathbf{V}}{dt} = k_{\rm m,0}\mathbf{V} \times \frac{\mathbf{B}_{\rm ext}}{c} + \frac{1}{2}\rho_{\rm m}\mathbf{u}_{\rm ext} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) + k_{\rm m,0}\mathbf{E}_{\rm ext}.$$

この方程式は、右辺第2項を無視することができる場合には、次のように単純化される:

$$\frac{d\mathbf{y}}{dt} = \frac{k_{\mathrm{m},0}}{c} \mathbf{y} \times \frac{\mathbf{B}_{\mathrm{ext}}}{\rho_m} + k_{\mathrm{m},0} \mathbf{E}_{\mathrm{ext}}, \quad \mathbf{y} \equiv \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V}.$$
(135)

エーテル体積要素の軌道は速度に基づいて見出される:

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V}$$

方程式(135)を荷電粒子の運動の記述と対比しよう。

ローレンツ力の作用下で磁場**B**<sub>ext</sub>および電場**E**<sub>ext</sub>中を運動する,電荷*e*,質量*m*の粒子の軌道に関する既知の方程式 [55, p.19] について検討しよう:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{e}{mc}\mathbf{v} \times \mathbf{B}_{\text{ext}} + \frac{e}{m}\mathbf{E}_{\text{ext}},$$
(136)

$$\frac{d\mathbf{r}_p}{dt} = \mathbf{v}.$$

方程式(135)と(136)を比較しよう。

(135)の左辺における加速度は、媒質のラグランジュ記法( $t, \mathbf{r}_0$ ) (ここでtは変数;  $\mathbf{r}_0$ は体積要素の初期位置の点の定動径ベクトル)を用いたとき、 1 変数関数 $\mathbf{y}(t, \mathbf{r}_0)$ の時 間微分によって決定される(例えば [21, p.144] 参照)。

質点の運動の記述(136)は、常にラグランジュ的アプローチにおいて行われる。なぜなら、所与の点を通過する相異なる質点の運動ではなく、常にその質点の運動が追跡されるからである。それゆえ、加速度もまた、1 変数関数 $v(t, r_0)$ の時間微分によって計算される [68, p.62, p.22]。

このように、方程式(135)と(136)の左辺は同一の定義を持っている。(135)と(136) の右辺におけるベクトルおよびベクトル積も同一に定義される。したがって、ベクト ルおよびそれらに関する全ての操作は、方程式(135)のラグランジュ形式においても、 方程式(136)においても同一の数学的意味を持っている。

方程式(135)において、e>0のとき正である定数e/(mc)を正の定数k<sub>m,0</sub>/cに、B<sub>ext</sub>を

 $\mathbf{B}_{\text{ext}}/\rho_{\text{m}}$ に,  $(e/m)\mathbf{E}_{\text{ext}} \delta k_{\text{m},0}\mathbf{E}_{\text{ext}}$ に置換すると, 関数**v**に関する方程式(136)は, ラグラ ンジュ記法での関数**y**に関する方程式(135)へ移行する。その際, 既に指摘したように, それらの方程式に現れるベクトルに関する全ての操作は同一に定義されている。それ ゆえ, 方程式(135)の解**y** = **y**(*t*, **r**<sub>0</sub>)は, つまり関数**V** = **y**/ $\rho_{\text{m}}$ もまた, それと同じ置換を 用いることにより, 方程式(136)の解**y** = **v**(*t*, **r**<sub>0</sub>)から得られる。

軌跡 $\mathbf{r}(t)$  に関する方程式と $\mathbf{r}_p(t)$ に関する方程式は、表記法に至るまで、正確に同一である。それゆえ、解 $\mathbf{r}(t)$ は、 $\mathbf{v}$ を $\mathbf{V}$ に置換することにより、 $\mathbf{r}_p(t)$ から得られる。したがって、

$$e > 0 \text{ Observed} \frac{e}{mc} \hat{\mathcal{E}} \frac{k_{m,0}}{c} \mathbb{C}, \quad \mathbf{B}_{ext} \hat{\mathcal{E}} \frac{\mathbf{B}_{ext}}{\rho_{m}} \mathbb{C},$$

$$\frac{e}{m} \mathbf{E}_{ext} \hat{\mathcal{E}} k_{m,0} \mathbf{E}_{ext} \mathbb{C}, \quad \mathbf{v} \hat{\mathcal{E}} \mathbf{V} \mathbb{C}$$
(137)

置換することは、所与の任意の外部磁場B<sub>ext</sub>および外部電場E<sub>ext</sub>中において発生する 一般化ジュコーフスキー力(磁気力)および/または電気力が、速度Vで運動するエー テルの圧力勾配に起因する力より大きいという条件、および一般化ジュコーフスキー 力における項~u<sub>ext</sub>×(∇×V)/2が小さいという条件が満たされるとき、それらの場の 中における正の荷電粒子の運動に関する全ての既知の情報を、そのような場の中にお けるエーテル体積要素の運動の記述のために利用することを可能にする。

方程式(135)によれば、強い磁場および電場中における各体積要素は、他の体積要素 とは無関係に運動する。そのとき、エーテル電流<sup>[駅注]</sup>の流線に対する接線ベクトルで あるエーテルの速度ベクトルが空間の各点において一義的に決定されている場合に は、エーテル電流同士は交わらない。

荷電粒子は、電場が存在しない場合 ( $\mathbf{E}_{ext} = \mathbf{0}$ )には、時間および座標に微弱にしか 依存しない磁場 $\mathbf{B}_{ext}$ 中では、 $\mathbf{B}_{ext}$ に沿って並進運動を行い、また、 $\mathbf{B}_{ext}$ に対して横方向 の平面内でラーモア半径

$$r_{\rm p,L} = \frac{mc|\mathbf{v}_{\perp}|}{|e||\mathbf{B}_{\rm ext}|}$$

を持つ円に沿って回転運動[28, vol.3, p.237, p.365]を行う。

 $|\mathbf{B}_{ext}|/\rho_m$ は時間および座標に微弱にしか依存しないと仮定し, $r_{p,L}$ に(137)を代入すると、エーテル体積要素がそれに沿って運動する円の半径が得られる:[次式の $r_{et,L}$ の et tether]

$$r_{\text{et,L}} = \frac{c|\mathbf{V}_{\perp}|}{k_{\text{m,0}}|\mathbf{B}_{\text{ext}}|/\rho_{\text{m}}} = \frac{\rho_{\text{m}}c|\mathbf{V}_{\perp}|}{k_{\text{m,0}}|\mathbf{B}_{\text{ext}}|} = \frac{\rho c|\mathbf{V}_{\perp}|}{|\mathbf{B}_{\text{ext}}|}.$$

荷電粒子のラーモア半径との類推に基づき, *r*<sub>et,L</sub>をエーテル体積要素のラーモア半径と呼ぼう。

例えば $\rho_{\rm m} = \rho_{\rm m,0}$  (246),  $|\mathbf{V}_{\perp}| = 10^5$  [cm/s],  $B_{\rm ext} = 0.02 \cdot 10^4$  [G] = 0.02 [T]のとき,  $r_{\rm et,L} = 4.5$  [cm]が得られる。比較のために挙げると, それと同じ磁場中をそれと同じ速 度で運動する電子および陽子のラーモア半径は $r_{\rm elctr,L} \approx 2.8 \cdot 10^{-5}$  [cm]および $r_{\rm prot,L} \approx$  0.052 [cm]である。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 「エーテル電流」の原語は"current of ether"に相当する。この用語の意味については,§19の冒 頭部分および§19.1 の記述を参照されたい。

エーテルおよび荷電粒子のサイクロトロン周波数(回転の角速度)[28,§86]は次のようになる:

$$v_{\text{et,L}} = \frac{|\mathbf{V}_{\perp}|}{r_{\text{et,L}}} = \frac{|\mathbf{B}_{\text{ext}}|}{\rho c} \quad \text{and} \quad v_{\text{p,L}} = \frac{|\mathbf{V}_{\perp}|}{r_{\text{p,L}}} = \frac{|e||\mathbf{B}_{\text{ext}}|}{mc}.$$
 (138)

パラメーターの値が上記と同じとき、 $\nu_{et,L} \approx 2.2 \cdot 10^4$ 、 $\nu_{elctr,L} \approx 3.5 \cdot 10^9$ 、 $\nu_{prot,L} \approx 1.9 \cdot 10^6$  [1/s]が得られる。

エーテル体積要素の運動と正の荷電粒子の運動との間の一致は,エーテル中への運動エネルギーの注入に関する,次の十分一般的なスキームを提唱することを可能にしている。

エーテル体積要素が、パルス自続時間 $\Delta t_{st}$ のパルス磁場の作用を周期的に受けるとしよう。

1 パルスの間におけるエーテル体積要素の方向転換数は、ラーモア円の長さに対す る通過距離の比として計算される:

$$n_{\rm et} = \frac{|\mathbf{V}_{\perp}|\Delta t_{\rm st}}{2\pi r_{B_{\rm ext}}} = \frac{|\mathbf{V}_{\perp}|\Delta t_{\rm st}}{2\pi\rho c |\mathbf{V}_{\perp}|/|\mathbf{B}_{\rm ext}|} = \frac{\Delta t_{\rm st}|\mathbf{B}_{\rm ext}|}{2\pi c\rho}$$

方向転換数n<sub>et</sub>は分数となることができる。

磁場の各パルスごとに、エーテル単位要素が、何らかの外部パルス力、例えば電場  $E_{ext}$ の力の作用下で速度の増分 $\Delta V_{\perp}$ を得るとしよう。その力の周波数を方向転換数 $n_{et}$ と整合するように選択することにより、各パルスごとに速度方向 $V_{\perp}$ における増分 $\Delta V_{\perp}$ が得られるとすると、エーテル体積要素の速度の大きさは増加し始め、しかも理想的 な場合には、無限に増大していく。そのとき、全てのエーテル体積要素の速度が、そ れらの現在速度の如何にかかわらず、全て一度に増大し始める。なぜなら、方向転換 数 $n_{et}$ は、したがってまたその数に従って与えられた外力の周波数も、エーテル体積要 素の速度| $V_{\perp}$ |に依存していないからである。

そのようなスキームにおけるエーテルの運動エネルギー増大効果を,電子およびイオンのサイクロトロン共鳴(ECR および ICR)(例えば [266]参照)との類推に基づき,エーテルサイクロトロン共鳴(EtCR [Ether Cyclotron Resonance のこの略語は仮訳])と呼ぼう。

電場と圧力勾配との関係 $k_{m,0}E_{ext} = -\nabla p_{ext}$  (72),および磁場と流束密度 $\rho u_{ext}$ の回転の角速度 $\omega_{\rho u_{ext}}$ との関係 $B_{ext} = c \nabla \times (\rho u_{ext}) = 2c \omega_{\rho u_{ext}}$  (20)に留意すると,方程式(135) (またはその類似物)は,エーテル中においてだけでなく,その中に渦が存在することができる事実上任意の媒質の場合に満たされると結論することができる。

それゆえ, EtCR の類似物が, 渦の長時間の存在を許容する事実上任意の媒質中において組織化されることができる。

(138)によれば, EtCR は, ECR のギガヘルツ帯励起周波数および ICR の場合に必要と されるメガヘルツ帯周波数よりはるかに小さい, 音波の周波数で惹起されることがで きる。このことは応用にとって幅広い可能性を開いている。なぜなら, 音波領域の周 波数の振動を得るための装置は, ギガヘルツおよびメガヘルツ領域用の装置よりはる かに単純で低コストであるからである。それだけでなく, 音波の周波数における各種 の実験で EtCR が観測されれば, そのことは, そのような実験において ECR または ICR の励起周波数が存在しなかった場合には, エーテルの存在を支持するさらにもう 1 つ の論拠となるであろう。

EtCR 効果は既に実験的に裏付けられていることを強調しよう。

このような結論をもたらしているのは、[267] にかなり詳細に述べられている、球雷の創出に関する N.テスラおよびコルム兄弟の実験に対する定量的なエーテル的解釈である。これらの実験は§24.4 で定性的レベルで分析されている。

N.テスラの多数の実験の細部に関する記述は存在しない。しかし、手持ちのデータに基づいて判断すると、彼は、球雷を得た際(§24.4)だけでなく、エネルギー輸送および電離圏からのエネルギー採取のためのタワーに関する実験においても、エーテルの運動エネルギーの増大(エーテル中へのエネルギー注入)のために EtCP を利用していた。

EtCR の存在の裏付けに関する一連の実験が F.C.ザイツェフの指導の下で行われた。N.テ スラの技術に基づき,真空層状(数珠状)放電中に音波の周波数のエネルギーが注入され た。光電式乗算器による診断を含め,数種類の相異なる診断方法が放電のエネルギー含有 量の著しい増大を記録した。これは,荷電粒子の挙動によっては説明することができな い。

それだけでなく, EtCR 効果が, F.S ザイツェフによって核反応 LENR (Low Energy Nuclear Reactions) (より正確に言えば常温核種変換)の効率的発生のために成功裡に 適用された ([268] 参照)。

「空虚な」空間を操作している現代理論物理学は EtCR 効果を失っており、それゆ え、EtCR 効果を説明することも、これに基づいた技術を提唱することもできない。

最後に,変数(*t*,**r**)(ここで*t*と**r**は互いに独立である)を用いて媒質を記述するオイラー的アプローチにおいては,媒質の体積要素の加速および質点の加速に関する公式は,座標別速度成分の導関数が存在しないことを特徴としている[68, p. 62, 22-27; 14, vol. 1, p. 144; 9 (2003), p. 55, 56; 21, p. 144-146]:

$$\left(\frac{d\mathbf{y}(t,\mathbf{r})}{dt}\right)^{i} = \frac{\partial y^{i}}{\partial t} + y^{k}\frac{\partial y^{i}}{\partial x^{k}} + \Gamma_{jk}^{i}y^{j}y^{k},$$
(139)

$$\left(\frac{d\mathbf{v}(t,\mathbf{r}_0)}{dt}\right)^i = \frac{dv^i}{dt} + \Gamma^i_{jk} v^j v^k.$$
(140)

ここで「jkは第2種クリストッフェル記号 [51, p.513] である。「jkを含む項は,曲線座 標系において基底ベクトルの微分から生じる。その項は非線形性を含んでいる。それ ゆえ,例えば円筒座標のような最も単純な座標に移行する場合でさえも,曲線座標に 移行することの目的適合性が各場合ごとに検討されなければならない。課題における 対称性を考慮すれば,求める関数の数を減らすことができることもあるが,しかし, 非線形方程式を解く必要性がもたらされる可能性がある。

媒質のオイラー的記述(139)における方程式(135)の左辺と,点の記述(140)における 方程式(136)の左辺との違いが、オイラー的アプローチにおいてそれらの方程式を比 較することを困難にしている。それだけでなく、オイラー変数での方程式(135)の解 y(t,r)を、方程式(136)の解 $v(t,r_0)$ と直接比較することは困難である。なぜなら、関数 y(t,r)と $v(t,r_0)$ は、相異なる数の変数を持ち、それらに対する依存性が相異なっている からである。

ただし、媒質の記述のオイラー的アプローチとラグランジュ的アプローチは、何ら かの制限を関数に与えれば、それらの記述の間における相互に一義的な対応関係を確 定することが可能であるという意味において等価である(p.52 および[14, vol.1, p.36] 参照)。それゆえ、オイラー変数で得られた結果は、ラグランジュ変数で得られた結果

と同一の媒質の運動の法則性を反映している。特に,オイラー的アプローチは, ラグ ランジュ的アプローチが記述しているのと同一の外部電場および外部磁場中におけ るエーテルの挙動の法則性を記述している。すなわち,そのような場の中における運 動のオイラー変数での記述は,そのそれぞれが正に荷電した質点の運動法則に類似し た法則に基づいて運動する体積要素からなる媒質の挙動の記述と解釈することが可 能なのである。

#### 12. 導体中における電流

非ゼロ回転を持つ磁場と電流とのエーテル中における密接な相互関係が§7-9 で検討された。電流は何よりもまずエーテル流束に起因しており、生じる可能性のある荷電粒子の有向運動は2次的効果であることが示された。

マクスウェル方程式のエーテル的表現(34)によれば、電流の存在は回転の非ゼロ回転を持つエーテルの流れを意味している:

$$\nabla \times \left( |\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u}) \right) \neq 0. \tag{141}$$

§7-9 では、エーテルの密度および速度の特定の挙動のみが求められており、電流を 保持している何らかの物質\*的構造物の存在は想定されていなかった。

本節では、電流の導体である物質\*的担体中における電流の進行のエーテル的(気体 流体力学的あるいは力学的)解釈について検討しよう。導体中におけるエーテル流の 進行の特徴の解明は、詳細な実験的・理論的研究を要求する。ここでは、その過程の 一般的解析を行うにとどめよう。導体が持つ多種多様な性質全体の中で最も重要な性 質の1つ、すなわちエーテル流束を保持し、方向付ける能力について考察しよう。

何よりもまず,定常渦運動の存在は,圧力中心における圧力が相対的に低いときの 圧力勾配によって可能になることができること(例えば [15, p.299] 参照)に注目し よう。

良導体の内部は, 普通, 例えば原子からなる秩序構造(規則的構造)を持っている。 その構造は, 電流に対応するエーテル流束の渦流(141)を妨害しないか, または促進さ えすると予想するのが自然である。境界の近傍では, 導体の規則的構造は必ず歪む。 それゆえ, 境界のすぐ上では, エーテルにとって, 流れること, 少なくとも縦方向に 流れることがより困難になる。エーテル流束中に境界近傍層(スキン層)が生じる。 仮にそのような層が存在しなかったとすると, エーテル流束のかなりの部分が導体の 屈曲部上に出る可能性があるはずであるが, それは実験では観測されていない。

このように,エーテル流束を保持し,方向付けるという導体の能力は,その内部の 規則的構造およびスキン層の形成と関連付けることができる。

一般的な場合には、スキン層は、エーテル流束を導体の内部に完全には隔離しない。 なぜなら、通電導体の外部において、磁場、すなわちエーテル流束が観測されるから である。しかも、ビオーサバールの法則(110)、(111)によれば、所与の1点における磁 場は、それぞれの寄与の重みは様々ではあるが、導体の全ての部分からの寄与として 形成される。エーテル的解釈では、導体の周りの磁場は、導体に沿って流れる回転の 非ゼロ回転を持つエーテル流束(141)によって誘導される、エーテル渦流束(20)として 発生するからである。

材料の内部構造が、導体内部におけるエーテルの運動の加速を、そのエーテル密度 が維持されるという条件下でもたらしているのだとすると、状態方程式(あるいはベ ルヌーイの定理)によれば、導体内部のエーテルの圧力は外部圧力より小さくなり、 エーテル流束は外部から押し付けられた状態になる。相対的に低い渦内の圧力に対す る追加的な効果が出現し、その効果が導体内部におけるエーテル流束の保持を促進す る。

交流電流と直流電流との違いは,交流電流には,時間に対するエーテル流束密度の 依存性が存在するという点にある。 巨視的レベルでは,導体の原子的または分子的性質は,媒質の誘電率,透磁率および電気伝導率によって記述される(例えば [28, p.339] 参照)。

外部から創出されるエーテル流束(120)は, 導体の材料の性質に応じて, 導体の内部 において弱まることもあり, 強まることもある。この効果は不連続面上における条件 (103)-(106)によって記述される。導体中で誘導された電流は, それ自体が磁場を創出 し始め, その磁場が印加磁場に影響を及ぼす。特に, 自己誘導効果が発生する(例え ば[28, p.273]参照)。

導体中における電流の進行のエーテル的解釈は、きわめて重要な結論をもたらす。 エーテル的観点から見ると、磁場および電場は、エーテル流東密度の導関数(20),(21) である。それゆえ、導体内部の電磁場のみの検討は、定常エーテル流東と関係する効 果を考慮していない。定常エーテル流東は、より大きい可能性はあるが、しかし、空 間導関数がゼロである(または小さい)ので、磁場中または電場中においては寄与し ていない可能性がある。それにもかかわらず、気体力学および流体力学との類推に基 づき、例えば、空間的に等方的なエーテル流束の減速時には顕著な効果が発生するは ずであると予想するのは、自然なことである。

連続媒質中における渦度の生成方法は,例えば [17, §6; 23, chap.5] で検討されている。

§15 その他の節で解明されている電気現象,磁気現象および重力現象の単一の起源 は、非電磁的エーテル流束(例えば定常エーテル流束)を電磁的エーテル流束に変換 する技術的装置の創出の可能性に期待することを可能にしている。科学者たちは、電 磁的エーテル流束を実践的課題の解決に応用する方法を既に習得している。

#### 12.1. 導体の内外における電流. アンペールの法則

アンペールの法則は磁場から電流要素に作用する力を決定している(例えば [28, p.211] 参照)。この法則は経験的に突きとめられた法則である。物理学においては, アンペールの法則は, 自由空間の場合にも, 導体の場合にも, ローレンツ力の作用下 における荷電粒子の運動として同じように説明されている。

ローレンツ力の作用下における電磁場中での荷電粒子の運動に対するエーテル的 解釈は, §16.1 で,エーテル流束から荷電粒子の周りの渦度に加わる一般化ジュコー フスキー力の作用の結果として与えられている。導体に関するアンペールの法則もま た,エーテル渦流束中における一般化ジュコーフスキー力の発生によって説明するこ とができることを示そう。

§11における結果, すなわち2つのエーテル流束の相互作用力に関する公式(130)を 利用しよう。アンペールの法則は,公式(130)からの帰結であること,つまりニュート ンの第2法則からの帰結でもあることを示そう。ここでただちに,公式(130)を導 出した際,導体の存在は想定されていなかったことに注目しよう。それゆえ,導体に 関するアンペールの法則は,荷電粒子を導入せずに与えることが可能である。導体中 における荷電粒子の運動は,もしそれが生じているとしても,2次的効果として検討 されなければならない。

体積 $T_1$ を持つ番号1の導体中に、番号2の湧き出しによって創出された速度場 $u_2$ が存在しているとしよう。その湧き出しは、導体や磁石を含め、任意のものでよい(図2参照)。体積 $T_1$ 、すなわち導体1中において速度 $V_1$ が創出されるとき、導体1に対し



図 2. 2 つの導体のスキーム

 $B_1$ および $B_2$ の方向は、ビオーサバールの法則(§7)および公式(143)にしたがって導体の軸の近傍に示されている。軸から遠く離れた所では、 $V_1$ (152)および $u_2$ (148)の方向は反対方向へ変化する可能性がある。すなわち、(143)および§7により、 $B_1$ および $B_2$ の方向もまた、反対方向へ変化する可能性がある。物理学では、jの定義(p.116参照)において、電流密度ベクトルjの方向の選択は根拠付けられておらず、導体の軸から遠く離れた所におけるBの測定データとつじつま合わせされている。

て作用する力 $F_{V_1}$ について検討しよう。速度 $V_1$ は、体積 $T_1$ の外には伝達されない、すなわち、そこでは $V_1 = 0$ であるか、または小さいと予想される。

公式(130)により、非ポテンシャル力の非存在下における力Fv,は次のようになる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \iiint_{T_1} \mathbf{V}_1 \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}_2) \right) \, d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}_2 \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}_1) \, d\tau. \tag{142}$$

磁場の定義(20),および $\rho_{\rm m} = k_{\rm m,0}\rho$ (§1.1 および§20.1 参照)とベクトル恒等式  $\rho_{\rm m}(\nabla \times V_1) = \nabla \times (\rho_{\rm m} V_1) - \nabla \rho_{\rm m} \times V_1$ との間の関係を考慮すると、公式(142)は次の形 で書くことができる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \iiint_{T_1} k_{\mathrm{m},0} \mathbf{V}_1 \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} k_{\mathrm{m},0} \mathbf{u}_2 \times \left(\frac{\mathbf{B}_1}{c} + \mathbf{V}_1 \times \nabla \rho\right) d\tau.$$

ここで $\mathbf{B}_1 = c \nabla \times (\rho_m \mathbf{V}_1)$ および $\mathbf{B}_2 = c \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}_2)$ は、それぞれ、導体1および導体2に対応する磁場である(図2)。

導体1が1とは異なる透磁率 $\mu_1$ を持っている場合には、この公式において、 $B_2$ の代わりに $\mu_1 B_2$ を取る必要がある。なぜなら、磁場 $B_2$ は、この公式では導体1の内部において検討されているからである。 $B_1$ の前には因数は必要ない。なぜなら、 $V_1$ は導体1の内部におけるエーテル速度であるからである。

物理学では、電流について検討し、アンペールの法則を導出する際には、電流密度 は荷電粒子の流束密度( $j \equiv N_e eV$ , ここで $N_e$ は電荷の担体の体積密度; eは1個の粒 子(担体)の電荷(正または負))と等しいということが公準として設定されている(例 えば [28, p.174, p.211] 参照)。

アンペールの法則のエーテル的解釈では、速度 $V_1$ に関してマクスウェル方程式(34) が満たされているという条件( $\nabla \times (|V_1|^2 \nabla \times (\rho V_1)) = 4\pi j_1$ )の下で、外部作用が存在 しないとき、導体中の電流密度は

$$\mathbf{j}_1 \equiv k_{\mathrm{m},0} \mathbf{V}_1 \tag{143}$$

に等しいという公準を適用しよう。外部作用は、速度または電流の湧き出しを追加することにより、(143)において記述することができる。

電流の電子運動論[28, §42]との対比において見ると、定数 $k_{m,0}$ は電荷密度(247)として解釈され、具体的な材料に関する全情報は電荷の内部におけるエーテル流の速度 $V_1$ に含まれている。

以下では、導体中における電流密度のモデル(143)は、実験から知られているアンペールの法則をもたらすことが示される。数理モデリングの方法論によれば、このことはモデル(143)の適用可能性を裏付ける。気体放電中のエーテル電流密度に対しては、これと同じ公式が妥当する(§21.16参照)。

次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \iiint_{T_1} \mathbf{j}_1 \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} d\tau + \frac{1}{2} \iiint_{T_1} k_{\mathrm{m},0} \mathbf{u}_2 \times \left(\frac{\mathbf{B}_1}{c} + \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \mathbf{j}_1 \times \nabla \rho\right) d\tau.$$
(144)

(142)の力は、 $\nabla \times (|V_1|^2 \nabla \times (\rho V_1)) = 0$ であるような速度 $V_1$ の場合にも生じる可能性 がある。しかし、我々は、電流のエーテル的定義に従い、そのような力を電流の流れ とは関係付けない。このようなアプローチの正しさを裏付ける推定が、以下において 得られる。すなわち、電流の領域内におけるエーテル速度 $V_1$ は、「普通は」外部におけ る $V_1$ より著しく大きいことが示される(公式(151)、(152)参照)。それゆえ、(142)の力 は、他ならぬ電流の領域内におけるエーテル速度 $V_1$ によって決定される。

電流のエーテル的定義によれば、公式(144)中の項 $k_{m,0}u_2$ は、その $u_2$ に関してマクス ウェル方程式(34)が満たされる場合、すなわち $\nabla \times (|u_2|^2 \nabla \times (u_2)) = 4\pi k_{m,0}u_2$ である 場合にのみ電流である。この状況は、例えば、通電導体1が通電導体2の内部に存在 している場合に生じる。

公式(144)をアンペールの法則(例えば [28, p.211] 参照)と比較すると、この公式は、アンペールの法則のエーテル的一般化として解釈することができるという結論が得られる。

アンペールの一般化法則(144)は、§10.2 で得られた磁場モーメント保存則(エーテルの渦運動量保存則)から出発して突きとめられた。それゆえ、電流j<sub>1</sub>に作用する力の発生メカニズムの根底には、電流j<sub>1</sub>の領域内における磁場モーメント**B**<sub>2</sub>の変化に対する障害が横たわっている。

また,磁場モーメント保存則は, §10.2 でニュートンの第2法則からの帰結として 得られたことも強調する必要がある。それゆえ,アンペールの法則は,ニュートンの 第2法則からの帰結である。

小さい横断面 $\Delta s$ を持つひもの形状Lを持った導体 1 の場合における力 $F_{V_1}(144)$ を計算しよう。この場合には、公式(144)は次の形を取る:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_{1}} = \int_{L} \mathbf{j}_{1} \Delta s \times \frac{\mathbf{B}_{2}}{c} dl + \frac{1}{2} \int_{L} k_{\mathrm{m},0} \mathbf{u}_{2} \times \left(\frac{\mathbf{B}_{1}}{c} \Delta s + \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \mathbf{j}_{1} \Delta s \times \nabla \rho\right) dl + o(\Delta s).$$
(145)

細い導体に関するアンペールの法則では、理想化された全電流が検討されている:

$$I_1 = \lim_{\substack{\Delta S \to 0 \\ j_1 \to \infty}} (\mathbf{j}_1 \Delta S \cdot \mathbf{i}_L).$$

ここでiLは電流がそれに沿って流れている曲線Lの接線の単位ベクトルである。

ひもの各点における $\mathbf{u}_2$ は有限であり、 $\Delta s \rightarrow 0$ のとき、 $\mathbf{B}_1 \Delta s \sim \mathbf{B}_1 \pi R_1^2 \rightarrow 0$ (ここで $R_1$ は ひもの中心からの横方向の距離)と仮定すると、極限において次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \int_L \ l_1 \, \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2(l)}{c} \, dl + \frac{1}{2} \int_L \ l_1 \, \mathbf{u}_2(l) \times (\mathbf{i}_L \times \nabla \rho) \, dl.$$
(146)

以下では,表式(144)の第2項は「普通は」小さいことが示される。それゆえ,公式 (144)は次のように書くことができる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \int_L \ l_1 \, \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2(l)}{c} \, dl. \tag{147}$$

これより、電流 $I_1$ が流れている細い導体の長さの要素dlに作用する力 $d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1}$ に関して 次式が得られる:

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \, dl.$$

この表式はアンペールの第1法則[32]と一致している。

さて今度は,表式(146)の第2項は「普通は」小さいことを示した上で,2つの細い 導体の間に生じる力に関するアンペールの第2法則の表式を得よう。

速度**u**<sub>2</sub>が細い直線状の通電導体の磁場(公式(115)参照)によって創出されている場合について検討しよう:

$$\mathbf{B}_2 = \frac{2I_2}{cR_2} \mathbf{i}_{\varphi_2}$$

ここで( $R_2, \varphi_2, z_2$ )は単位基底ベクトル $\mathbf{i}_{R_2}, \mathbf{i}_{\varphi_2}, \mathbf{i}_{z_2}$ および導体 2 の軸と一致している軸  $z_2$ を持つ円筒座標系である(図 2 参照)。

磁場の定義(20)より、次式が得られる。

$$\boldsymbol{\nabla} \times (\rho \mathbf{u}_2) = \frac{2I_2}{c^2 R_2} \mathbf{i}_{\varphi_2}$$

この方程式の $\rho \mathbf{u}_2 = \mathbf{a}(R_2)\mathbf{i}_{z_2}$ の形の解を求めよう。次式が見出される:

$$\rho \mathbf{u}_2 = \left(-\frac{2I_2}{c^2} \ln R_2 + C_1\right) \mathbf{i}_{z_2}.$$

ここで*C*<sub>1</sub>は任意の定数である。*R*<sub>2</sub>に関する対数依存性は、無限に細いが、しかし有限の電流*I*<sub>2</sub>を担っているという、導体2に関する理想化された理解と関係している。

連続方程式は、運動が定常運動(そこでは時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)であり、湧き出しが存在しない(q = 0)場合には、見出されたベクトル  $\rho$ u<sub>2</sub>について満たされている。なぜなら、その第3成分は $z_2$ に依存しており、残りの 成分は存在しないからである。  $C_1 = 0$ の場合について検討しよう。見出されたエーテル流東密度 $\rho u_2$ を運動方程式 (23)に代入しよう。状態方程式(15)を考慮すると、F = 0のときの定常運動に関して次 式が得られる。

 $|\mathbf{u}_2|\nabla(\rho|\mathbf{u}_2|) - \mathbf{u}_2 \times \nabla \times (\rho \mathbf{u}_2) = \nabla(|\mathbf{u}_2|\rho|\mathbf{u}_2|).$ 

上式は、 $\mathbf{u}_2$ を計算し、次に、上記において見出された $\rho \mathbf{u}_2$ に基づいて $\rho$ を決定することを可能にする:

$$\mathbf{u}_2 = \frac{C_2}{\ln R_2} \mathbf{i}_{z_2}, \quad \rho = -\frac{2I_2(\ln R_2)^2}{c^2 C_2}$$
(148)

ここで $\mathbf{u}_2$ 中の $C_2$ は任意の定数である。ただし、条件 $\rho > 0$ が、この定数の符号に制限を 課している:  $I_2/C_2 < 0$ 。

次に,通電導体の内部および外部における速度V<sub>1</sub>を推定しよう。初期エーテル方程 式(4)-(6)の解に基づいたV<sub>1</sub>の計算は,導体の内部構造の詳細な検討を要求するはずで あり,おそらくその際には,導体の材料の構造によって決定された非ゼロの湧き出し

(吸い込み) qおよび力Fを考慮しなければならない。しかし,導体中における電流密度 $j_1$ が知られていれば,問題は大きく単純化される。電流密度のエーテル的定義によれば、 $j_1 = k_{m,0}V_1$ である。速度 $V_1$ および密度 $\rho$ は、(34)の形式のマクスウェル方程式を満たさなければならない(媒質の各点において、連続的な速度場中の速度は1つのベクトルによって決定される。それゆえ、他ならぬ速度 $V_1$ が、公式(34)の微分演算子中で検討されなければならない):

$$\nabla \times \left( |\mathbf{V}_1|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1) \right) = 4\pi k_{\mathrm{m},0} \mathbf{V}_1. \tag{149}$$

方程式(149)は、運動方程式(23)の回転を取ることによって得られたものであり、その結果、初期方程式(23)の情報の一部しか含んでいない。それゆえ、方程式(149)と(23)を一緒に検討する必要がある。

定常運動の場合には、状態方程式(15)を考慮すると、**F** = 0のとき、方程式(23)は次の形を取る:

$$|\mathbf{V}_1|\nabla(\rho|\mathbf{V}_1|) - \mathbf{V}_1 \times \nabla \times (\rho \mathbf{V}_1) = \nabla(|\mathbf{V}_1|\rho|\mathbf{V}_1|).$$
(150)

検討されている空間点において、単位基底ベクトル $\mathbf{i}_{R_1}$ ,  $\mathbf{i}_{\varphi_1}$ ,  $\mathbf{i}_{z_1}$ および $\mathbf{i}_L$ に沿った方 向を向いている軸 $\mathbf{z}_1$ (すなわち  $\mathbf{i}_{z_1} = \mathbf{i}_L$ )を持つ円筒座標系( $R_1, \varphi_1, z_1$ )を選び(図 2 参 照)、 $\mathbf{V}_1$ および  $\rho \in \mathbf{V}_1 = V_1(R_1)\mathbf{i}_{z_1}$ ,  $\rho = \rho(R_1)$ の形で求めよう。この場合には、方程式 系(149)、(150)の一般解は次のようになる:

$$\mathbf{V}_{1} = \left(C_{3}J_{0}(C_{5}R_{1}) + C_{4}Y_{0}(C_{5}R_{1})\right)\mathbf{i}_{z_{1}}, \quad \rho = \frac{4\pi k_{\mathrm{m},0}}{C_{5}^{2}\left(C_{3}J_{0}(C_{5}R_{1}) + C_{4}Y_{0}(C_{5}R_{1})\right)^{2}}.$$
 (151)

ここで*J*<sub>0</sub>, *Y*<sub>0</sub>は次数ゼロの第1種および第2種ベッセル関数; *C*<sub>3</sub>, *C*<sub>4</sub>, *C*<sub>5</sub>は任意の定数である。

連続方程式は、運動が定常運動であり、湧き出しが存在しない(q = 0)場合には、 このベクトル $\rho V_1$ について満たされている。なぜなら、その第3成分は $z_1$ に依存してい るからである。

このように、電流の内部におけるエーテルの速度および密度は法則(151)に従って 変化する。 導体 1 が細長く,直線状である場合には,その外部においては(148)と同様にして 次式が得られる:

$$\mathbf{V}_1 = \frac{C_6}{\ln R_1} \mathbf{i}_{z_1}, \quad \rho = -\frac{2I_1(\ln R_1)^2}{c^2 C_6}.$$
 (152)

公式(152)は、無限に細い導体への極限移行を用いて得られたものであり、それゆえ、 導体からある距離だけ離れた所から適用可能になることに注目しよう。それだけでな く、 $R_1$ の増大に伴い、流れの速度方向 $V_1$ が反対方向に変化する可能性がある。これは ランクーヒルシュのボルテックス効果 [269] に似ている(§12.4 も参照)。

定数*C*<sub>1</sub>,...,*C*<sub>6</sub>は、導体の境界上および導体の内部構造の追加的条件から出発して決定されなければならない。電流のその他の計算例は§12.4, §23.2.3 で与えられている。

 $R_1$ が小さいとき、電流の領域内(公式(151))における速度 $V_1$ は、領域外(公式(152)) におけるより著しく大きいことが分かる。なぜなら、電流の領域外では、 $V_1$ は1/ln $R_1$ として振る舞うからである。それゆえ、(142)の力は、実際には、「普通は」他ならぬ 電流の領域内における速度 $V_1$ の大きさによって決定される。

公式(146)の第2項において積分の対象となっている表式は次のようになる:

$$\frac{1}{2}I_1\mathbf{u}_2 \times (\mathbf{i}_L \times \nabla \rho) = \frac{1}{2}I_1 \frac{C_2}{\ln R_2} \mathbf{i}_{z_2} \times \left(\mathbf{i}_L \times \frac{-8\pi k_{m,0} (C_3 J_1 (C_5 R_1) + C_4 Y_1 (C_5 R_1))}{C_5 (C_3 J_0 (C_5 R_1) + C_4 Y_0 (C_5 R_1))^3} \mathbf{i}_{R_1}\right).$$

また、第1項において積分の対象となっている表式は次のようになる:

$$I_1 \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} = I_1 \frac{2I_2}{c^2 R_2} \mathbf{i}_L \times \mathbf{i}_{\varphi_2}$$

このように, 導体 1 の横のサイズ*R*<sub>1</sub>が十分小さいとき, (146)の第 2 項は特異点から離れた所では「普通は」小さく, したがって導体 1 に作用する力に関する公式(146) は次の形を取る:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \int_L \frac{2I_1I_2}{c^2R_2(l)} \mathbf{i}_L \times \mathbf{i}_{\varphi_2}(l) \, dl.$$
(153)

この表式は、物理学で知られている、電流*I*<sub>2</sub>が流れている細い無限長の直線状導体 2から、電流*I*<sub>1</sub>が流れている細い曲線状導体1の1区間に作用する力に関する公式(例 えば[36, p.435; 28, p.216]参照)と一致している。

(146)の第2項は「普通の条件下では」小さいにもかかわらず、その存在および合成 力に対するその寄与の大きさを実験で正確に検証することが重要になるであろう。そ のような検証は、電流の相互作用のメカニズムの第一原因をエーテル流束の相互作用 として理解することの正しさに対する、追加的な裏付けを得ることを可能にするであ ろう。

 $F_{V_1}/d\tau = j_1 \times B_2/c$ の形での力に関する公式(144)の個別的場合,すなわちエーテルの渦運動量の変化の法則の個別的場合は、複雑な実践的課題、例えば磁気トラップ中のプラズマの平衡に関する問題 [57 または 58,§1.1]、しかもプラズマ内部に金属導体が存在しないときの電流の場合の問題の解決のために適用され、成果をもたらす。

§14 のベルヌーイの定理を用いたアンペールの法則の解釈は、 $\nabla \rho = -k_{m,0} \nabla (\rho u^2)$ が(148),(151),(152)の解のそれぞれにおいてゼロに向かっていくため、困難である。圧 力勾配がゼロに等しいということは、そのような運動時におけるエネルギー密度が空 間中において等方的であることを意味している。

この例は, 圧力勾配の非存在下における力の相互作用(一般化ジュコーフスキー力, p.107)の発生の可能性を示している。それだけでなく,ある解において圧力勾配がゼ ロに向かっていくということは,その解が,巨視的レベルのエーテル方式(4)-(6)(q = 0,F = 0,Π = 0のとき)と微視的レベルのエーテル方程式(1)-(3)との両方を満たしてい ることを意味している。

アンペールの法則についての渦あり流れの相互作用としてのエーテル的理解は、交差する垂直な直線上に配置された2本の通電導線要素のパラドキシカルに見える挙動、 すなわち、導線1は導線2にある力で作用するのに対し、導線2は導線1に作用しないという挙動(例えば[32, p.67; 36, p.435]の公式を参照)を説明することを可能にする。しかし、このとき、ニュートンの第3法則は破られていない。なぜなら、力の相互作用に関与しているのは、導体と導体ではなく、一方の導体によって創出されたエーテル流束(磁場)と、他方の導体中を流れるエーテル流束であるからである。ニュートンの第3法則が満たされているのは、それらの流束が重なり合っている領域と、その領域の外部の媒質との間においてであり、その領域と、そこから離れた所に存在する導体との間においてではない。力がゼロで、導体1の長さが無限小の場合には、ここで検討されている例では、導体2は導体1が位置している場所においてまったく磁場を創出しない。導体1が小さくない場合には、公式(153)によれば、発生するのは力のモーメントであり、導体同士の引力あるいは斥力ではない。

### 12.2. オームの法則. 電気伝導性

流れが定常流であり,外力の密度-∇p<sub>ext</sub>が存在する場合におけるエーテルの運動方 程式(24)について検討しよう:

$$\mathbf{E} = -\frac{\mathbf{\nabla}(p + p_{\text{ext}})}{k_{\text{m},0}}.$$
(154)

圧力勾配の計算を、エネルギー密度の外部湧き出し $\Pi = p_{ext}$ を考慮し、エーテル状態方程式(15)を用いて行おう。エーテル構造要素の有向熱運動(§21.5)の緩和時間を大きく上回る時間においては、 $\rho_{m,*}u_*^2 \approx const$ とみなすことができる。すると、検討されている点における流れの速度の方向u/|u|に沿った座標lを導入し、簡単のため、圧力はlにのみ依存すると仮定することにより、次式が得られる:

$$-\nabla(p+p_{\text{ext}}) = \nabla(\rho_{\text{m}}\mathbf{u}^{2}) = \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|}\frac{d}{dl}(\rho_{\text{m}}\mathbf{u}^{2}) = \frac{\mathbf{u}}{|\mathbf{u}|}2\sqrt{\rho_{\text{m}}}|\mathbf{u}|\frac{d\sqrt{\rho_{\text{m}}}|\mathbf{u}|}{dl} = 2\sqrt{\rho_{\text{m}}}\frac{d\sqrt{\rho_{\text{m}}}|\mathbf{u}|}{dl}\mathbf{u}.$$

公式(143)を考慮すると、次式が得られる:

$$-\nabla(p+p_{\text{ext}}) = \frac{2\sqrt{\rho_{\text{m}}}}{k_{\text{m},0}} \frac{d\sqrt{\rho_{\text{m}}}|\mathbf{u}|}{dl} \mathbf{j}.$$

この表式を(154)に代入すると、次式が見出される:

$$\mathbf{j} = \frac{k_{\mathrm{m},0}^2}{2\sqrt{\rho_{\mathrm{m}}}} \left(\frac{d\sqrt{\rho_{\mathrm{m}}}|\mathbf{u}|}{dl}\right)^{-1} \mathbf{E}.$$

次の記号を用いよう:

$$\sigma_{\rm el} \equiv \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\sqrt{\rho_{\rm m}}} \left( \frac{d\sqrt{\rho_{\rm m}} |\mathbf{u}|}{dl} \right)^{-1}.$$
(155)

物理学では、係数 oel は電気伝導率と呼ばれており、方程式

$$\mathbf{j} = \sigma_{\rm el} \mathbf{E} \tag{156}$$

はオームの法則と呼ばれている。電流の方向と電場の方向は、 $\sigma_{el}$ の符号に応じて、一致することもあれば反対のこともある。

一般的な場合には、電気伝導率 $\sigma_{el}$ は流れの速度勾配|u|に依存している。このことは、 ある媒質、例えばプラズマの場合における電場Eに対する $\sigma_{el}$ の依存性として解釈する ことができる。

このように、エーテル的解釈では、オームの法則は、エーテルの運動方程式および 状態方程式からの単純な論理的帰結、すなわち、事実上、ニュートンの第2法則から の帰結である。それゆえ、オームの法則(156)は一般法則である。しかし、物理学では、 普通、*σ*elを定数とみなすことができる場合における、この法則の線形近似が検討され ている[28, p.183, p.184]。

エーテルおよび物質の電気伝導率については§21.9で検討されている。

オームの法則(156)の実験的裏付け(例えば [28, p.179, p.184] 参照)は, エーテル 理論の裏付けを意味している。

(154)で公式(156)を利用すると、次式が見出される:

$$\mathbf{j} = -\frac{\sigma_{\rm el}}{k_{\rm m,0}} \nabla(p + p_{\rm ext}). \tag{157}$$

関係式(157)は、定常モードでは、電流はエーテル中における圧力勾配に比例していることを示している。この式の比例係数は、電気伝導率*σ*elを電荷密度(247)の次元を持つ定数で割った商である。

(157)の圧力pは、(261)の圧力pとは異なり、速度uを持つ連続媒質としてのエーテルの流束に起因している。一般的な場合には、(157)の圧力pに対してクラペイロン-メンデレーエフ方程式を用いてはならない。なぜなら、一般的に言えば、電流が進行するとき、温度および圧力の経時的変化ならびに周囲媒質からの導体の遮断の撹乱により、熱力学的平衡は生じないからである。

#### 12.3. ジュール-レンツの法則

エーテル流のパワー密度(16)について検討しよう。定常流の場合で,エネルギー密度の湧き出し $\Pi = p_{\text{ext}}$ が存在するときには,(16)の時間に関する偏導関数はゼロである:

### $w = -\mathbf{u} \cdot \nabla(p + p_{\text{ext}}).$

導線および電気化学セルのエーテルモデルにおいて,電流密度jが(143)の形を持っているとしよう:

$$\mathbf{j} = k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}$$

すると,

$$w = -\frac{1}{k_{\rm m,0}}\mathbf{j}\cdot\mathbf{\nabla}(p+p_{\rm ext})$$
(158)

が得られるか,または,公式(72)をエネルギー密度の外部湧き出しpextが存在する場合 に一般化することにより,

$$w = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \tag{159}$$

が得られる。

表式(17)を考慮すると、この公式は次の形に書き換えることができることに注目しよう:

$$\frac{k_{\mathrm{m},0}}{2\rho} \frac{d(\rho^2 \mathbf{u}^2)}{dt} = \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.$$
(160)

(156)を(159)に代入すると、ジュールーレンツの法則 [28, p.185] が

$$w = \frac{1}{\sigma_{\rm el}} \mathbf{j}^2$$

の形式、または

$$w = \sigma_{\rm el} \mathbf{E}^2$$

の形式で得られる。

このように、エーテル的解釈においては、ジュール-レンツの法則もまた、エーテル の運動方程式および状態方程式からの論理的帰結、すなわち、ニュートンの第2法則 からの帰結なのである。この法則の実験的裏付けは、エーテル理論のさらにもう1つ の裏付けとなる。

# 12.4. 導線内部におけるエーテルの速度分布がそこに創出される磁場と電流密度に 及ぼす影響

横断面半径が $R_0$ の円筒導線について検討しよう。単位基底ベクトル $i_R$ ,  $i_{\varphi}$ ,  $i_z$ および 導線軸に沿った方向を向いている軸zを持つ円筒座標系( $R, \varphi, z$ )を導入しよう。

エーテル速度がzに沿った方向を持っているとき, 導線の内部 $0 \le R \le R_0$ における速度分布に応じて, 磁場および電流密度の相異なる方向ならびに全電流の相異なる符号を得ることができることを示そう。

 $\rho = \rho_0 = const$ ,  $\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z$ の場合について検討しよう。エーテルの連続方程式は, q = 0のとき,そのような関数の場合に満たされる。エーテルの運動方程式は、それに 対応する外力**F**を選ぶことにより、恒等式に変えることができる。

磁場,電場,電流密度および全電流は,公式(20),(21),(34)を用いて計算される:

$$\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u}), \quad \mathbf{E} = (\mathbf{u} \cdot \nabla)(\rho \mathbf{u}), \quad \mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{1}{4\pi c} \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \mathbf{B}), \quad I_{\text{total}} = \int_{S} \mathbf{j}_{\text{total}} d\mathbf{s}.$$

ここで*S*は導線の横断面であり、ベクトル*d*sは軸zに沿った方向を向いている。  $\rho = \rho_0 = const$ ,  $\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z$ の場合には、電場は存在しない( $\mathbf{E} = 0$ )。 導線中におけるエーテルの速度分布が

$$\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z = u_0 \left(3 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right)\mathbf{i}_z$$

の形を持っている場合には、 $u_0 > 0$ のとき、磁場はベクトル $i_{\varphi}$ と同じ方向を持ち、電流密度はベクトル $i_z$ と同じ方向を持ち、導線中の全電流は正である:

$$\mathbf{B} = \frac{2c\rho_0 u_0 R}{R_0^2} \mathbf{i}_{\varphi}, \quad \mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{3\rho_0 u_0^3 \left(3 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right) \left(1 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right)}{\pi R_0^2} \mathbf{i}_z, \quad I_{\text{total}} = 4\rho_0 u_0^3.$$

ここには方程式(143)との矛盾はないことに注目しよう。なぜなら、一般的場合には、(143)は、 $j \ge k_{m,0}$ uの間に違いをもたらす、速度の外部湧き出しを含んでいる可能性があるからである。

導線中におけるエーテルの速度が

$$\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z = \frac{u_0}{2 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2}\mathbf{i}_z$$

の場合には, $u_0 > 0$ のとき,磁場および電流密度はそれぞれ $i_q$ および $i_z$ と反対の方向を持ち,全電流は負である:

$$\mathbf{B} = -\frac{2c\rho_0 u_0 R}{R_0^2 \left(2 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right)^2} \mathbf{i}_{\varphi}, \quad \mathbf{j}_{\text{total}} = -\frac{3\rho_0 u_0^3 \left(\frac{2}{3} + \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right)}{\pi R_0^2 \left(2 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right)^5} \mathbf{i}_z, \quad I_{\text{total}} = -\rho_0 u_0^3.$$

すなわち、 $\mathbf{j}_{total}$ および $I_{total}$ はエーテル流の速度と反対方向に流れる。

$$\mathbf{u} = u_z(R)\mathbf{i}_z = u_0 \exp\left(-\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right)\mathbf{i}_z$$

の場合には、 $u_0 > 0$ のとき、磁場は $i_{\varphi}$ と同方向であり、電流密度はRの違いに応じて $i_z$ に対して相異なる方向を持つが、全電流は正である:

$$\mathbf{B} = \frac{4c\rho_0 u_0 R^3}{R_0^4} \exp\left(-\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right) \mathbf{i}_{\varphi},$$
$$\mathbf{j}_{\text{total}} = \frac{4}{\pi R_0^2} \rho_0 u_0^3 \left(\frac{R}{R_0}\right)^2 \left(1 - 3\left(\frac{R}{R_0}\right)^4\right) \exp\left(-3\left(\frac{R}{R_0}\right)^2\right) \mathbf{i}_z, \quad I_{\text{total}} = 2e^{-3}\rho_0 u_0^3.$$

これらの例は、導線内部におけるエーテル流の速度分布に応じて、磁場および電流 密度の相異なる方向ならびに全電流の相異なる符号が得られることを示している。そ の際には、既に指摘したように、荷電粒子に関する情報はどこでも利用されなかった。 それゆえ、導線の電気伝導、超伝導、誘電特性および磁気特性の根底には、荷電粒子 の移動ではなく、導線中におけるエーテル流の分布が横たわっているのである。導線 内部のエーテル流の性格は、導線の内部構造によって決定される。

導線中におけるエーテルの速度分布,電流密度および磁場に関するさらにもう1つの例が§23.2.3 で検討されている。

#### 12.5. 超伝導

§12.1 において、導体中の電流は、(141)の意味において強い渦度を持つ、エーテル (連続媒質)の流束であることが示された。このとき、導体中における荷電粒子の存 在は必須条件ではない。もし自由荷電粒子が導体中に存在するとしても、それらの運 動は、エーテル流束との相互作用によって決定されるのであって、この意味において 2 次的効果である。

物理学には、これまで、超伝導、特に高温超電導の発生原因に対する、既存の全ての実験を満足するような全面的な説明は存在していない(例えば[70; 27, p.469]参照)。

導体中の電流のエーテル的解釈は,超伝導効果についての比較的単純な一般的解釈 を与える。すなわち,超伝導体の特殊な構造が,温度の低下時には,導体に沿ったエ ーテルの運動を微弱にしか妨害せず,あるいは促進さえする。その結果,エーテルは, 事実上損失なしに超伝導体に沿って循環し始めるのである。

V.A.チジョフが文献 [70; 116] において提唱し、本書の筆者らとの共同論文 [117-119] <sup>[駅注]</sup>において発展させた超伝導のモデルのエーテル的解釈について手短に検討 しよう。このモデルは、双晶境界(TB [twin boundary])と呼ばれる結晶格子の理想的欠 陥上で生じる諸過程に関する仮説に基づいている(MSC-TB モデル)。このモデルは、 全ての種類の超伝導を、導体の外部に向いている伝導チャネル(TB)による電子捕獲、 そして導体表面への電子放出とそれに伴う表面近傍における渦電流および磁場の形 成によって説明している。MSC-TB モデルを用いることにより、1993-2016 年に行わ れた超伝導に関する比較的新しい実験を説明するとともに、より効率性の高い特性を 持った超伝導材料創出の方向性を決定することができる。

超伝導において観測される最も鮮明な実験的事実として認められているのは(例えば [28, p.320; 70] 参照),温度低下時における第1種超伝導体の内部から表面への磁場の押し出し(マイスナー-オクセンフェルト効果);超伝導体の表面上における環電流を持ったドメインの数の増大および温度の低下;アブリコソフ渦である。

超伝導体中のドメインは強磁性体中のドメインと類似している [28, p.325]。強磁性体のドメイン中で発生するエーテル流束については§19.1 で検討されている。そこでは、ドメインの周りでエーテルの渦運動が発生していることが示されている。

MSC-TB モデルによれば、ドメインは結晶格子の欠陥上に出現する。エーテル的解釈 では、ドメイン中の電流はエーテル流束に起因しているのであって、ドメイン中にお ける電子(そこに電子が存在するとき)の運動は2次的効果である。

磁気誘導ベクトルBの超伝導体表面への法線成分は,ゼロに近くなければならない。 なぜなら,超伝導状態にある導体の内部には磁場は存在せず,不連続面上においては Bの法線成分は連続しているからである。それゆえ,ドメイン中では,磁場がそれに沿 った方向を向いている環電流の軸は,超伝導モードでは超伝導体表面に沿った方向に 配列されていなければならない。

このように,超伝導状態では,ドメインは導体表面の近傍においてエーテルの渦層 を創出している。そのような層が,誘導電流の流れを超伝導体表面(その表面の不均

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> V.A.チジョフらの英語論文 [117] は Model of superconductivity formation on ideal crystal lattice defect-twin or twin boundary (MSC-TB) - IOPscience で入手することができる。

ー性はエーテル流を妨害する)から遮断することにより,誘導電流が流れることを容易にしている。実践においては,超伝導性をさらに改善するために導体を薄膜で被覆しているが,その薄膜は,周囲媒質からの遮断を含め,エーテル流束の追加的な遮断をもたらしているのである。電気陰性度が大きく異なる複数の元素(§21.15)を利用することにより,双晶境界およびドメイン中のエーテル流を強める試みを行うことができる。

導体の温度上昇は、ドメイン中のエーテル流を撹乱し、導体を通常の伝導位相へ移 行させる。

エーテルの運動方程式(4)-(6)または(22),(23)は、超伝導効果の詳細な定量分析、そしてより高い超伝導転移温度およびより長い寿命を持った新材料の開発のための有効な数学的ツールを与えている。

最後に、ある一定の温度においてヘリウムに粘性が存在しなくなったときに出現す る超流動は、超伝導と密接な関係を持っていること([27, p.469]参照)に注目しよう。 127 13. 圧力勾配の存在によって引き起こされた物体に対するエーテルの力の作用

# 13. 圧力勾配の存在によって引き起こされた物体に対するエーテルの力の 作用

エーテル中における任意の物体の運動の一般的場合について検討しよう。物体は固体,液体,気体,あるいはプラズマのいずれでもよい。重要なのは,物体が,それを 取り巻くエーテルの中で独立しているということである。

定常流束の中に置かれた非対称な物体に対しては力のモーメントが作用し、力のモ ーメントがゼロに向かっていき、流れが再び定常的になるまでの間、物体を回転させ 続ける(例えば[26, p.522]参照)。時間に関する偏導関数がゼロの場合における、定 常流束中で定常状態にある物体の挙動を研究しよう。

そこでは物体は静止しており,エーテルが速度uで運動している座標系を選ぼう。エ ーテルの内部応力は圧力pで記述しよう(p.24参照)。

エーテル中では、物体に対し、少なくとも2つのタイプの力、すなわち渦運動量の 保存に起因する力、および圧力勾配の存在に起因する力が作用することができる。渦 運動量に関係する力(例えば磁場から通電導体に作用する力)は§11、§12.1 で研究さ れた。この力は $\nabla p = 0$ のときにも生じることができる(p.121 参照)。ここでは、圧力 勾配によって引き起こされた力を検討しよう。一般的な場合には、そのような力は渦 の存在下でも、非存在下でも生じることができる。渦が存在するときは、公式(20)に より、磁場が観測される可能性がある。

2 次元の場合に媒質が物体に及ぼす圧力の主要ベクトルRについては、例えば[9, p.81, p.177]で解析的に詳しく研究されている。3 次元の問題は、物体の周りにおける 媒質の運動が複雑であるため、普通、数値解を必要とする。

任意の形状の物体に関して、3次元の場合における力Rを検討しよう。物体を包んでいるある体積をVとし、その体積の表面を文字Sで表そう。力Rは圧力pの第2種面積分によって決定される:

$$\mathbf{R} = - \oint_{S} p\mathbf{n} \, ds. \tag{161}$$

ここでpはエーテルの圧力; nはVの外側の方向へ向かう, 体積表面Sへの単位法線ベクトルである。

勾配定理 [51, §5.6.1; 55, 公式(27)] を用いると、体積積分を通じて力Rを表すことができる:

$$\mathbf{R} = -\iiint_V \, \boldsymbol{\nabla} p \, d\tau. \tag{162}$$

エーテルの定常運動(そこでは時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)の場合には,運動方程式(23)は、公式(21)を考慮すると、次の形を持つ:

$$\frac{1}{\rho_m} \left( \frac{1}{2} \, \nabla (\rho_m \mathbf{u})^2 - \rho_m \mathbf{u} \times \nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \right) = \mathbf{F} - \nabla p$$

または

$$|\mathbf{u}|\nabla(\rho_{\mathrm{m}}|\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u})) = \mathbf{F} - \nabla p.$$
(163)

(163)を(162)に代入すると、次式が見出される:

$$\mathbf{R} = \iiint_{V} \left( |\mathbf{u}| \nabla(\rho_{\mathrm{m}} |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) - \mathbf{F} \right) d\tau.$$
(164)

エーテルの圧力Rは,(164)においては同一の速度uが現れているのに対し,(130)に はさらに瞬時に創出された速度Vが含まれているという点で,一般化ジュコーフスキ 一力(130)とは原理的に異なっている。

Fが|u|に依存している, すなわちF = (t, r, |u|)である場合には, 公式(164)は, uが-uに置き換えられたときに変化しないことに注目しよう。すなわち, 力Rの大きさおよび方向は変化しない

§2 では、運動方程式から、電場および磁場に関する次の一般的なエーテル的表現 (25)が得られた:

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = |\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|). \tag{165}$$

上式は,非定常過程に対しても,また,運動方程式中に外力が存在するときにも妥当 する。エーテル的表現(165)は,EおよびBの定義式からも導き出される。ここでρは電 磁単位でのエーテル密度である(§1.1 および§20.1 参照)。(165)の左辺はローレンツ 力の場(25)である。

関係式(165)を考慮すると、公式(163)のさらにもう1つの表現

$$k_{\rm m,0}\mathbf{E} = \mathbf{F} - \nabla p \tag{166}$$

および力(164)のさらにもう1つの表現

$$\mathbf{R} = k_{\mathrm{m},0} \iiint_{V} (\mathbf{E} - \mathbf{F}) \ d\tau \tag{167}$$

に到達する。ここでk<sub>m,0</sub>はエーテル密度の電磁測定単位から力学的測定単位への変換 係数である(§1.1 および§20.1 参照)。表式(166)は、公式(24)からも得ることができ る。

これより、 $\mathbf{F} = \mathbf{0}$ のとき、エーテルの圧力勾配によって引き起こされた力 $\mathbf{R}$ は、電場の存在にのみ起因していることが分かる。

129 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

## 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって規 定される効果

本節では、エーテルの場合におけるベルヌーイの定理が証明される。ベルヌーイ積 分は、エーテルの運動の記述に関する問題に新たな情報を付け加えないことが示され る。なぜなら、ベルヌーイ積分は、エーテル運動方程式(5)からの帰結であるからであ る。運動の記述に関する問題に本質的に新たな情報を付け加えるのは、エーテル状態 方程式(15)である。方程式(15)によって規定される物理的効果が検討される。それら の効果は、ベルヌーイ積分の保存と関係する効果と類似しているが、しかし、ラグラ ンジュ粒子の軌道上だけでなく、媒質の任意の点において生じる。

# 14.1. エーテル中におけるベルヌーイの定理. ベルヌーイ積分とエーテル状態方程 式の比較

エーテルの力学と液体および気体の力学との違いは、エーテル方程式(5)では、密度 ρが時間に関する全導関数の記号の前にではなく、この記号の作用下にあるという点 にある。

[9, p.91] との類推に従って操作を行おう。ポテンシャル力の場F = -∇Π(ここでΠ は力Fの体積密度のポテンシャル)中におけるエーテルの定常運動について検討しよ う。この場合には,運動方程式(23)は次の形を取る:

$$\frac{1}{\rho_{\rm m}} \left( \frac{1}{2} \, \boldsymbol{\nabla} (\rho_{\rm m} \mathbf{u})^2 - \rho_{\rm m} \mathbf{u} \times \boldsymbol{\nabla} \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) \right) = -\boldsymbol{\nabla} \Pi - \boldsymbol{\nabla} p. \tag{168}$$

(168) と*ρ*<sub>m</sub>uとのスカラー積を取ると,次式が得られる:

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \frac{(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})^2}{2} = -\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u} \cdot \nabla (\Pi + p), \quad \mathbf{u} \cdot \left( \nabla \frac{(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})^2}{2} + \rho_{\mathrm{m}} \nabla (p + \Pi) \right) = 0.$$

その運動は順圧運動である、すなわちポテンシャル関数が存在するとしよう:

$$\int_{p_0+\Pi_0}^{p+\Pi} \rho_{\rm m}(p+\Pi) \, dp.$$

この場合には、次式が得られる:

$$\nabla \int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_{\mathrm{m}}(p + \Pi) d(p + \Pi) = \rho_{\mathrm{m}} \nabla (p + \Pi)$$

および

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \left( \frac{(\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u})^2}{2} + \int_{p_0 + \Pi_0}^{p + \Pi} \rho_{\mathrm{m}}(p + \Pi) d(p + \Pi) \right) = 0.$$

この表式は、曲線**r**(*t*)に沿った導関数、すなわち*d***r**(*t*)/*dt* = **u**である。これは流線である。このように、流線上ではベルヌーイの定理のエーテル的類似物が実現している:

$$\frac{(\rho_{\rm m}\mathbf{u})^2}{2} + \int_{p_0+\Pi_0}^{p+\Pi} \rho_{\rm m}(p+\Pi) \, d(p+\Pi) = const \equiv C(\mathbf{r}(t)). \tag{169}$$

これと同様に, (168)と∇×(ρ<sub>m</sub>u)とのスカラー積を取ると,任意の渦線に沿った表

130 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

式(169)の不変性が得られる。なぜなら、この場合には、渦線に沿った導関数が生じるからである。

方程式(169)は、エーテルの運動方程式(5)からの帰結である。それゆえ、状態方程 式(15)の代わりに(169)を検討することは無駄である。なぜなら、それは、新たな情報 を問題に付け加えないからである。それだけでなく、状態方程式(15)が媒質の任意の 1 点において満たされているのに対し、ベルヌーイ積分(169)は、一般的な場合には、 軌道に沿ってのみ保存される。

 $\rho_{\rm m} = const$ のとき,エーテル的ベルヌーイ積分(169)はより単純な形を取る:

$$\frac{\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}^2}{2} + p + \Pi = C_1(\mathbf{r}(t)).$$

この表式からエーテル状態方程式(15)を引くと、定常運動時における運動エネルギー のエーテル的類似物の軌道上における保存が得られる:

$$\rho_{\rm m}\mathbf{u}^2 = 2C_2(\mathbf{r}(t)).$$

相異なる軌道の場合には、C2の値は相異なったものになる可能性がある。

最後に挙げた関係式は,エーテル状態方程式の無矛盾性も立証している。なぜなら, この関係式は,それらが同時に満たされるという条件の下で得られたものであるから である。

### 14.2. エーテルの外部圧力による中性粒子および荷電粒子の体積中における保持. 粒子が占める体積の収縮. 同符号荷電粒子ビームの収縮の例

原子および亜原子粒子のスケールの微視的世界の中性粒子および荷電粒子につい て検討しよう。微視的世界の粒子は、エーテルから成り立っているが、しかし、典型 的な巨視的物体とは異なり、境界層が存在するため、定常状態に近いエーテル流束に とって透過困難であるか、または透過不可能である。それゆえ、エーテル流は、その ような粒子とよく相互作用する、すなわち、それらの粒子に対してエーテル運動量を 効率的に伝達する。

それらの粒子が、エーテル中である体積Vを占めており、空間中を移動し、それら同 士の間で相互作用することができるとしよう。体積Vの外部のエーテルによる、それらの 粒子の初期体積中またはそれより小さい体積中における保持に関する問題について研究 しよう。

媒質の体積の減少は収縮と呼ばれている。ここでは、エーテルの体積ではなく、粒子が 占める体積の収縮が検討される。創出される配置の安定性に関する問題は研究されない。

物理学は収縮が持つ多数の効果を説明していないことを強調しよう。例えば,真空中で 電場の作用下で先の尖った陰極によって陽極に向けて放出される電子ビームの収縮を物 理学は説明していない。陰極尖端の近傍では,電子の収縮は大きく,それらの速度はさら に小さくなる。それゆえ,ビームは尖端に対して横方向へ強く散乱するはずであるが,し かしそれは起こっていない。

エーテル速度を $u(\mathbf{r})$  (ここで $\mathbf{r}$ は1点の動径ベクトル),体積Vの内部および外部の特性圧力を $p_*$ で表そう。

エーテル状態方程式(15)は次の形を取る:

$$p_* = p(\mathbf{r}) + k_{\mathrm{m},0}\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}^2(\mathbf{r}) + \Pi(\mathbf{r}).$$
(170)

まず最初に,あるエーテル体積V中の微弱にしか相互作用しない粒子について検討 しよう。そのような粒子であり得るのは,例えば中性粒子,あるいは互いに大きく離 れた所に存在する荷電粒子である。

微弱にしか相互作用しない粒子を所与の体積中に保持すること、またはそれらが占める体積を減少させることは、(170)において外部湧き出しのエネルギー密度 $\Pi(\mathbf{r}) = k_{m,0}\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}_{ext}^2(\mathbf{r})$ の出現をもたらすようなエーテル速度 $\mathbf{u}_{ext}(\mathbf{r})$ を粒子間に創出する方法によって可能となる。この場合には、(170)により、粒子間のエーテル圧力pは外部圧力 $p_*$ より小さくなる。圧力勾配が出現し、それが(5)によってエーテルを運動させる。形成されたエーテル流が体積Vの内部へ粒子を押しやる。

中性粒子の構造によって創出されるエーテル速度**u**ext(**r**)は、交換過程を導入する必要なしに、それらの粒子の粘着ならびに中性の分子およびクラスターの形成を説明することができる。

相互作用する粒子の保持に関する問題は、それら相互間の影響を考慮する必要があるため、より複雑である。

体積電荷密度 $\sigma(\mathbf{r})$ を創出している,体積V中の正および負の荷電粒子について検討しよう。

荷電粒子はエーテル流束を放出するか,または引き入れる(§3 および§18.13 参照)。 それゆえ,エーテルは粒子と相互作用しながらある速度u(r)で運動し,それらを移動 させる。ある固定された時点tにおける粒子-エーテル系の静的状態について研究しよう。 その時点を添字«1»で表そう。

電荷によって創出される電場は公式(72)によってエーテル圧力勾配と関係付けられている。この公式を静電気学におけるガウスの定理(28)に代入しよう。次式が得られる:

$$\Delta p(\mathbf{r}) = -k_{\rm m,0} 4\pi\sigma(\mathbf{r}).$$

状態方程式(170)でpを表すと、次式が見出される:

$$\Delta(\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}^2(\mathbf{r}) + \Pi(\mathbf{r})/k_{\mathrm{m},0}) = 4\pi\sigma(\mathbf{r}).$$

外部湧き出しの非存在下( $\Pi = 0$ )で、電磁単位でのエーテルの運動エネルギー密度 に関する電磁単位でのポアソン方程式 $U_1(\mathbf{r}) \equiv \rho(\mathbf{r})\mathbf{u}^2(\mathbf{r})$ を得よう。この方程式に、境界 S上における所与のエネルギー密度 $U_s(\mathbf{r})$ の条件を付け加えよう:

$$\begin{cases} \Delta U_1(\mathbf{r}) = 4\pi\sigma(\mathbf{r}), \ \mathbf{r} \in V \setminus S \\ U_1(\mathbf{r}) = U_S(\mathbf{r}), \ \mathbf{r} \in S \\ U_1(\mathbf{r}) \ge 0 \end{cases}$$
(171)

ここで*V*\Sは集合Sを除いた集合Vを意味する。

この問題の解は、電荷密度 $\sigma(\mathbf{r})$ によって創出される、時点tにおける体積V中のエー テルの運動エネルギー密度 $U_1(\mathbf{r}) = \rho(\mathbf{r})\mathbf{u}^2(\mathbf{r})$ の分布を与えている。(170)により、V中の エーテル圧力は $p(\mathbf{r}) = p_* - k_{m,0}U_1(\mathbf{r})$ である。粒子–エーテル系の安定性に関する問題は ここでは研究されないことを再度指摘しよう。

tの後の次の時点«2»には、粒子の運動が、体積Vの境界外へのそれらの粒子の脱出を もたらす可能性がある。次の時点に粒子のVからの脱出を許容しないような外部速度  $\mathbf{u}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ によって瞬時に創出される,運動エネルギー密度 $\Pi(\mathbf{r}) = k_{\text{m},0}\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}_{\text{ext}}^2(\mathbf{r})$ のV中における存在に関する問題について検討しよう。時点«2»には, $\mathbf{u}_{\text{ext}}(\mathbf{r})$ による粒子の保持過程はまだ始まったばかりであり,系の全てのパラメーターは前の時点«1»に取られる。

境界*S*の近傍における粒子に対してはエーテル圧力が支配的影響を及ぼしていると仮定すると、粒子の保持が、境界*S*の内側における圧力の保存または減少という条件 ( $p_2 = \eta p_1, 0 \le \eta \le 1$ )を保障する。 $\eta < 1$ のときには、外部圧力が内部圧力を上回ることにより、体積*V*の収縮(減少)が生じる。(170)を考慮すると、*S*上における条件 $p_2 = \eta p_1$ は次の形で書かれる:

$$p_* - k_{\mathrm{m},0} U_1(\mathbf{r}) - \Pi(\mathbf{r}) = \eta \left( p_* - k_{\mathrm{m},0} U_1(\mathbf{r}) \right),$$

 $\Pi(\mathbf{r})/k_{\rm m,0} = (1-\eta)(p_*/k_{\rm m,0} - U_1(\mathbf{r})), \ \mathbf{r} \in S.$ 

Π(r)の決定に関する次の問題が得られる:

$$\begin{cases} \Delta (U_1(\mathbf{r}) + \Pi(\mathbf{r})/k_{\mathrm{m},0}) = 4\pi\sigma, \ \mathbf{r} \in V \ S \\ \Pi(\mathbf{r})/k_{\mathrm{m},0} = (1-\eta)(p_*/k_{\mathrm{m},0} - U_1(\mathbf{r})), \ \mathbf{r} \in S \end{cases}$$

またはU<sub>1</sub>(r)に関する方程式により

$$\begin{cases} \Delta(\Pi(\mathbf{r})) = 0, \ \mathbf{r} \in V \setminus S \\ \Pi(\mathbf{r}) = (1 - \eta)(p_* - k_{m,0}U_1(\mathbf{r})), \ \mathbf{r} \in S \\ \Pi(\mathbf{r}) \ge 0 \\ 0 \le \eta \le 1 \end{cases}$$
(172)

このように、荷電粒子の保持を可能にする、外部から印加された運動エネルギー密度 $\Pi(\mathbf{r}) = k_{m,0}\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}_{ext}^2(\mathbf{r})$ を決定するためには、まず最初に $U_1(\mathbf{r})$ に関する問題(171)、次に $\Pi(\mathbf{r})$ に関する問題(172)という2つの問題を解く必要がある。問題(171)の内容のうち、問題(172)で実際に利用されるのは、境界条件および問題の解の存在条件のみである。

これら 2 つの問題は運動エネルギー密度に関して定式化されており、そこには速度の 大きさが含まれていることを強調する必要がある。ベクトル**u(r)**と**u**<sub>ext</sub>(**r**)の方向は相異 なっていてもよい。

圧縮の非存在下 ( $\eta = 1$ ) では, (172)より $\Pi(\mathbf{r}) \equiv 0$ が得られる。すなわち,静的問題では,運動エネルギーの外部湧き出しは必要とされない。

 $U_{S}(\mathbf{r}) = 0$ であり,問題(171)が解 $U_{1}(\mathbf{r}) \ge 0$ を持っている最も単純な場合には,平衡 または収縮は,条件 $\Pi(\mathbf{r})|_{s} = k_{m,0}\rho(\mathbf{r})\mathbf{u}_{ext}^{2}(\mathbf{r})|_{s} = (1 - \eta)p_{*}$ によって保障される。この条 件は,境界上で $\mathbf{u}_{ext}^{2}(\mathbf{r})$ を与えることによって常に満たすことができる。平衡 ( $\eta = 1$ ) のときには $\mathbf{u}_{ext}^{2}(\mathbf{r})|_{s} = 0$ が得られる。このような結果が予想されるのは、時点«1»には、 境界S上における粒子速度およびエーテル速度 $|\mathbf{u}(\mathbf{r})|$ はゼロに等しい ( $U_{s}(\mathbf{r}) = 0$ )から である。

半径Rの円筒中における荷電粒子の保持の例について検討しよう。電荷密度が軸対称の場合 ( $\sigma = \sigma(r)$ , ここでrは円筒座標系中の半径)には, (172)において次の形の方程式が得られる:

$$\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dU(r)}{dr}\right) = 4\pi\sigma(r).$$

この方程式の一般解は次のようになる:

133 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

$$U(r) = 4\pi \int \left(\frac{1}{r} \int r\sigma(r)dr\right)dr + C_1 \ln r + C_2.$$

r→0のとき無限大になる解を捨てると、次の解が得られる:

$$U(r) = 4\pi \int \left(\frac{1}{r} \int r\sigma(r)dr\right) dr + C_2$$

電荷密度が一定の場合  $(\sigma(r) = \sigma_0)$  には, 次の解が得られる:

$$U(r) = \pi \sigma_0 r^2 + C_2, \ r \in [0, R].$$
(173)

表面S上において $U_S(\mathbf{r}) = U_{S,0} = const$ のとき, 問題(171)の境界条件が(173)の定数を 決定する:

$$U_1(r) = -\pi\sigma_0(R^2 - r^2) + U_{S,0}, \ r \in [0, R].$$

運動エネルギー密度の非負条件 $U_1(r) \ge 0$ が,入力パラメーター $\sigma_0$ および $U_{S,0}$ に制限 を課す。すなわち、問題(171)が解を持つのは、 $U_{S,0} \ge 0$ および $U_{S,0} \ge \pi \sigma_0 (R^2 - r^2)$ のと きである。この最後の不等式は、 $\sigma_0 \le 0$ ならば、全ての $r \in [0, R]$ の場合に常に満たさ れ、 $\sigma_0 \ge 0$ ならば、十分大きい運動エネルギー $U_{S,0} \ge \pi \sigma_0 R^2$ の場合にのみ満たされる:

$$U_{S,0} \ge \pi \sigma_0 R^2$$
, if  $\sigma_0 > 0$ . (174)

言い換えると、 $\sigma_0 > 0$ のときには、静的配置は、領域の境界上におけるあらゆる運動エネルギー密度 $U_{S,0}$ の場合に存在するわけではない。このような結果は次のように解釈することができる。エーテルが正の荷電粒子によって引き入れられるとき、エーテルの境界層通過能力は有限であるため、エーテルの速度は境界層近傍で減少する。このことが体積V内部におけるエーテル圧力の上昇を引き起こし、その結果、正の荷電粒子を保持するためには、Vの境界上においてより大きな運動エネルギーが必要となる。

時点«1»における圧力分布に関しては次式が得られる:

$$p_1(\mathbf{r}) = p_* - k_{m,0}U_1(\mathbf{r}) = p_* + k_{m,0}\pi\sigma_0(R^2 - r^2) - k_{m,0}U_{S,0}, \ r \in [0, R].$$

圧力の非負条件 $p_1(\mathbf{r}) \ge 0$ は、 $\sigma_0$ および $U_{S,0}$ に次の制限が課されたときに満たされる:

$$p_1(\mathbf{r}) = p_* + k_{m,0}\pi\sigma_0(R^2 - r^2) - k_{m,0}U_{S,0} \ge 0, \ \forall r \in [0, R]$$
(175)

ここで∀は「全ての」を表す標準的な記号である。

時点«2»における(172)の方程式の解に関しては、定数の記号C<sub>2</sub>をC<sub>3</sub>に置き換えることにより、(173)より次式が得られる:

$$\Pi(\mathbf{r}) = C_3, \ r \in [0, R].$$

(172)の境界条件がC3を見出すことを可能にする:

$$C_3 = (1 - \eta)(p_* - k_{m,0}U_{S,0}).$$

すると、次式が得られる:

$$\Pi(\mathbf{r}) = (1 - \eta)(p_* - k_{m,0}U_{S,0}), \ r \in [0, R].$$

運動エネルギー密度の非負条件 $\Pi(\mathbf{r}) \geq 0$ は $U_{S,0}$ に次の制限を与える:

$$\Pi(\mathbf{r}) = (1 - \eta)(p_* - k_{\mathrm{m},0}U_{S,0}) \ge 0.$$
(176)

tだけ後の次の時点«2»における円筒中の圧力に関しては、次式が得られる:

$$p_{2}(\mathbf{r}) = p_{*} - k_{m,0}U_{1}(\mathbf{r}) - \Pi(\mathbf{r}) =$$

$$p_{*} + k_{m,0}\pi\sigma_{0}(R^{2} - r^{2}) - k_{m,0}U_{S,0} - (1 - \eta)(p_{*} - k_{m,0}U_{S,0}) =$$

$$\eta p_{*} + k_{m,0}\pi\sigma_{0}(R^{2} - r^{2}) - \eta k_{m,0}U_{S,0}.$$

条件 $p_2(\mathbf{r}) \ge 0$ は、 $\sigma_0$ および $U_{s,0}$ に次の制限が課されたときに満たされる:

$$p_2(\mathbf{r}) = \eta p_* + \pi k_{m,0} \sigma_0(R^2 - r^2) - \eta k_{m,0} U_{S,0} \ge 0, \quad \forall r \in [0, R].$$
(177)

不等式(174)-(177)が満たされているかどうかの検証は、入力パラメーター $p_*$ 、 $\sigma_0$ 、  $U_{S,0}$ 、 $\eta$ の値のそれぞれの具体的な組み合わせに関して行うことが適切である。しかし、 多くの場合には、圧力 $p_*$ が大きく(§21.1)、 $\sigma_0$ は小さいということが、 $U_{S,0}$ 、 $\eta$ が典型的 な値である場合には、不等式(174)-(177)が満たされていることを保障している。

このように、 $\sigma(r) = \sigma_0$ および $U_S(\mathbf{r}) = U_{S,0}$ のとき、円筒中における荷電粒子(例えば 電子ビーム)の保持または収縮を保障しているのは、外部から印加されたエーテルの 運動エネルギー密度 $\Pi = (1 - \eta)(p_* - k_{m,0}U_{S,0})$ の一定性である。このとき、 $\Pi$ は電荷密 度に依存していない。エーテル密度が一定の場合には、一定速度 $|\mathbf{u}_{ext}| = const, r \in$ [0, R]を持つ円筒軸に沿ったエーテル流が必要とされる $\Pi$ を与える。そのようなタイプの エーテル流を創出するのは、例えば陰極と陽極の間の外部電場である。このことが、円 筒領域中における同符号荷電粒子の保持および収縮が可能であり、また、電子を放出す る先の尖った陰極の近傍には電子の強い散乱が存在しない理由を説明している。

具体例として、半径Rの円筒中における、放電柱が電子のみからなっている真空放電について検討しよう。放電中の電流は、電子だけでなく、エーテル流によっても運ばれている。しかし、単純化した推定方法では、電流のエーテル成分は無視することにしよう。この方法は、公式 $j = en_e v_{mean}$ を用いて、実験で測定される電流密度jを通じて $\sigma_0$ を表すことを可能にする:  $\sigma_0 = -|e|n_e = -|j|/v_{mean}$ 。ここでeは電子の電荷;  $n_e$ および $v_{mean}$ は電子の濃度および平均有向運動速度である。

速度 $v_{\text{mean}}$ を電位差 $\varphi = 1000 [V]$ によって加速された電子のエネルギーに基づいて推定しよう:  $m_e v^2/2 = \varphi [eV] \approx 1.6 \cdot 10^{-9} [erg] \equiv \mathcal{E}_e$ 。円筒中における電子の速度として次の値を適用しよう:  $v_{\text{mean}} \sim v/2 = 0.5\sqrt{2\mathcal{E}_e/m_e} \approx 0.5\sqrt{3.2 \cdot 10^{-9}/(9 \cdot 10^{-28})} \sim 10^9 [cm/s]$ 。電流密度が $j = 3 \cdot 10^{-3} [A/cm^2] = 9 \cdot 10^2 [statA/cm^2]$ の場合には、電子の電荷密度は $\sigma_0 = -|e|n_e = -|j|/v_{\text{mean}} \sim -9 \cdot 10^{-7} [statC/cm^3]$ となる。

(247)の $k_{m,0}$ で, R = 1 [cm]のとき,  $k_{m,0}\pi|\sigma_0|R^2 \sim 2 \cdot 10^{-2}$ [dyn/cm<sup>2</sup>]が得られる。この 大きさは、非擾乱エーテルの圧力(248)、すなわち $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{12}$  [dyn/cm<sup>2</sup>]よりはるか に小さい。それゆえ、 $p_* \sim p_0$ および  $\eta \leq 1$ のとき、不等式(175)-(177)は満たされる。

エーテル密度が非擾乱密度のオーダー ( $\rho(r) \sim \rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13}$  [s<sup>2</sup> statC/cm<sup>3</sup>] (245)) で、 $\pi \sigma_0 R^2 \leq U_{S,0}$  (174)であり (これは $\sigma_0 \leq 0$ のとき、常に満たされる)、かつ $k_{m,0}U_{S,0} \ll p_*$ の場合には、ビームの比較的小さい収縮率 $\eta = 0.99$ が次の速度をもたらす:

$$|\mathbf{u}_{\text{ext}}| \approx \sqrt{\frac{\Pi}{k_{\text{m},0}\rho_0}} = \sqrt{\frac{(1-\eta)(p_0 - k_{\text{m},0}U_{S,0})}{k_{\text{m},0}\rho_0}} \approx$$

$$\sqrt{\frac{(1-\eta)p_0}{k_{\rm m,0}\rho_0}} \sim \sqrt{\frac{0.01 \cdot 1.1 \cdot 10^{12}}{6.7 \cdot 10^3 \cdot 3 \cdot 10^{-13}}} \sim 2 \cdot 10^9 \,[\rm cm/s]$$

大きい圧力を強く変化させるためには,著しい速度を印加する必要がある。そのとき,速度|**u**<sub>ext</sub>|は,ηが減少するにつれて光速度に近付いていく。

得られた|**u**<sub>ext</sub>|および**v**<sub>mean</sub>の大きさは実験で達成することができる。このことは、微 視的世界の荷電粒子が外部エーテル圧力によって体積中に保持されるという、ここに提 唱されているモデルの合理性を裏付けている。

外部エーテル圧力は,原子および分子中における荷電粒子および中性粒子の保持,なら びに情報(例えば渦構造物の総体中に保存されている情報)の保存の実現に関与している 可能性があることに注目する必要がある。

#### 14.3. 一般化ジュコーフスキーカの作用メカニズム

§11 で、一般化ジュコーフスキー力に関する公式(131)が導出された。エーテル状態方 程式(15)(そこからの帰結はベルヌーイの法則からの帰結に類似している)は、この力の 作用メカニズムを理解することを可能にする。そのメカニズムの要点は、エーテル渦の回 転の角速度の方向および渦にぶつかってくるエーテル流束の方向に対して横方向の、エ ーテルの圧力勾配の発生にあることを示そう。

一定の角速度ωで回転しており,一定の速度Vを持つエーテル流束がそれにぶつかっている,エーテル中の渦について検討しよう(図3参照)。



図 3. エーテル流束とエーテル渦の相互作用のスキーム

渦の周速度をuで表そう。

図3から,速度ベクトルuは,渦の上部ではVと同方向の成分,下部では逆方向の成 分を持っていることが分かる。その結果,エーテル流の速度は,上部では増大し,下 部では減少する。

エーテル状態方程式(15)により, *Π* = 0のとき, 圧力差が現れる。例えば渦の下側の 点と上側の点との間の圧力差に関して, 次式が得られる。

 $p_1 - p_2 = -k_{m,0}\rho(\mathbf{V} + \mathbf{u})_1^2 + k_{m,0}\rho(\mathbf{V} + \mathbf{u})_2^2 = -2k_{m,0}\rho\mathbf{V}_1\mathbf{u}_1 + 2k_{m,0}\rho\mathbf{V}_2\mathbf{u}_2 = -2k_{m,0}\rho|\mathbf{V}_1||\mathbf{u}_1|\cos\overline{\mathbf{V}_1\mathbf{u}_1} + 2k_{m,0}\rho|\mathbf{V}_2||\mathbf{u}_2|\cos\overline{\mathbf{V}_2\mathbf{u}_2} = 4k_{m,0}\rho|\mathbf{V}||\mathbf{u}|.$ 

圧力勾配**∇**pは、方程式(5)により、ぶつかってくるエーテル流束の速度Vと渦の角速

136 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

度ωの両方に対して垂直な方向-∇pにエーテルを運動させる(図3参照)。この方向に 発生したエーテル流束がエーテルおよびエーテル物体に作用し,一般化ジュコーフス キー力が出現する。

ここで検討された圧力差は、一般化ジュコーフスキー力の作用メカニズムに関する 定性的表現しか与えていない。なぜなら、圧力の値は、空間の様々な点において取ら れるからである。ある 1 点における一般化ジュコーフスキー力は公式(131)に基づい て計算される。

#### 14.4. 運動量の放出を伴わないエーテル中における移動の原理

現在,高速飛行手段の開発は,運動量の放出[=投げ捨て]に基づいたシステムの創出 の道を進んでいる。達成された成果にもかかわらず,そのようなシステムは本質的な 短所を持っている。それは,飛行体と一緒に物質\*(作動媒体)の大量のストックを運 搬する必要があり,その物質\*があれこれの形態で放出され,飛行体に運動量を伝達し, それによって空間中における飛行体の進行を確保するという短所である。運動量源と しての作動媒体の利用は,飛行体のスタート時における大きな質量およびサイズ,飛 行体の加速のための著しいエネルギー消費,そして航続距離の制限をもたらす。

自然とはエーテルの運動であるという理解は、より改良された飛行体の開発への移 行を可能にする。エーテル状態方程式(15)によれば(それに類似したベルヌーイの法 則からの帰結に基づき)、そのような飛行体の運動の原理は、飛行体と隣り合う、所要 の運動方向の側のある領域においてエーテル圧力を減少させ、飛行体をその領域中へ 押しやるために外部エーテル圧力を利用することに基づいて構築することができる。

(15)によれば、相対的に低いエーテル圧力pの創出は、速度|u|および/またはエーテル密度pの増大を用いて、またはその領域の外部のエネルギー密度Пの湧き出しの適用を用いて行うことができる。

真空中における運動量の放出を伴わない移動の例は,非対称コンデンサーを用いた 実験を与える(§23.9.5 参照)。しかも,§23.9.5 の末尾に示されているように,最も単 純な非対称コンデンサーでさえ,著しいエーテル圧力差を創出する。

運動量の放出を伴わない大速度を物体に伝達することが可能であることを例証しているのは、磁石の相互作用である(§19.2-19.5 参照)。

触知可能な物質\*中において,この原理の現実化の一目瞭然たる例となっているのは, 気体または液体と隣り合うある領域におけるそれらの希薄化の発生による,物体の移動である。

物質\*の運動量の放出を利用しない飛行体の重要な長所は,作動媒体が存在しないこ とである。それだけでなく,その飛行体はきわめて大きな速度を達成すると期待する ことができる。なぜなら,非擾乱エーテルの圧力(248)は巨大であるからである。ただ し,そのような方法で飛行体を加速させることが可能なのは光速度までに限られる。 なぜなら,エーテルは,外部作用が存在しない場合には,エーテル中における擾乱の 自由伝播速度より速く運動することができないからである。

作動媒体の代わりとして、相対的に低いエーテル圧力を創出するためのエネルギー 源が必要となる。人類は、長時間動作する比較的コンパクトで強力なエネルギー源を 作る方法を既に習得した。それゆえ、作動媒体なしでの運動を現実化するうえでの主 な技術的困難は、エーテル帆 [ethereal sail] —エーテルの運動量を十全に捕捉するため 137 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

の構造物一の創出である。

エーテル帆では, p.335 に列挙されているエーテル流に対する妨害方法をテストすることができる。

物質\*の運動量の放出を伴わない運動のスキームは、地球上においてだけでなく、宇宙においても妥当する。なぜなら、このスキームは、飛行体の周囲の触知可能な物質\*の存在を必要としないからである。

## 14.5. 電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー密度. 触知可能な物質\*のエー テル流束への転化に基づく技術. エーテルバリック弾薬

回転の周速度の、媒質中における擾乱の自由伝播速度への到達は、定常渦の形成を もたらすことが気体流体力学から知られている。エーテル媒質中におけるそのような 速度は光速度である。渦の安定性もまた、連続媒質の回転運動が持つ一連の特性の経 時的保存を促進する(§10.1)。

触知可能な物質\*の主な構造要素である電子および陽子は、回転する物体の性質を持ち、それぞれ、負電荷および正電荷を持っていることが実験的に立証されている。§3の末尾および§23.9.1 (p.324)では、諸実験の分析に基づき、物体の負電荷は物体内部における相対的に高いエーテル圧力に対応しており、正電荷は相対的に低いエーテル圧力に対応していることが示されている。

上記の実験的事実および§16.1 におけるローレンツ力のエーテル的解釈は、電子モ デルを渦の湧き出しの形で、また陽子モデルを渦の吸い込みの形で検討し、それらに おける境界上のエーテルの回転速度は光速度に達しているとみなすことの根拠を与え ている。渦の吸い込みおよび湧き出しの定量的記述の例は[140, p.241, p.242] に挙げ られている。

この意味において、電子および陽子のエーテルモデルは、球雷のエーテルモデルに 似ている(§24.3 参照)。

§24.3 では, 球雷中のエーテルの平均運動エネルギー密度の値(360)が得られている。 同節では, その結果を, その境界上で光速度が達成されている, 様々な形態と内容を 持つ渦の中における運動エネルギー密度に関する近似的推定のために適用することが 可能であることが根拠付けられている。このことは, 電子および陽子中のエーテルの 平均運動エネルギー密度は, 球雷中のエーテルの運動エネルギー密度(360)のオーダ ーを持っていると結論する根拠を与えている。このような結論は, そこから電子が誕 生する可能性のある, 光子の中における運動エネルギー密度 $\rho_{m,0}c^2 \approx 1.8 \cdot 10^{11}$  [J/m<sup>3</sup>] が, (360)の推定値と一致していることによって裏付けられる ((238), (246)参照)。

電子または陽子の境界上におけるエーテル流の崩壊は、渦の崩壊およびこれらの触 知可能な物体のエーテル流束への転化をもたらす。ニュートニウムのサイズは極端に 小さいため、そのエーテル流束を人類が今持っている測定装置で記録することは困難 である。言い換えると、陽子および電子の渦の境界の崩壊は、触知可能な物質\*の消滅 をもたらす。

定常渦の境界上におけるエーテル流を変化させる試みを、例えば、境界の隣に高い 運動エネルギー密度Пの外部湧き出しを創出する方法で行うことができる。このことは、 渦の境界に対する直接的作用だけでなく、状態方程式(15)によれば、渦の近傍における エーテル圧力の減少をももたらす。その結果、渦が崩壊する可能性がある。 その著しい超過が電子および陽子, すなわち触知可能な物質\*のエーテル流束への転化 をもたらす可能性のあるエーテルの運動エネルギー密度の閾値であるのは,電子,陽子 または球雷の創出時にそれらの物体中に蓄えられた,それらの物体中のエーテルの運動 エネルギー密度(360)であると推測するのは自然なことである。この推測は,§14.6 にお けるチェルノブイリ原子力発電所事故のエーテル的分析によって裏付けられる。

関値(360)の追加検証のために、次の実験を提案することができる。実験では、小さい体積の触知可能な物質中で、(249)より 2-3 桁高いエネルギー密度(圧力)を創出する。もしかしたら、その体積中で、(360)の運動エネルギー密度を持つエーテル流を創出することも必要になるかもしれない。その圧力が、物質とエーテル中における諸過程との良い相互作用を可能にし、また、速いエーテル流が電子および陽子の境界上におけるエーテル速度の減少を促進するであろう。所与の体積中における触知可能な物質\*の原子数の変化およびその体積の周囲のバックグラウンド磁場および電場中における異常の変化を解明する必要がある。

この実験において議論される問題は、核反応時におけるような原子中における中性子 および陽子の結合エネルギーの変化(質量欠損)ではなく、陽子、電子および(陽子お よび電子からなる)中性子の完全消滅、すなわち系中の全ての陽子および電子の和の減 少であることを強調しよう。

高いエネルギー密度を伴う装置の設計においては、エーテルの運動エネルギー密度の 閾値(360)を考慮する必要がある。その閾値の著しい超過は重大事故をもたらす公算が大 きい。制御系の調節機器が消滅し、エーテル流束に転化するため、それらの事故を初期 段階で停止させることは(エーテル技術が存在しない限り)不可能である。

エーテル流束と触知可能な媒質との相互作用が相対的に弱いことを考慮した,触知可 能な物質\*のエーテル流束への移行操作は,次のような実践的適用を見出す可能性があ る: 硬い材料や岩石の切断および成型; 触知可能な媒質の消滅場所におけるその「瞬 時」の圧力低下の結果による,大きな圧力差を伴う衝撃波の創出; 媒質の急激な爆縮に よる高密度の運動エネルギーの取得(物質および電磁場の場合には,爆縮による球状外 殻の収斂は運動エネルギーの無限の蓄積をもたらすことが知られている[236, p.28-31; 237; 238])。

地球の高度に発展した先行諸文明が,触知可能な物質\*のエーテル流への,およびその 逆方向の転化技術を持っていた可能性も排除されない。

例えば、多数の巨石建造物(20世紀物理学はそれらの存在を説明することができない) に関する研究者たちは、軟弱岩石の場合でさえ、岩石の大量切断時に大量に形成されな ければならなかったはずの材料の切り屑や堆積物について報告していない。

それだけでなく、多数の資料や人工遺物は、遠い昔、強い放射能汚染を与えない高エネルギー兵器が使われていたことを示している。そのような兵器の作用原理は、触知可能な物質\*のエーテル流への転化による衝撃波の創出に基づいていた可能性がある。サーモバリック [thermobaric] 弾薬との類推により、その弾薬をエーテルバリック

[etherobaric] 弾薬と呼ぶことができる。そのような弾薬によって創出された衝撃波は, きわめて大きな初期速度を持つことができる。チェルノブイリ原子力発電所における 爆発エネルギー,すなわち 75TNT 換算トン [270] が,エーテルバリック弾薬のエネ ルギーに関する下からの推定値を与えている。

### 14.6. チェルノブイリ原子力発電所およびサヤノシュシェンスカヤ水力発電所における 事故のエーテル的分析

多数の一次資料からの引用に基づいたチェルノブイリ原子力発電所に関する概説記事 [270]のデータを利用しよう。

この記事ではこう主張されている。「原子炉物理学および原子炉工学の領域における専 門家たちからなる鑑定界全体が同意するような,事故原因に関する共通の説は存在し ない」。事故原因としては,化学爆発,水蒸気爆発,水蒸気による燃料の放出後におけ る炉室内における核爆発,局所地震が挙げられている。

チェルノブイリ原発事故の最も奇妙な事実の1つは、4号機のRBMK-1000型炉中 に存在していた燃料のうちの10%しか見つからなかったこと、また、原子炉シャフト 中に顕著な破壊が存在しなかったことである[270]。専門家たちは、原子炉からおよ そ~160トンの燃料(二酸化ウラン)が消失したこと、そして原子炉シャフトの損傷が 小さかったことに対し、説得力のある説明を与えることができずにいる。

我々は、本書に記述されている諸研究の遂行時に我々が何度も出会った典型的な状況に、ここでも遭遇している。すなわち、空虚な空間の物理学が何らかの現象を説明 する能力を持たない場合には、その現象の根底には、エーテル効果が横たわっている 公算が大きいという状況である。

チェルノブイリ原発事故にエーテル的分析を与えよう。チェルノブイリ原発4号機においてエネルギー密度の閾値の著しい超過(§14.5参照)が発生し、それに伴なって触知可能な物質\*が消滅し、現在人類が持っている測定用資機材では捕捉困難なエーテル流束に転化した可能性があることを示そう。そのような条件下では、原子炉保護系の最終保護要素が消滅してしまい、エーテル技術(20世紀理論物理学はこの技術の可能性を頑なに否定している)が存在しないという現状では、もはや何ものも大規模な破壊と犠牲から救うことはできない。

事故直前における原子炉内部のエネルギー密度を推定しよう。

事故直前にチェルノブイリ原発 4 号機の RBMK-1000 型炉内部に蓄積していたエネ ルギーは,設計出力3200 [MW] (電気出力1000 [MW]) [270] でのその仕事量と一致し ていた可能性がある。[271, p.83, p.132] の研究は, RBMK-1000 型炉の総出力は, 6.5 [s] の間に,初期出力の 64 倍以上に増大する可能性があることを示した。生産性のピー クにおいて,それは3200・64 ≈ 2 · 10<sup>5</sup> [MW] = 2 · 10<sup>11</sup> [W]を与える。高さh = 7 [m], 直径2R = 11.8 [m] [271, p.7; 272] の炉の体積として,  $\pi R^2 h \approx 765$  [m<sup>3</sup>]が得られる。す ると,炉中の平均パワー密度として, 2 · 10<sup>11</sup> [W]/765 [m<sup>3</sup>] ≈ 2.6 · 10<sup>8</sup> [W/m<sup>3</sup>]が得られ る。このようなパワー密度は、例えば10 [s]の間に, 2.6 · 10<sup>9</sup> [J/m<sup>3</sup>]の平均エネルギー密 度を創出する。RBMK-1000 型炉中におけるエネルギー放出の平均不均一度は~6 で, エネルギー放出場は炉心の下部の方へシフトしている [271, p.132]。我々は、炉の特 定の領域における~1.5 · 10<sup>10</sup> [J/m<sup>3</sup>],あるいはもしかしたらそれ以上の局所エネルギー 密度に到達する。

触知可能な物質のエネルギー密度に関して得られた推定値は,非擾乱エーテルのエネル ギー密度(249)と対比可能である。そのようなエネルギー密度のときには,原子とニュー トニウム流との強い相互作用が始まる(p.215の実験的事実参照)。

4 号機が地球プレートのテクトニック断層の節点上に位置していること [270] を考慮 すると、事故前に観測された地震活動が、炉中におけるエーテルのエネルギー密度に大き な追加的寄与を与えた可能性がある(地球の構造のエーテルモデルに関する§25参照)。

それだけでなく、炉中ではエーテル渦流および共鳴過程が発展し、それらが炉の特定部 分へのエーテルエネルギーの集中の強化をもたらした可能性がある。

こうして、炉のいくつかのゾーンにおいて高い巨視的エネルギー密度と高速エーテル流 が重なり合った結果、エーテルの運動エネルギー密度の閾値(360)の著しい超過が生じた 可能性があり、このことが触知可能な物質\*の高い透過能力を持つエーテル流束への転化

(§14.5)をもたらした。このことは、炉から~160トンの燃料が消失した原因、そして 炉シャフトの強い損傷が存在しない理由を説明している。

溶融した触知可能な物質\*の急速な爆縮は、まず最初に外部から炉中への物質\*の吸い込み、次に衝撃波の発生をもたらした。事故に先行して生じた強い振動および2回の強力な爆発が、このような結論を裏付けている。そのとき、チェルノブイリ原発の他の発電ユニットにいた所員たちは振動を感じなかった[270]。

その振動および1回目の爆発は、物質が防護板(いわゆる「スキーム«E»」)を通じ てほとんど空になっていた炉の内部に侵入したという理由によって説明することがで きる(その侵入は防護板の部分的破壊によって終わった)。2回目の爆発はその後に発 生した衝撃波であり、これが原子炉作業場の屋根の破壊および諸構造物の建屋外への 放出をもたらした。

金属製扉が廊下へ叩き出された一方で,諸室の内部には強い散乱状態は生じなかっ たことも,炉内部における真空の急激な創出という仮説に有利な証拠となっている。 それだけでなく,クレーンの破片が炉の内部で,屋根の破片が炉室の内部で,黒鉛の 破片が諸室の内部に落ちた屋根の破片の下で見出されている。

振動の出現から2回目の爆発までの時間間隔に関する直観的推定は、炉の破壊時間 ~3[s]と一致している。

エーテル流束に転化した触知可能な物質\*が,バックグラウンド電磁場の強い変化の 中に発現していた可能性がある。それだけでなく,エーテル中に創出された渦が,事 故後,かなり長時間保存されていた可能性がある(例えば§23.6.4 参照)。それゆえ, もしそれに該当する測定が行われていたのなら,事故前,事故時および事故後におけ る電磁場に関するデータを解析することが重要であろう。

次に,サヤノシュシェンスカヤ水力発電所2号機における事故のエーテル的分析に 話を進めよう。

当分野の専門家たちによるこの事故に関する研究結果は、例えば概説記事 [273]<sup>[釈</sup> <sup>注]</sup>に示されている。この記事ではこう語られている。「(略) これは、これまで世界で 起きた中で最も大規模かつ不可解な水力発電所事故、(略) 法令 [設備の製造・運転・保守 等に関する基準書] で定めらている条件の下で発生した事故である」。

事故直前に振動が~10倍に増大した原因 [273, 動径方向振動センサーの示度のグラ フ],および水力発電ユニットの破壊以前にタービンカバーのナット 6 個が既に存在 していなかった原因 [273] は説得力のある説明を与えられていない。

この水力発電所の水力発電ユニットはそれぞれ640 [MW]の出力を持っている。それ らのユニットの特徴は、いわゆる非推奨ゾーンが存在することで、そのゾーンにおけ

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> この発電所の概要については"サヤノシュシェンスカヤダム - Wikipedia"を, また, 75 名が死亡した 2009 年の事故の詳細については"Sayano-Shushenskaya power station accident - Wikipedia"を参照されたい。

る稼働には、流水部における強い水撃および著しい騒音が伴う[273]。落差が200[m] のとき、非推奨ゾーンは~250[MW]ないし~500[MW]の発電出力範囲内にあり、 640[MW]を超えると、運転禁止ゾーンに入る。このように、運転許可ゾーンへの移行 は、常に、高い振動が発生する非推奨ゾーンを通過して行われる。

§23.3,§23.6.4 では、永久磁石または電磁石の長時間の回転はエーテル中における強力な渦の形成をもたらすことが示されている。ブルース・デパルマおよびアスプデンの実験(p.270,p.275)から、そのような渦中に蓄えられたエネルギーは、磁性を持つ物体を回転させるために消費されるエネルギーに匹敵する大きさを持っているという結論が導き出される。それゆえ、640 [MW]の発電時に2号機によって創出されたエーテル渦中には、著しいエネルギーが蓄えられていた可能性がある。

空虚な空間の物理学は、回転するエネルギー発生装置の領域のエーテル中における 大きなエネルギー密度の蓄積の可能性を無視しており、したがってそのような装置の 安全運転に関する推奨事項を定式化することができない。

しかし,経時的に変化するエーテル渦流は導体中に電流を誘起し(電磁誘導現象, §9.1),このことがエーテル渦とそれらの導体との力の相互作用をもたらす(アンペー ルの法則,§12.1)。それだけでなく,強い渦電場は,加熱および振動と相まって,ナ ットの締まり具合を弱める能力を持っている。

非推奨ゾーンに入った後,出力が低下した時間に水力発電ユニットの破壊が生じた ことは,エーテル渦が事故の発生および事故が持つ共鳴的性格に影響を及ぼしたとい う説の正しさを証明している。

事故のメカニズムは次のようなものであった可能性がある。大出力を発生させてい る水力発電ユニットの長時間の回転がエーテル中に強力な渦を創出した。回転数が低 下したとき、その渦がユニットの回転の減速を妨げ始め、ユニットの巻線中に電流を 誘起し始めた。非推奨ゾーンにおける高い振動が、導体中の電流を通じた力の作用を 含め、ユニットの振動に対する渦の共鳴作用を発生させた。機械的うなりが強まった。 地震活動(地球内部におけるエーテル流束)がエーテル渦に影響を及ぼした可能性が ある。それは例えば、エーテル渦を変形させ、あるいはまたエーテル渦をユニットの 軸に対して変位させ、それにより、渦がユニットに与える破壊的作用をさらに強化し たという影響である。回転する構造物中へのエーテル渦によるエネルギーの共鳴ポン ピングの結果、構造物の巻線中の電流が増大し、このことがエーテル渦とユニットと の間の相互作用を助長した。導体中におけるエーテル圧力(エーテルのエネルギー密 度)の上昇により、導体の一部の区間が爆発した可能性がある(§18.10 参照)。上に列 挙した全ての要因の結果、振動は臨界超過レベルまで成長した。

このように、サヤノシュシェンスカヤ水力発電所2号機は、その水力発電ユニット 自体の回転によって創出された強力なエーテル渦との共鳴相互作用の結果崩壊した可 能性がある。

行われた分析は、エーテルの研究を放棄した 20 世紀物理学は、高エネルギー密度 を持つ装置の安全運転に関する十全な推奨事項を与えることができないことを示して いる。その結果として、そのような物理学は、大きな破壊と犠牲を伴う事故の発生確 率を低減する能力がない。

エーテル媒質の性質を考慮することは、その著しい超過が、エーテルの運動エネル ギー密度が電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー密度(360)のレベルに到達 142 14. ベルヌーイの定理のエーテル的類似物. エーテル状態方程式によって…

することに起因するカタストロフィーをもたらす可能性のある,巨視的エネルギーの 閾値密度(それは数値的にエーテルエネルギー密度(249)と等しい)を決定することを 可能にする。

それだけでなく,回転するエネルギー発生装置においては,例えば過度の機械的振動によって,または外部エーテル流の影響下で発生した共鳴相互作用を含め,装置と その回転によって創出されたエーテル渦との相互作用の可能性を考慮する必要がある。

チェルノブイリ原子力発電所およびサヤノシュシェンスカヤ水力発電所における事 故に関するエーテル的仮説の詳細な定量的分析を行うためには、微視的世界の正確な モデルの構築、そしてエーテル方程式(4)-(6)、(15)の解に基づいた数値モデリングが 必要とされる。

本節で検討された事故がエーテル的性格を持っている可能性があることは,説得力 のある説明をまだ与えられていない全ての人為的原因によるカタストロフィーをエー テル的立場から分析するという課題が持つ,**きわめて高い緊急性**を示している。

### 15. 定常エーテル流束の分類

電場,磁場およびローレンツ力の場に関するエーテル的理解に基づき,エーテル流 束の分類を行おう。ローレンツ力の場に関する公式(25)は,エーテル流束(必ずしも 定常流束とは限らない)を3つのタイプ,すなわち電束u×B/c=0,重力束E+ u×B/c=0および磁束E=0に区分することを可能にする。さらに,エーテル流束の分 類に立脚して,所与のエーテル流束中における物体の定常運動について検討し,物体 の相互運動について研究しよう。

本節では, 湧き出しおよび外力は存在しない (q = 0, F = 0) と仮定されている。エーテルの内部応力は圧力p (p.24参照) によって特徴付けられる。

非ゼロのqおよびFは原則的にエーテル流束の性質を変える可能性を持っていることに注意しよう。

#### 15.1. エーテル電束

ローレンツ力の場の磁気成分が小さい(**u**×**B**/*c* ≈ **0**)場合について検討しよう。そのようなエーテル流束をエーテル電束と呼ぼう。流れが定常的で、外部の湧き出しおよび力が存在しない場合には、エーテル電束の密度および速度は、連続方程式(22)、運動方程式(23)、およびローレンツ力の場の磁気成分の非存在という条件を満たさなければならない:

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = -\nabla p \\ \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{k_{\rm m,0}} \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = 0 \end{cases}$$

または

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = 0\\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) = -\nabla p\\ \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = 0. \end{cases}$$
(178)

球に近い幾何学的形状を持っているエーテル電束について研究しよう。

単位基底ベクトル $\mathbf{i}_r$ , $\mathbf{i}_{\theta}$ , $\mathbf{i}_{\varphi}$ を持つ球座標系(r, $\theta$ , $\varphi$ )における第1式および第3式の最も単純な解の1つは,

$$\rho_{\rm m}(r,\theta)u_{\varphi}(r,\theta) = \frac{C_1}{r\sin\theta}$$

(ここで $C_1$ は任意の定数)であるようなベクトル $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_{\varphi}(r, \theta) \mathbf{i}_{\varphi}$ , すなわち, 方位角方向にのみ運動するエーテル流束である。

ここでは、このエーテル電束は例証としてのみ検討される。第1式および第3式には、別の解、例えばベクトルρmuの非ゼロの動径成分を持つ解も存在する。

また,ある巨視的物体に属するエーテル電束は、その巨視的物体を構成している多数のより小さい物体に属するエーテル電束の総体として決定されることができることを念頭に置いておくことが重要である。さらに、弱圧縮性媒質の流束が物体の周りを連続的に流れるときには、ダランベールのパラドックス[26,§100;15,p.172,p.303] に起因する、流束の運動方向への物体の引きずりは生じないことにも注意しよう。 この解においては、圧力勾配に関して次式が得られる:

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{\rho_{\rm m}r^3 \sin^2\theta} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2}{\rho_{\rm m}r^3} \frac{\cos\theta}{\sin^3\theta} \mathbf{i}_{\theta}.$$

 $\rho_{\rm m}$ とuを個別に決定するため、 $\Pi = 0$ のときの状態方程式(15)を導入しよう:

$$-\nabla p = \nabla(\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2) = |\mathbf{u}|\nabla(\rho_{\rm m}|\mathbf{u}|) + \rho_{\rm m}|\mathbf{u}|\nabla|\mathbf{u}|.$$

この式は、方程式系(178)の第2式を考慮すると、次式を与える:

### $\rho_{\rm m}|\mathbf{u}|\boldsymbol{\nabla}|\mathbf{u}|=0.$

この方程式は、 $\rho_{\rm m} \mathbf{u} = \rho_{\rm m}(r, \theta) u_{\varphi}(r, \theta) \mathbf{i}_{\varphi}$ の形のエーテル電東中には速度勾配が存在しないことを意味している。

こうして,次式が得られる:

$$|\mathbf{u}| = |C_2|, \quad u_{\omega} = C_2$$

ここでC2は任意の定数である。

すると, 次式が得られる。

$$\rho_{\rm m} = \frac{1}{r \sin \theta} \frac{|C_1|}{|C_2|}.$$

外力および不連続性の非存在下における $|u_{\varphi}|$ の大きさは,条件 $|u_{\varphi}| \leq c$ によって制限される。ここでcは光速度(エーテル中における擾乱の自由伝播速度)である。

(166)を考慮すると、(178)の第2式より、静電場に関して次式が得られる:

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E} = -\nabla p = |\mathbf{u}|\nabla(\rho_{\mathrm{m}}|\mathbf{u}|) = -\frac{|C_1C_2|}{r^2\sin\theta}\mathbf{i}_r - \frac{|C_1C_2|\cos\theta}{r^2\sin^2\theta}\mathbf{i}_\theta.$$
 (179)

円筒形に近い幾何学的形状を持つエーテル電束について検討しよう。単位基底ベクトル $i_r$ , $i_q$ , $i_z$ を持つ球座標系(r,q,z)における方程式(178), (15)の最も単純な解の1つは

$$\mathbf{u} = u_{\varphi} \mathbf{i}_{\varphi}, \quad u_{\varphi} = C_2, \quad \rho_{\mathrm{m}} = \frac{|C_1|}{|C_2|} \frac{1}{r}$$

である。

このとき,

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E} = -\frac{|C_1C_2|}{r^2}\mathbf{i}_r$$

である。

デカルト座標系(x, y, z)において、方程式系(178)の第 1 式および(15)における湧き 出し $\nabla \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = C_2 \varepsilon$ 持つ定電場 $\mathbf{E} = E_0 \mathbf{i}_x$ に対応しているのは、次のエーテル流束 $\rho_{\rm m} \mathbf{u}$ である:

$$\mathbf{u} = u_x \mathbf{i}_x, \quad u_x = \frac{k_{m,0} E_0}{C_2}, \quad \rho_m = \frac{C_2^2 x + C_1}{k_{m,0} E_0}$$

公式(74)によれば,静電場のエーテル圧力は,電位とは定数の因数しか異ならない。 それゆえ,この場合におけるエーテル圧力の求め方は,静電気学の問題の解決に帰着 する。そのような問題の解法は[62, chap.4; 115, chap.4; 34, §24, §.26; 28, §19; 36, p.353-
145 15. 定常エーテル流束の分類

356] において十分に研究されている。

## 15.2. エーテル重力束

本節では,エーテル中における重力に関係する現象について考察しよう。 ローレンツ力の場(25)が小さいとしよう:

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c = |\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|) \approx 0.$$
(180)

このようなエーテル流束をエーテル重力束と呼び,エーテル重力束中で生じる現象 をエーテル重力,あるいは略して重力と呼ぼう。

地球によるきわめて急速な電荷損失が存在しないこと [28, p.83], また§22.2 の末尾 における理論と実験との比較は, エーテル重力束中におけるローレンツ力の場がゼロ であるという仮定(180)が適切であることを証明している。

(180)から、エーテル重力束に対しては、流束密度の大きさの勾配が小さい流れ ( $\rho$ |**u**|  $\approx$  *const*)が対応していることが分かる。

定常化した密度および速度を持つ運動, すなわち,

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} = 0 \tag{181}$$

の場合を含め、密度および速度の時間導関数がゼロに向かっている場合における運動 について検討しよう。

外部の湧き出しおよび力の非存在下では、それらの密度および速度は、連続方程式、 運動方程式、およびローレンツ力の場の非存在に関する条件を満たさなければならない:

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = -\nabla p \\ \mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{1}{k_{\rm m,0}} |\mathbf{u}| \nabla (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) = 0. \end{cases}$$
(182)

前節におけるのと同様に、まず最初に、エーテル流束の幾何学的形状が球に近い場合における密度および速度の挙動について検討しよう。そのためには、その中心がある1点Bにあり、単位基底ベクトル $i_r$ , $i_\theta$ , $i_\varphi$ を持つ球座標系(r, $\theta$ , $\varphi$ )に移行すると都合が良い。

第1式および第3式の最も単純な解の1つは,

$$\rho_{\rm m}(r,\theta)u_{\varphi}(r,\theta) = C_1 \tag{183}$$

(ここで $C_1$ は任意の定数)であるようなベクトル $\rho_{\rm m}$ **u** =  $\rho_{\rm m}(r,\theta)u_{\varphi}(r,\theta)i_{\varphi}$ である。こ のようなエーテル流束は方位角方向にのみ運動する。

この場合には、ローレンツ力の場(180)は、その場の電気成分と磁気成分との和により、ゼロに向かっていることに注目しよう。なぜなら、(166)により、検討している解においては次のようになるからである:

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E} = -\nabla p = -\mathbf{u} \times \left(\nabla \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u})\right) = -\frac{C_{1}^{2}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\mathbf{i}_{r} - \frac{C_{1}^{2}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{i}_{\theta};$$

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{B} = c\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u}) = c\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\frac{C_{1}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\mathbf{i}_{r} - c\frac{C_{1}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\mathbf{i}_{\theta}, \quad k_{\mathrm{m},0}\frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{C_{1}^{2}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\mathbf{i}_{r} + \frac{C_{1}^{2}}{\rho_{\mathrm{m}}r}\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{i}_{\theta}.$$

圧力勾配の場合は次式が得られる:

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{\rho_{\rm m}r}\mathbf{i}_r - \frac{C_1^2}{\rho_{\rm m}r}\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{i}_{\theta}.$$
 (184)

方程式(182)は $\rho_m$ を個別に見出すことを可能にしない。なぜなら、この方程式には 積 $\rho_m \mathbf{u} = \rho_m(r, \theta) u_{\varphi}(r, \theta) \mathbf{i}_{\varphi}$ が含まれているからである。 $\rho_m$ の選択における強い恣意は、 状態方程式(15)を用いることによって除去される。(183)を考慮すると、状態方程式 (15)は次式を与える:

$$-\nabla p = \nabla(\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2) = C_1^2 \nabla \frac{1}{\rho_{\rm m}} = -\frac{C_1^2}{\rho_{\rm m}^2} \nabla \rho_{\rm m}.$$

この方程式および方程式(184)より、次式が得られる:

$$\frac{1}{r}\rho_{\rm m}\mathbf{i}_r + \frac{1}{r}\rho_{\rm m}\frac{\cos\theta}{\sin\theta}\mathbf{i}_{\theta} = \frac{\partial\rho_{\rm m}}{\partial r}\mathbf{i}_r + \frac{1}{r}\frac{\partial\rho_{\rm m}}{\partial\theta}\mathbf{i}_{\theta},$$

$$\rho_{\rm m} = |C_2|r\sin\theta.$$
(185)

すると,次式が得られる:

$$u_{\varphi} = \frac{C_1}{\rho_{\rm m}} = \frac{C_1}{|C_2|} \frac{1}{r\sin\theta}.$$

こうして, 次式が得られる:

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{|C_2|} \frac{1}{r^2 \sin \theta} \mathbf{i}_r - \frac{C_1^2}{|C_2|} \frac{\cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \mathbf{i}_{\theta}.$$

 $\nabla p 01/r^2$ としての挙動は、万有引力の法則をもたらす(§17.2 参照)。 $1/r^2$ という形の依存性は、状態方程式(15)を適用した結果得られたことを強調しよう。(15)において $\rho u^2$ の前で因数1/2を用いれば(質点の運動エネルギーに関する公式におけるように)、それは $1/r^{3/2}$ という形の動径依存性を与えるはずである。

また、等式

$$-\nabla p = \nabla(\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2) = C_1 \nabla |u_{\varphi}|$$

は、球形エーテル重力束の発生と方位角速度勾配の存在とを関係付けることを可能に していることにも注目しよう。

方程式系(182)に条件 $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) = 0$ を付け加えたとき、球座標系において $\rho_m$ および uに関する非自明な解を見出すことはできなかった。それゆえ、球形エーテル重力束 は、渦度の存在 ( $\nabla \times (\rho_m \mathbf{u}) \neq 0$ )、すなわち、それがたとえ小さい磁場であるとして も、非ゼロの磁場の存在 ( $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho_m \mathbf{u})$ )と密接な関係を持っているはずであると 予想することができる。

球座標系での方程式(182),(15)の最も単純な解の1つは,

$$\mathbf{u} = \frac{C_1}{|C_2|} \frac{1}{r}, \quad \rho_{\mathrm{m}} = |C_2|r$$

である。

このとき, 次式が得られる:

$$-\nabla p = -\frac{C_1^2}{|C_2|}\frac{1}{r^2}\mathbf{i}_r.$$

エーテル重力流は、ある 1 つの方向*l*において非等方的な定常流を持つ超伝導媒質 ( $\sigma_{el} \rightarrow \infty$ )中において、 $\nabla p \approx 0$ のときに発生することに注目したい。なぜなら、(155) により、この場合には次式が得られるからである:

$$\begin{aligned} |\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|) &= \frac{1}{\rho}\rho|\mathbf{u}|\nabla(\rho|\mathbf{u}|) = \frac{1}{2\rho}\nabla(\rho|\mathbf{u}|)^2 = \frac{1}{2\rho}\left(\rho|\mathbf{u}|^2\nabla\rho + \rho\nabla(\rho|\mathbf{u}|^2)\right) \approx \\ &\frac{1}{2}\nabla(\rho|\mathbf{u}|^2) = \frac{1}{2}\nabla\left(\sqrt{\rho}|\mathbf{u}|\right)^2 = \sqrt{\rho}|\mathbf{u}|\nabla\left(\sqrt{\rho}|\mathbf{u}|\right) \approx \sqrt{\rho}|\mathbf{u}|\frac{d\sqrt{\rho}|\mathbf{u}|}{dl} = \\ &\frac{\sqrt{\rho_{\rm m}}|\mathbf{u}|}{k_{\rm m,0}}\frac{d\sqrt{\rho_{\rm m}}|\mathbf{u}|}{dl} = \frac{\sqrt{\rho_{\rm m}}|\mathbf{u}|}{k_{\rm m,0}}\frac{k_{\rm m,0}^2}{2\sigma_{\rm el}\sqrt{\rho_{\rm m}}} = \frac{|\mathbf{u}|k_{\rm m,0}}{2\sigma_{\rm el}} \to 0. \end{aligned}$$

# 15.3. エーテル磁束

電場は小さい( $\mathbf{E} \approx \mathbf{0}$ )が、しかしローレンツ力の場の磁気成分 $\mathbf{u} \times \mathbf{B}/\mathbf{c} = \mathbf{u} \times \nabla \times (p\mathbf{u})$ は小さくない場合について検討しよう。そのようなエーテル流束をエーテル磁束と呼ぼう。エーテル重力束との違いは、ここではローレンツ力の場(165)がゼロではないという点にある。流れが定常的で、外部の湧き出しおよび力が存在しない場合には、磁束の密度および速度は、連続方程式、(166)の形式の運動方程式、および電場の非存在という条件を満たさなければならない:

$$\begin{cases} \boldsymbol{\nabla} \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = 0\\ \boldsymbol{\nabla} p = 0\\ |\mathbf{u}| \boldsymbol{\nabla} (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times (\boldsymbol{\nabla} \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = 0 \end{cases}$$

または状態方程式(15)を考慮して,

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho_{\rm m} \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla (\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2) = 0 \\ |\mathbf{u}| \nabla (\rho_{\rm m} |\mathbf{u}|) - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho_{\rm m} \mathbf{u})) = 0. \end{cases}$$
(186)

第2式は次式を与える:

$$\rho_{\rm m}\mathbf{u}^2=|\mathcal{C}_1|.$$

この表式を方程式系(186)の第3式に代入すると、次式が見出される:

$$|\mathbf{u}|\nabla\left(\frac{1}{|\mathbf{u}|}\right) - \mathbf{u} \times \left(\nabla \times \left(\frac{\mathbf{u}}{\mathbf{u}^2}\right)\right) = 0.$$

球座標系でのこの方程式の最も単純な解の1つは、 ベクトル

$$\mathbf{u} = u_r(\theta)\mathbf{i}_r$$

である。ここで $u_r(\theta)$ は任意の関数である。この場合には,

$$\rho_{\rm m} = \frac{|C_1|}{u_\pi^2}(\theta)$$

であり、方程式系(186)の第1式は、大きい動径の場合に近似的に満たされる:

$$\nabla \cdot (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) = \frac{2|C_1|}{ru_r(\theta)}.$$

このエーテル流束に対しては、方位角成分のみを持っている磁場が対応している:

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{B} = |C_1| \frac{c}{r u_r^2(\theta)} \frac{d u_r(\theta)}{d \theta} \mathbf{i}_{\varphi}.$$

円筒座標系での方程式系(186)の最も単純な解の1つは

$$\mathbf{u} = u_z(r,\varphi)\mathbf{i}_z, \quad \rho_{\rm m} = \frac{|\mathcal{C}_1|}{u_z^2(r,\varphi)}$$

である。

このとき,次式が得られる:

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{B} = \frac{c|\mathcal{C}_1|}{ru_z^2(r,\varphi)} \frac{\partial u_z(r,\varphi)}{\partial \varphi} \mathbf{i}_r + \frac{c|\mathcal{C}_1|}{u_z^2(r,\varphi)} \frac{\partial u_z(r,\varphi)}{\partial r} \mathbf{i}_\varphi.$$

デカルト座標系(x, y, z)において定磁場 $\mathbf{B} = B_0 \mathbf{i}_y$ に対応しているのは、方程式系(186) によれば、例えば次のエーテル流束 $\rho_{\rm m} \mathbf{u}$ である:

$$\mathbf{u} = u_x \mathbf{i}_x + u_y \mathbf{i}_y, \quad u_x = \frac{zk_{m,0}B_0/c}{\rho_m}, \quad u_y = \frac{C_2}{\rho_m}, \quad \rho_m = \frac{z^2 (k_{m,0}B_0/c)^2 + C_2^2}{|C_1|}.$$
ここで $C_2$ は任意の定数である。

# 16. エーテル流束が物体に及ぼす力の作用

本節では,電場中における異符号荷電体の互いに反対方向への運動の説明,磁場中 における異符号荷電体の相異なる方向への回転の説明,および重力の原因の解明を目 的とする,力の作用のエーテル的解釈の適用について検討しよう。連続体力学の方法 論は,それらの現象に対して自然で一目瞭然たる解釈を与えることを可能にする。

連続体力学では、同一の流束中における物体または粒子の相異なる方向への運動を もたらすことができる、次の効果が知られている。

1. 一般化ジュコーフスキー力: §11 および§13 で検討された力により, 媒質が連続 流または渦流に及ぼす作用。一般化ジュコーフスキー力は圧力勾配が存在しなく ても生じる可能性があること(p.121)を強調しよう。古典的ジュコーフスキー揚 力は, マグヌス効果をもたらす力を含め, 一般化ジュコーフスキー力の個別的場 合である。

2. タッキング運動 [tacking motion] (例えば [65] 参照)。

3.特定の位相での物体の振動[11,12]。

4. 湧き出しおよび/または吸い込みの挙動。

5.反動。

一般化ジュコーフスキー力は、自然界に広く分布している自然の効果であり、しか も非圧縮性媒質中でも生じる。それゆえ、本節および§17におけるエーテルが物体に 及ぼす作用の理論の構築は、主要な力としての一般化ジュコーフスキー力の検討に基 づいて行われる。その際には、一般的な場合には、物体の運動は1-5の効果の総体に よって決定される可能性があることを覚えておくべきである。それだけでなく、物体 の部分的透過性、また、湧き出し、吸い込みおよび外力の存在によって状況が複雑化 する可能性がある。

非対称な物体あるいは回転する物体の周りの流れは、不連続性、渦および境界層の 形成を伴うことが知られている(例えば [8,§107,§93;26,§104-105] 参照)。流束か ら物体に対するそのような現象が存在するときには、ジュコーフスキー力(揚力)が 作用し始める可能性がある(例えば [26,§103-104;14,§8,§28;9,§50;275;276] 参 照)。回転する物体の場合には、ジュコーフスキー力はいわゆるマグヌス効果[26,§105; 9,p.177] をもたらす可能性があり、そのとき、その物体はぶつかってくる流束の中で あれこれの方向へ向きを変える。

ジュコーフスキー力は非圧縮性媒質中でも作用することを強調しよう。ちなみに、 このことはダランベールのパラドックスと矛盾しない。このパラドックスによれば、 物体の周りを定常**連続流**が流れるときに限り[15, p.172],非圧縮性流体から物体に作 用する力はゼロとなる[15, p.303]。

物体の近傍または内部において,不連続性または渦を含んでいる境界層を持った定 常流が形成されたと仮定しよう。その境界層の形状は,物体の幾何学的形状,内部構 造その他の性質によって決定される。

物体に対してエーテルが作用する力**F**<sub>obj</sub>を,渦運動量の保存の結果生じる力**F**<sub>v</sub> (§11 参照)と,圧力勾配の存在によって引き起こされた力**R**(§13 参照)との和の形 で表現できる場合について研究しよう:

$$\mathbf{F}_{\rm obj} = \mathbf{F}_{\rm V} + \mathbf{R}.\tag{187}$$

力**F**<sub>obj</sub>は、エーテルの不連続流および/または渦流に起因している。それゆえ、**F**<sub>v</sub>の 場合と同様に、この力を一般化ジュコーフスキー力、あるいは略してジュコーフスキ ー力と呼ぼう。

カ**F**<sub>V</sub>および **R**の計算は,体積積分(130)および(162)を用いて行われる。[8,§107,§93; 26,§104-105] との類推に基づき,力**F**<sub>obj</sub>を計算する際には,境界層の外側境界と一致 する境界を持つ,物体を包む領域Vを積分範囲として取ろう。

外力の非存在下における状態方程式(15)を考慮すると、次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \mathbf{R} + \mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \iiint_{V} \nabla(\rho_{\text{m}} \mathbf{u}^{2}) \, d\tau +$$

$$\iiint_{V} \left( \mathbf{V} \times \left( \nabla \times (\rho_{\text{m}} \mathbf{u}) \right) + \frac{1}{2} \rho_{\text{m}} \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right) d\tau.$$
(188)

次に、力**F**<sub>obj</sub>に関する検討を、**F**<sub>obj</sub>に関する表式を単純化し、推定を行い、この力と 実験から知られている法則との対比を行うことを可能にするような具体的な場合に ついて、より詳しく行うことにしよう。

力**F**<sub>obj</sub>の主要な発現効果は、不連続性または渦境界層の存在および一般的な形の公式(188)によって既に考慮されていることに注目しよう。このことは、当該の近似的推定値を得る際、積分される表式において、それらの効果の主要特性を失うことなく、著しい単純化を行うことを可能にする。

一般的な場合には、物体に作用する力を計算するためには、物体の構造の細部を考慮に入れて、初期エーテル方程式(4)-(6)のpmおよびuに関する数値解を構築する必要がある。そのとき、既に指摘したように、力の効果はエーテルの圧力勾配が存在しない場合にも生じる可能性がある。

## 16.1. 荷電体に対する作用. ローレンツカ

静止物体の近傍に、例えば物体内部で生じている過程と関係する速度 $\mathbf{u}_{obj}$ が存在していると仮定しよう。(188)に現れている領域V中の物体近傍のエーテルに、渦なし速度 $\mathbf{V}$  ( $\nabla \times \mathbf{V} \approx \mathbf{0}$ )を伝えよう。 $\nabla \times \mathbf{V} \neq \mathbf{0}$ のときには、力 $\mathbf{F}_{obj}$  (188)はさらにもう1つの項を含むことになる。この場合については本節の末尾で検討しよう。

言い換えると、物体を含んでいる領域Vの各点が、追加的な速度Vで瞬時に運動し始めると仮定しよう。境界層の内部では、エーテルの速度は $\mathbf{u}_{obj} + \mathbf{V}$ 、密度は $\rho_{obj}$ であるとしよう。

公式(20),(21)により、境界層中の磁場および電場に関して次式が得られる:

$$\mathbf{B}_{\rm obj} = c \nabla \times \left( \rho_{\rm obj} (\mathbf{u}_{\rm obj} + \mathbf{V}) \right), \quad \mathbf{E}_{\rm obj} = \left( \left( \mathbf{u}_{\rm obj} + \mathbf{V} \right) \cdot \nabla \right) \left( \rho_{\rm obj} (\mathbf{u}_{\rm obj} + \mathbf{V}) \right).$$

エーテル速度Vに対応する場を

$$\mathbf{B} = c\mathbf{\nabla} \times (\rho \mathbf{V}), \quad \mathbf{E} = (\mathbf{V} \cdot \mathbf{\nabla})(\rho \mathbf{V}) \tag{189}$$

と表そう。ここでpは物体の非存在下におけるエーテル密度である。

力 $F_{obj}$ の計算は、公式(188)を用いて、エーテルがその層の内部において速度 $u = u_{obj} + V$ で運動し、密度 $\rho_{m,obj}$ を持っている境界層を含んでいる、領域Vについて行われる:

$$\mathbf{F}_{obj} = \mathbf{R} + \mathbf{F}_{\mathbf{V}} =$$

$$\iiint_{V} \left( \nabla \left( \rho_{m,obj} (\mathbf{u}_{obj} + \mathbf{V})^{2} \right) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times \left( \rho_{m,obj} (\mathbf{u}_{obj} + \mathbf{V}) \right) \right) \right) d\tau$$

$$= \iiint_{V} k_{m,0} \left( \mathbf{E}_{obj} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{obj} \right) d\tau.$$
(190)

 $F_{obj}$ を決定するためには、エーテルの密度 $\rho_{m,obj}$ および速度 $u_{obj}$ +Vを知っている必要がある。一般的な場合には、それらは数値的にのみ計算することができる。その計算を行う際は、物体の構造を知っている必要がある。

解析公式を得るため, F<sub>obj</sub>を公式(189)によって与えられている場BおよびEを通じて 表そう。この目的により,境界層中において,積分(190)に含まれている力の密度を次 のように表そう。

$$\nabla \left( \rho_{\mathrm{m,obj}} (\mathbf{u}_{\mathrm{obj}} + \mathbf{V})^{2} \right) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times \left( \rho_{\mathrm{m,obj}} (\mathbf{u}_{\mathrm{obj}} + \mathbf{V}) \right) \right) = f\left( \rho_{\mathrm{m,obj}}, \mathbf{u}_{\mathrm{obj}}, \rho_{\mathrm{m}}, \mathbf{V} \right) \left( \nabla (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V}^{2}) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V}) \right) \right).$$

ここでfはある関数であり、その意味は以下において明らかになる。このような表現は 一般性に制限を加えない。なぜなら、 $\rho_{m,obj}$ ,  $\mathbf{u}_{obj}$ ,  $\rho_m$ ,  $\mathbf{V}$ が知られていれば、関数fは、ま さにこの公式によって計算することができるからである。

その結果, 表式(190)は次の形を取る:

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = \iiint_{V} \left( \nabla (\rho_{\text{m}} \mathbf{V}^{2}) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times (\rho_{\text{m}} \mathbf{V}) \right) \right) f d\tau$$

公式(189)を適用すると、次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\rm obj} = k_{\rm m,0} \iiint_V \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) f d\tau$$

カの場**E** + **V** × **B**/*c*は,境界層の内部では,それを積分記号の外に出すことが可能となる程度に微弱に変化するとみなそう:

$$\mathbf{F}_{\rm obj} \approx k_{\rm m,0} \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \iiint_{V} f d\tau$$

ローレンツ力に関する実験データと対比するため、次の係数を導入しよう:

$$q_f \equiv k_{\rm m,0} \iiint_V f(\rho_{\rm m,obj}, \mathbf{u}_{\rm obj}, \rho_{\rm m}, \mathbf{V}) d\tau.$$
(191)

この係数は, 関数fの挙動に応じて正にも負にもなることができる。 次の表式に到達する:

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = q_f \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right). \tag{192}$$

公式(192)は、電場および磁場中を速度Vで運動する電荷q<sub>f</sub>を持つ物体に作用するローレンツ力に関する、実験から知られている公式と一致している。

このように、導入された係数 $q_f$ は、物理学で検討されている電荷という意味を持っている。電荷のエーテル的表現(66)と(191)を比較すると、 $k_{m,0}f$ の大きさは、電荷の

体積密度σと近似的に等しくなければならないと結論することができる。

物体の電荷量q<sub>f</sub>のエーテル的解釈は、ローレンツ力の存在によって特徴付けられる 不連続境界層または渦境界層の形成をもたらす、物体が持つ何らかの特性としての力 **F**<sub>obi</sub>の導出の過程において生まれた。そのような物体は、ローレンツ力が作用する方向

(q<sub>f</sub>の符号)の点で,2 つのタイプに区分することができる。境界層の外側境界の近 似的推定値が§22.1 に示されている。

ローレンツ力のエーテル的解釈は、速度Vでの電荷の運動は、空虚の中ではなく、公式(189)によってやはりVと関係付けられている電場および磁場の中で生じていることを示している。

 $q_f$ が負のとき、物体によって放出される速度 $\mathbf{u}_{obj}$ は、速度 $\mathbf{V}$ を持つエーテル流に起因する力の方向を反対方向に変化させる。

エーテル流束の電気部分**E** = (**V** · **∇**)( $\rho$ **V**) ((189)参照)は、電荷を持っている物体に **E**の方向の作用を及ぼし、磁気部分**B** = c**V** × ( $\rho$ **V**)は、物体の運動方向に対して横方向 の作用を及ぼす。表式(166)は、 $\Pi$  = 0のとき、荷電体に対する**E**の作用は、エーテルの 圧力勾配と平行方向に生じると結論することを可能にしている。

電磁作用時にエーテル流束に対する前面抵抗が存在しない理由は,エーテルが持つ 弱い圧縮性が,いわゆるダランベールのパラドックス(例えば [26, §100; 15, p.172, p.303; 9]をもたらすということによって説明することができる。

ローレンツカに関して得られたエーテル的解釈は,普通用いられている相対論的効 果というローレンツカの解釈 [32, p.72; 28, p.16]とは異なり,一般化ジュコーフスキ ーカ(188)という明確な力学的意味を持っている。ローレンツカ(192)とジュコーフス キーカ(188)との主な違いは,ローレンツカが荷電体のエーテル流を考慮に入れてお り,物体に作用しているのに対し,ジュコーフスキー力はエーテルの体積要素に作用 しているという点にある。

EおよびBが非荷電体に及ぼす影響が無視し得るほど小さい理由は、そのような構造のときには、物体の周囲の領域への速度Vの伝達がローレンツ力(192)の発生をもたらさないという、物体の構造の特殊性によって説明することができる。

**∇×V≠0**の場合について検討しよう。(188)により, (190)の積分中に追加項が現れる:

$$\begin{aligned} \mathbf{F}_{\text{obj}} &= \mathbf{R} + \mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \iiint_{V} \left( \nabla \left( \rho_{\text{m,obj}} \left( \mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V} \right)^{2} \right) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times \left( \rho_{\text{m,obj}} \left( \mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V} \right) \right) \right) \\ &+ \frac{1}{2} \rho_{\text{m}} \left( \mathbf{u}_{\text{obj}} + \mathbf{V} \right) \times \left( \nabla \times \mathbf{V} \right) \right) d\tau. \end{aligned}$$

境界層中において積分に含まれている力の密度を次のように表現しよう:

$$\nabla \left( \rho_{\mathrm{m,obj}} (\mathbf{u}_{\mathrm{obj}} + \mathbf{V})^{2} \right) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times \left( \rho_{\mathrm{m,obj}} (\mathbf{u}_{\mathrm{obj}} + \mathbf{V}) \right) \right) + \frac{1}{2} \rho_{\mathrm{m}} (\mathbf{u}_{\mathrm{obj}} + \mathbf{V}) \times (\nabla \times \mathbf{V}) = f \left( \rho_{\mathrm{m,obj}}, \mathbf{u}_{\mathrm{obj}}, \rho_{m}, \mathbf{V} \right) \left( \nabla (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V}^{2}) + \mathbf{V} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V}) \right) + \frac{1}{2} \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) \right).$$

上記と同じように演算を行うと、一般化ローレンツ力に到達する:

$$\mathbf{F}_{\text{obj}} = q_f \left( \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} + \frac{1}{2} \rho \mathbf{V} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) \right)$$

例えば大きな回転量♥×Vを持つ速度Vを荷電粒子に与えれば、ローレンツ力中にお ける追加項の存在を実験的に検証する試みを行うことができる。

# 16.2. エーテルの重力的引力. 重力質量と慣性質量

重力は,非荷電体にも荷電体にも作用することが実験から知られている。エーテル 的解釈では,重力は,不連続境界層または渦境界層の形成に起因している。そのよう な境界層が形成されないエーテル物体の場合には,重力は存在しない可能性がある。

境界層中におけるエーテルの運動の細部を解明するためには、一般的な場合には、 初期エーテル方程式(4)-(6)の数値解が必要とされる。ここでは、重力に関する単純化 された解析的推定および連続体力学の観点から見た重力の解釈について述べよう。

エーテル重力束 $\rho$ u: **E** + u × **B**/*c* = |u| $\nabla(\rho|u|) \approx 0$  (§15.2 参照)の中に存在する, 特性サイズ $r_b$ を持つ静止物体bについて検討しよう。

物体の近傍の体積V中において渦境界層が形成されており, 圧力勾配 $\mathbf{F}_{obj} = \mathbf{R}$ のみに 起因する力 $\mathbf{F}_{obj}$  (187)が物体に作用していると仮定しよう。

**F** = 0および|**u**|∇(ρ|**u**|) ≈ 0のとき, **R**に関する公式(164)は次の形を取る:

$$\mathbf{R} = -\iiint_{V} \left( \mathbf{u} \times \left( \nabla \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}) \right) \right) d\tau.$$
(193)

§15.2 で見出された球形エーテル重力束について検討しよう。公式(185)の定数 $C_2$ を、  $\theta = \pi/2$ のとき、エーテル密度 $\rho_m$ がある特性距離 $r_B$ において非擾乱エーテル密度 $\rho_{m,0}$ と等しくなるように取ろう:

$$\rho_{\rm m} = \rho_{\rm m,0} \frac{r}{r_B} \sin \theta \,, \quad C_2 = \frac{\rho_{\rm m,0}}{r_B}$$

ここで検討されているのは定常過程であることを再度強調しよう。この密度分布の 形成の動力学およびその安定性の解明はこれとは別の問題であり、それを解決するた めには、一般的な場合には数値的研究が必要となる。

(183)より,次式が見出される:

$$u_{\varphi} = \frac{C_1}{C_2} \frac{1}{r \sin \theta}$$

 $\theta = \pi/2$ のとき,  $u_{\varphi}$ がある特性距離 $r_B$ においてある特性速度 $u_{0,\varphi}$ と等しくなるという条件から, 定数 $C_1$ を決定しよう:

$$u_{\varphi} = u_{0,\varphi} \frac{r_B}{r \sin \theta}, \quad C_1 = \rho_{\mathrm{m},0} u_{0,\varphi}.$$

外力および不連続性の非存在下における $|u_{\varphi}|$ の大きさは、条件 $|u_{0,\varphi}r_{B}/(r\sin\theta)| \leq c$ に よって制限される。ここでcは光速度(エーテル中における擾乱の自由伝播速度)であ る。エーテル流束の回転方向は速度 $u_{0,\varphi}$ の符号によって決定される。 $u_{0,\varphi} > 0$ のとき、 回転はベクトル $i_{\varphi}$ の方向に生じる。速度の大きさは中心Bから遠ざかるにつれて減少 する。

 $\rho_{\rm m}$ (または $u_{\omega}$ )を(184)に代入すると、次式が見出される:

$$-\nabla p = -\rho_{\mathrm{m},0}u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2\sin\theta}\mathbf{i}_r - \rho_{\mathrm{m},0}u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2}\frac{\cos\theta}{\sin^2\theta}\mathbf{i}_\theta.$$

 $\theta = 0$ および $\theta = \pi$ のときにおける $\nabla p$ の特異点は、エーテル流束の球形表現と関係しているものであり、この表現は、近似的推定値を解析公式の形で得る目的でのみ用いらる。例えば、円筒形に近い幾何学的形状を持つエーテル重力束には特異点は存在しない (§15.2 参照)。それゆえ、特異点から遠い所、すなわち赤道面に近い所 ( $\theta \approx \pi/2$ )で $\nabla p$ の検討を行おう:

$$-\nabla p = -\rho_{\mathrm{m},0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r.$$
(194)

エーテルを地球の中心へ押しやる力(194)の存在は, §23.10.3 で実験的に裏付けられている。

積分(193)の計算を(162)の形式で行う際には、力の出現をもたらす、物体bの近傍に おける(境界層の体積V中における)エーテル重力束の挙動の特殊性を考慮する必要 がある。一般的な場合には、物体の境界上および内部におけるエーテルの挙動に関す るいくつかの条件付きのエーテル方程式の数値解が必要とされる。公式(193)の単純 化された解析においては、境界層中におけるエーテルの特性速度ũ<sub>0,φ</sub>はエーテル流束 の特性速度u<sub>0,φ</sub>と異なっていると仮定しよう:

$$\tilde{u}_{0,\varphi}^2 \approx \frac{\lambda u_{0,\varphi}^2 r_B}{a_*}.$$
(195)

ここでλはその差異を記述する何らかの因数; a<sub>\*</sub>は境界層の外側境界である。

実験データ,ニュートニウム(253)のきわめて小さいサイズおよびエーテルの微々 たる粘性(§21.7)は,エーテル重力束が持つ高い透過能力を物語っている(その透過 能力は,古典物理学では重力場の重ね合わせ原理と呼ばれている(例えば[26,p.323] 参照))。例えば,多くの重力現象で重要なのは物体のサイズではなく,その質量であ る。それだけでなく,地球の重力は,物体に最も近い所にある地球の個別粒子の質量 によってではなく,地球の質量によって決定されている。おそらく,重力現象のメカ ニズムの実験的解明の複雑性は,他ならぬエーテル重力束の高い透過能力によって説 明される。

**R**の推定に際しては,エーテル重力束が物体中に侵入することを考慮しよう。すなわち,球全体について積分しよう:

$$\mathbf{R} = -\iiint_{V} \nabla p \ d\tau \approx -\iiint_{V} \rho_{m,0} \frac{\tilde{u}_{0,\varphi}^{2}}{r_{B}} \frac{r_{B}^{2}}{r^{2}} d\tau \ \mathbf{i}_{r} = -\left(\frac{4\pi}{3}a_{*}^{3}\rho_{m,0}\frac{r_{B}}{a_{*}}\right) \left(\frac{u_{0,\varphi}^{2}}{r_{B}/\lambda}\right) \frac{r_{B}^{2}}{r^{2}} \mathbf{i}_{r}.$$
 (196)

質量の次元を持っている項と加速度の次元を持っている項は、括弧で区別されている。

公式(196)は、物体の重力の力Rは、ここで検討されているエーテル流束中において は、u<sub>0,φ</sub>の符号によって決定される流束の回転方向には依存しておらず、常に中心Bの 方向を向いていることを示している。力Rは、渦に起因するジュコーフスキー力の場 合に当然予想されていたように、エーテルの速度に対して垂直となっている。

次の記号を導入しよう:

$$m_b \equiv \frac{4\pi}{3} \rho_{\rm m,0} a_*^2 r_B, \quad g \equiv \frac{u_{0,\varphi}^2}{r_B/\lambda} \frac{r_B^2}{r^2}.$$
 (197)

すると, (163)より次式が得られる:

$$\mathbf{R} \approx -m_b g \mathbf{i}_r. \tag{198}$$

これは、重力場の中心Bから距離rの所に存在している重力質量mbの質点の引力に関する公式と一致している。

量*g*は,加速度または単位質量当たりの力の次元を持っている。それゆえ,量*g*は, 単位質量に対して作用する力として解釈することができる。この解釈は,公式(192)の ローレンツ力の場**E** + **V** × **B**/*c*についての,単位電荷に作用する力としての解釈と類似 している。

ここでは、重力質量 $m_b$ は数学の公式を用いて導入された。物理学的には、その公式 は、物体の重力質量のエーテル的解釈とみなすことができる。エーテル的表現では、  $m_b$ の大きさは、非擾乱エーテル密度 $\rho_{m,0}$ 、境界層の特性サイズ $a_*$ およびエーテル流束 の特性サイズ $r_B$ によって決定される。

§23.10.3 で記述されている実験は、重力質量および引力は地球近傍におけるエーテル重力束によって生み出されているという予想を裏付けている。

所与の重力質量のとき, a<sub>\*</sub>に関して次式が得られる:

$$a_* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_b}{\rho_{\mathrm{m},0} r_B}}.$$

エーテル重力束の高い透過能力により,境界層は物体の外部と内部の両方に存在することができる。重力境界層の外側境界*a*<sub>\*</sub>に関する近似的な定量的推定値は§22.2 に示されている。

物体中および物体近傍におけるエーテルの渦運動は,外部エーテル流束が物体の構 造要素を通過した結果としても,また,構造要素自体の運動によってエーテル流束が 引き起こされた結果としても発生することができる。

似通った形状を持つ複数の物体が,著しく相異なった重力質量を持つ可能性がある。 それゆえ,境界層の存在を条件付ける渦度は,おそらく,主として物体の内部で生ま れる。

エーテルが持つ物体の加速を妨げる性質は、ニュートンの第2法則(運動量保存則) に対応しているエーテルの初期運動方程式(5)のうちに潜んでいる。エーテル的観点か ら見ると、外部エーテル流束の非存在下において物体の速度を変えようとしたときに 発現する物体の慣性質量は、ジュコーフスキー力の出現をもたらすエーテル渦流束の 物体内部における出現として解釈することができる。その際、それらの渦は、外部エ ーテル重力束の存在下におけるのと同様に、主として物体の内部構造によって決定さ れる。これらの考察は、例えば [26, p.392, p.399] に述べられている重力質量と慣性 質量の等価原理および重力と慣性力の等価原理のエーテル的解釈とみなすことがで きる。

エーテルの運動速度 $|u_{0,\varphi}|$ が大きい場合には、それより著しく小さい速度で運動する物体の重力の力は、物体の速度ではなく、他ならぬエーテルの速度 $|u_{0,\varphi}|$ によって決定される。すなわち、この場合には、公式(164)、(193)における物体の速度は無視することができる。

公式(193)には、物体に対するエーテルの速度uが現れている。物体がエーテル流束の速度 $u_{0,\varphi}i_{\varphi}$ に達したとき、物体の相対速度はゼロになり、ジュコーフスキー力は作用しなくなる(**R** = 0)。その後、物体はニュートンの第1法則に従って直線的に運動し始める。そのとき、エーテル流束に対する物体の速度は再び非ゼロとなり、ジュコ

ーフスキー力が再び出現し、それが軌道を曲げる。翼の後端からの渦の剥離過程(例 えば[26, p.539]参照)に類似した規則的過程が生じる。

重力作用時にエーテル流束に対する前面抵抗が存在しない理由は,エーテルが持つ 弱い圧縮性が,いわゆるダランベールのパラドックス(例えば [26, §100; 15, p.172, p.303; 9]をもたらすということによって説明することができる。

重力の力の精緻な計算を行うためには、境界条件および初期条件を正確に設定し、 物体の内部構造の細部を考慮した上で、検討される物体系に関するエーテルの初期運 動方程式(4)-(6)の解に基づいて積分(162)を計算する必要がある。しかし、(196)の 推定が、基本的な結論を下すことを既に可能にしている。

公式(196)より, エーテル中において密度 $\rho_m \approx \rho_{m,0} r/r_B$ および速度 $\mathbf{u} \approx u_{0,\varphi} r_B \mathbf{i}_{\varphi}/r \delta$ 持つ回転流束が何らかの仕方で発生した場合には,重力によって引き寄せられる能力を持っている全ての物体,すなわち,しかるべき渦境界層((196)の力の出現をもたらす境界層)がそれに対して形成されている全ての物体は,その速度に応じて,その流束中で回転し始めるか,または流束の中心に向かって運動し始めるという結論が導き出される。このような描像は,多数の天体観測結果,例えば地球の質量増加現象[71]と一致している。この現象は§25 でより詳しく検討されている。

(196)の推定は、さらにもう1つの重要な結論をもたらす。すなわち、物体の重力 相互作用は、それらの物体の境界層のサイズのオーダーの距離において実現され、そ れらの境界層のサイズは、物体自体のサイズとは、より小さい側に、またはより大き い側に、著しく異なっている。一見したところパラドキシカルに思われるいくつかの 天体現象 [80] は、これによって説明することができる。

ある平面の近傍への惑星および恒星の集中,また半径方向における惑星の分布の法 則性を説明することも含め,エーテルメカニズムを考慮に入れて惑星系や恒星系の運 動の安定性について検討すれば,興味深い結果が得られるのではないかと思われる。

公式(187)は、電磁力および重力はエーテルの運動の結果であり、それらの起源は共 通であることを示している。このことから出発して、地球近傍におけるエーテルの著 しい速度(§22.2)を考慮すると、実践的適用を目的として、地球近傍におけるエーテ ルの重力運動を電磁運動に変換する技術的装置、また、エーテル重力束を利用した空 間移動のための技術的装置の創出の可能性の研究に関する課題を設定するのは、自然 なことである(p.359の小項目2および§23.10.3参照)。

# 17. 物体の相互作用

本節では,巨視的物体の電気相互作用および重力相互作用のエーテルメカニズムが 検討される。

原子スケールの距離における粒子の電荷および質量の発生のエーテル的本性は、ここでは検討されない。研究[48,49]はそのような現象のモデルの1つをテーマとしている。

## 17.1.2つの荷電体に関するクーロンの法則

§3 では、電場E (21)および電荷密度 $\sigma$  (28)のエーテル的定義から導き出されるガウスの静電気学の定理から出発して、クーロンの法則が公式(68)の形で得られた。ここでは、電荷 $q_1$ および $q_2$ を持つ2つの物体に関するクーロンの法則を得て、その力の本性を示そう。

電荷 $q_1$ を持つ物体から距離rの所に試験電荷 $q_2$ を持つ物体を置こう。 $\mathbf{B} = 0$ のとき、  $q_1$ に関する表式(68)を(192)に代入すると、電荷 $q_1$ を持つ物体の電場 $\mathbf{E}_1$ から電荷 $q_2$ を持 つ物体に作用する力が得られる:

$$\mathbf{F}_{12} = \frac{q_1 q_2}{r^2} \mathbf{i}_{12}.$$

ここで $\mathbf{i}_{12}$ は物体 $q_1$ から物体 $q_2$ へ引かれた単位ベクトルである。

それと同様に、電荷q<sub>1</sub>とq<sub>2</sub>の役割を入れ替えると、次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{21} = \frac{q_2 q_1}{r^2} \mathbf{i}_{21}.$$

 $F_{12}$ および $F_{21}$ に関する公式は、クーロンの法則に対して一般に用いられている次の形で書くことができる:

$$\mathbf{F}_{ik} = \frac{q_i q_k}{r^2} \mathbf{i}_{ik}.$$
 (199)

ここで $\mathbf{F}_{ik}$ は電荷 $q_i$ を持つ物体から電荷 $q_k$ を持つ物体に作用する力; $\mathbf{i}_{ik}$ は電荷 $q_i$ から電 荷 $q_k$ へ引かれた単位ベクトル;rはそれらの間の距離である。

電荷量に関する具体的な表現の選択には様々な仕方がある。なぜなら、実験で測定 されるのは、単位として取られた電荷に対する力であるからである(例えば[28, p.17] 参照)。例えば、電荷 $q_2$ は $q_1$ に対する割合で測定することができる。磁場および電場に 関するエーテル的定義(20)、(21)の利用は、クーロンの法則の CGS 単位系での表現に 導く。

古典的静電気学では、クーロンの法則は実験的事実の一般化とみなされている。エ ーテル的解釈では、クーロンの法則は荷電体と結び付いているあるエーテル流束中に おける、ジュコーフスキー力の出現に起因している(§16.1 参照)。

## 17.2. 重力的引力の法則

§16.2 では、エーテル重力束に対応するエーテル方程式の解が検討され、引力(198) が計算された:

$$\mathbf{R}_{12} \approx -m_2 g \mathbf{i}_r = m_2 g \mathbf{i}_{12}, \quad g = \frac{\lambda u_{0,\varphi}^2}{r_B} \frac{r_B^2}{r_{12}^2} = \frac{\lambda r_B u_{0,\varphi}^2}{r_{12}^2}.$$
 (200)

ここで $r_{12}$ はエーテル重力束の中心から質量 $m_2$ までの距離;  $i_{12}$ は重力束の中心から質 量 $m_2$ の中心への方向の単位ベクトル; 定数 $u_{0,\varphi}$ は物体 $m_1$ の近傍において物体 $m_2$ によって創出された重力束の方位角方向の特性回転速度である。

既知の表式 $gr_{12}^2 = Gm_1$ を用いて,エーテル重力束を質量 $m_1$ と対比しよう。この表式は,他の物体の場の中におけるある物体の引力 $m_2g = Gm_1m_2/r_{12}^2$ (ここでGは重力定数: $G = 6.6726 \cdot 10^{-8}$  [dyn cm<sup>2</sup>/g<sup>2</sup>])の測定に関する実験から導き出される。 $gr_{12}^2 = \lambda r_B u_{0,\varphi}^2$  (200)を $gr_{12}^2 = Gm_1$ に代入しよう:

$$\lambda r_B u_{0,\varphi}^2 = G m_1. \tag{201}$$

この関係式は、質量 $m_1$ を、エーテル流束の大きさを決定する定数 $u_{0,\varphi}$ と関係付けている。

(201)を(200)で用いると、万有引力の法則に到達する:

$$\mathbf{R}_{12} = m_2 g \mathbf{i}_{12} = m_2 \frac{\lambda r_B u_{0,\varphi}^2}{r_{12}^2} \mathbf{i}_{12} = G \frac{m_1 m_2}{r_{12}^2} \mathbf{i}_{12}.$$
 (202)

質量 $m_1$ に関する表現の選択は測定単位系によって決定されること [26, p.392] に注目しよう。なぜなら、実験においては、ある質量の別の質量との関係における作用の力が測定されるからである。例えば、質量 $m_1$ は質量 $m_2$ との割合で測定することができるはずである。 $m_1$ に関する公式(201)の利用は、質量 $m_1$ が CGS 単位系で測定されている、一般に採用されている万有引力の表記(202)に導く。

地球の場合におけるu<sub>0.0</sub>および λの値の推定は§22.2の末尾で行われている。

以上において検討された引力の法則のエーテル的解釈は,質量によって創出される エーテル流束の中におけるジュコーフスキー力の発生という,一目瞭然たる力学的説 明を与えている。ここに提示されている結果以前には,[26, p.326]によれば,一般相 対性理論における解釈も含め,重力に関するいかなる一目瞭然たる物理的解釈も存在 しなかったことに注目しよう。

それにもかかわらず,得られた公式(202)は,惑星および銀河のレベルにおけるグロ ーバルな過程に対しては適用可能でない可能性がある。なぜなら,そのようなスケー ルにおいて,条件(180),(181)が必ず満たされると断言することはできないからである。 それゆえ,万有引力の法則を絶対化してはならない。

一般的な場合には、重力の力を計算するためには、しかるべき境界条件および初期 条件付きで方程式(4)-(6)を解く必要がある。 159 18. 電気工学および電気化学におけるエーテル的解釈

## 18. 電気工学および電気化学におけるエーテル的解釈

本節では、電気工学および電気化学において利用されている現象のエーテル的解釈 が与えられる。ここで述べられるエーテル理論の適用方法は、それ以外の過程の解析 にとっても有益なものとなる可能性がある。

電気工学および電気化学において生じる現象のメカニズムを正確に理解すること は、きわめて重要な意味を持っている。なぜなら、その理解は既存の技術的装置を目 標指向的により完全なものにするとともに、新原理に基づく技術的装置を創出するこ とを可能にするからである。

# 18.1. 導線中における電流の創出. 回路の1区間における電圧低下

マクスウェル方程式(34)によれば、電流とはエーテル渦流(141)である。方程式(5) によれば、エーテルの運動は、圧力勾配または外力の存在下において発生する。それ ゆえ、導線中でエーテル流を生成させるためには、あれこれの作用を加えることによ り、例えば電場(公式(72)参照)または起電力(§9,§18.11参照)を印加することによ り、導線のある1区間上の両端においてエーテルの圧力差p(15)を創出する必要があ る。導線材料の構造要素の影響が、外部作用と組み合わさってエーテル渦流をもたら す。導線中に電流が発生する。

回路の1区間における電流の進行に伴って,電場の電圧低下が生じる。

[42,43] では、導線中のエーテル流が定常流のとき、 $\mathbf{E} = -\nabla(U_{\mathbf{F}} + p)/k_{m,0}$ の導線の長さl方向の積分は、導線の端部 $l_1$ および $l_2$ における電場 $\mathbf{E} = -\nabla \varphi$ の電位差 $\varphi$ と等しい電圧低下Uを、それらの両端におけるエーテル流の圧力差pと関係付けることを可能にすることが示されている。

一般的な場合における電場の電圧低下Uとエーテルの圧力低下との間の関係を見出 そう。

一方においては、次式が得られる:

$$U \equiv \int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\int_{l_1}^{l_2} \nabla \varphi \cdot d\mathbf{l} = -(\varphi_2 - \varphi_1).$$

他方においては、 $\partial \rho \mathbf{u} / \partial t = 0$ ,  $\mathbf{F} = -\nabla U_{\mathbf{F}}$ ,  $\nabla P = -\nabla p$ のとき、公式(24)によって次式 が得られる:

$$\int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{k_{\rm m,0}} \int_{l_1}^{l_2} \nabla (U_{\rm F} + p) \cdot d\mathbf{l} = -\frac{1}{k_{\rm m,0}} ((U_{\rm F} + p)_2 - (U_{\rm F} + p)_1).$$

すると,次式が得られる:

$$U = -(\varphi_2 - \varphi_1) = -\frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}((U_{\mathrm{F}} + p)_2 - (U_{\mathrm{F}} + p)_1).$$

このように、導線の両端における電位差と等しい電圧低下は、それらの両端における エーテル流の圧力および外力のポテンシャルU<sub>F</sub>の差によって決定される。

## 18.2. 電気回路のパワー

電気化学セル,気体放電あるいは導線の場合,放出されたパワーW,電圧低下Uおよ

び電流の力Itotalを関係付ける次の関係式 [72; 28, p.185] が知られている:

$$W = UI_{\text{total}}.$$
 (203)

エーテル的解釈では、法則(203)は、ニュートンの第2法則から得られたエーテル流のパワー密度に関する公式(13)、(16)からの帰結であることを示そう。

電気化学セルおよび気体放電のエーテルモデルにおいて,導線の場合と同様に,電流密度jに対して公式(143)を適用しよう。すると,(158)の関係が生じる。

(158)より、体積要素dV中のエーテル流のパワーは次のようになる:

$$dW = wdV = -\frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\mathbf{j} \cdot \nabla p_{\Sigma} dV, \quad p_{\Sigma} \equiv p + p_{\mathrm{ext}}.$$

エーテル流の方向 $\mathbf{i}_l = \mathbf{u}/|\mathbf{u}|$ に沿って、断面dS、高さdlの円筒形領域について検討しよう。この領域中において、ベクトル $\nabla p_{\Sigma}$ はベクトル $\mathbf{i}_l$ と反対の方向を向いていると仮定しよう。すると、次式が得られる:

$$dW = -\frac{1}{k_{\mathrm{m},0}}\mathbf{j} \cdot \nabla p_{\Sigma} \, dS dl = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} j\mathbf{i}_l \cdot \frac{dp_{\Sigma}}{dl} \mathbf{i}_l \, dS dl = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} j dS dp_{\Sigma}.$$

全電流を $I_{total} = jdS$ と表すと、次式が得られる:

$$dW = \frac{1}{k_{\rm m.0}} I_{\rm total} dp_{\Sigma}.$$

 $I_{\text{total}}$ が一定であると仮定して,線分 $[p_{\Sigma,1}, p_{\Sigma,2}]$ 上でdWを $dp_{\Sigma}$ について積分しよう:

$$W_2 - W_1 = I_{\text{total}} \frac{p_{\Sigma,2} - p_{\Sigma,1}}{k_{\text{m},0}}$$

 $W \equiv W_2 - W_1$ と表し, 湧き出しに対して一般化された, エーテル圧力と電圧との関係(75)を考慮に入れよう。すると, 回路の1区間のパワーに関する公式(203)に到達する:

$$W = (\varphi_1 - \varphi_2)I_{\text{total}} = UI_{\text{total}}, \quad U \equiv (\varphi_1 - \varphi_2).$$

パワーWおよび電圧低下Uをこのように導入した場合には、電位 (エーテル圧力) が 回路の1区間上で低下したとき ( $\varphi_1 > \varphi_2$ )、その区間上で放出されるパワーは、 $I_{total} > 0$ のとき、正となる。

普通,電気化学セルまたは気体放電中における法則(203)は,H.A.ローレンツによって導入された電流の力の定義[28, p.173]および電場強度を用いて解釈される:

$$U_{\text{total}} = en_{\text{e}}vS, \quad U = El. \tag{204}$$

ここでeは電子の電荷; n<sub>e</sub>は伝導電子の濃度; vは伝導電子の有向運動速度; Uは電 圧低下; lは導体の1区間の長さ; Sは導体の横断面積である。

これらの表式を公式(203)に代入すると、次式が得られる:

$$W = Elen_{\rm e}vS = evEV_ln_{\rm e}.$$
(205)

ここでV」は電流によって充填されている体積である。

次に、エーテルの運動量保存則を(5)および(24)の形で検討しよう:

$$\frac{d\rho \mathbf{u}}{dt} = \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}}, \quad \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F} + \nabla P}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

これらの方程式から右辺を取り除くと,次式が得られる:

$$\frac{d\rho \mathbf{u}}{dt} = \frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E}$$

この公式は、全導関数d/dtおよび電場(21)の定義から直接導き出すこともできる。 定常エーテル流( $\partial \rho u / \partial t = 0$ )のときは次のようになる:

$$\frac{d\rho \mathbf{u}}{dt} = \mathbf{E}$$

この表式とpuとのスカラー積を取り、その結果を次の形に導こう:

$$\frac{1}{2\rho}\frac{d\rho^2\mathbf{u}^2}{dt} = \mathbf{u}\cdot\mathbf{E}.$$

ここで左辺に定数係数 $k_{m,0}$ までの精度で立っているのは、単位時間にエーテルによって運ばれる単位体積中のエネルギーである((160)参照)。この表式は、公式(205)を 次のように解釈することを可能にする。電子が区間l中において、エーテル流束によっ て電子に伝達された速度 $v = |\mathbf{u}|$ で運動しているとみなした場合、 $vEV_ln_e$ は、単位時間 にエーテル流束によって $V_ln_e$ 個の粒子に伝達されたパワーであり、因数eは、力学量を 電気量に変換するためのある次元定数である。

歴史的には、荷電粒子の有向運動速度、荷電粒子の濃度、および荷電粒子と電流の カとの間の関係(204)の導入は電気化学実験から導き出されており、それらの実験で は電荷の担体が測定結果において記録されていたが、しかし、電荷の担体の運動の実 際の原因は決定されていなかったことに注目しよう。通電導線の場合には、公式(205) を利用することの妥当性は直接的な実験によって裏付けられていない。逆に、ワイヤ ーの爆発実験(§18.10)その他のデータおよび実験(§12.2,§12.3,§21.11,§23.2.1,§23.2.2, §23.3,§23.6.1,§23.6.2,§23.9.1,§23.9.2,§23.9.5)は、導線中の電流エネルギーの主要な 担体は電子ではないことを示している。

このように、回路中で放出されたパワーは、何よりもまず、エーテル流束に起因しているのである。荷電粒子が存在する場合には、エーテル流束はそれらを運動させる ことができる。

#### 18.3. 電気化学セル中および気体放電中における電気抵抗

エーテル流束の作用下で体積密度ρ<sub>e</sub>のいくつかの荷電粒子の運動がその中で生じて いる体積について検討しよう。力**F**, ∇p(§16.1 参照)およびエーテルの作用下におけ るそれらの粒子の運動方程式は次の形を持っていると仮定しよう:

$$\frac{d\rho_{\rm e}\mathbf{v}_{\rm e}}{dt} = (\mathbf{F} - \nabla p) \operatorname{sign} e - v_{\rm c}\rho_{\rm e}\mathbf{v}_{\rm e}.$$

ここで $\mathbf{v}_e$ は荷電粒子の速度;  $\nu_c$ は荷電粒子とエーテル粒子との衝突周波数; sign eは荷電粒子の符号である。

荷電粒子の電流密度を $\mathbf{j}_{e} = \rho_{e} \mathbf{v}_{c} v_{c}^{2} \operatorname{sign} e/k_{m,0}$ として導入しよう。このように定義したとき、電流密度の値 $|\mathbf{j}_{e}|$ は、荷電粒子とエーテル粒子との衝突周波数 $v_{c}$ の増加ととも

**162** 18. 電気工学および電気化学におけるエーテル的解釈

に増大する。荷電粒子の運動方程式は次の形を取る:

$$\frac{d\mathbf{j}_{\rm e}}{dt} = v_{\rm c}^2 \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\rm m.0}} - v_{\rm c} \mathbf{j}_{\rm e}$$

この方程式の一般解は次のようになる:

$$\mathbf{j}_{\mathrm{e}} = e^{-\nu_{\mathrm{c}}t} \left( \mathbf{j}_{\mathrm{e}}(0) + \int_{0}^{t} e^{\nu_{\mathrm{c}}t} \nu_{\mathrm{c}}^{2} \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\mathrm{m},0}} dt \right).$$

経時的に不変な電流jeの場合には、最後から2番目の表式は次式を与える:

$$\mathbf{j}_{\mathrm{e}} = \nu_{\mathrm{c}} \frac{\mathbf{F} - \boldsymbol{\nabla} p}{k_{\mathrm{m},0}}.$$

(24)の形のエーテルの運動力保存則に関する方程式

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\mathrm{m},0}}$$

を利用すると、定常流の条件( $\partial \rho \mathbf{u} / \partial t = 0$ )の下で次式が得られる:

$$\mathbf{j}_{\mathrm{e}} = \mathbf{v}_{\mathrm{c}} \, \mathbf{E} = \mathbf{v}_{\mathrm{c}} |\mathbf{E}| \mathbf{i}_{E}$$

ここでi<sub>E</sub>はEの方向の単位ベクトルである。

この表式の絶対値にエーテルが通過している面積*S*を掛け、公式 $|\mathbf{E}| = |U|/l$ を適用すると、粒子の全電流に関して次式が見出される:

$$|I_{\rm e}| = v_{\rm c}|\mathbf{E}|S = |U|\frac{v_{\rm c}S}{l} = \frac{|U|}{R}, \quad R \equiv \frac{l}{v_{\rm c}S}.$$

ここで*R*は長さ*l*の区間の電気抵抗である。比抵抗*R*<sub>0</sub>に関しては、次式が存在する [28, p.194]:

$$R_0 \equiv R \frac{S}{l} = \frac{1}{\nu_c}$$

比抵抗Roは実験的に突きとめられる。

このように、電気化学セル中および気体放電中における実験から知られている公式 *I*<sub>e</sub> = *U*/*R*は、エーテルの運動量保存則およびエーテル流束中における荷電粒子の運動 方程式からの帰結なのである。

#### 18.4. 導線中における電気抵抗

§12.2 で、電気伝導率 $\sigma_{el}$ に関する一般的公式(155)が得られた。本節では、抵抗Rのエーテル的解釈および回路の 1 区間の比抵抗 $R_0 = 1/\sigma_{el}$ の別の表現について検討しよう。

回路の導線中の区間[l<sub>1</sub>, l<sub>2</sub>]上における電圧は次のように定義される:

$$U \equiv \int_{l_1}^{l_2} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

 $\mathbf{E} = E\mathbf{i}_L \approx const$  (ここで $\mathbf{i}_L$ は導線Lに沿った単位ベクトル)の場合には、次のようになる:

$$U = El, \ l = l_2 - l_1.$$

電圧U,電流 $I_{total}$ を持つ回路の1区間の抵抗Rの定義について検討しよう:

$$R \equiv \frac{U}{I_{\text{total}}}.$$
 (206)

 $\mathbf{E} = E\mathbf{i}_L \approx const$ の場合には、次のようになる:

$$R = \frac{El}{I_{\text{total}}}.$$

電場のエーテル的定義(21)により、次式が得られる:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2\rho} \nabla(\rho \mathbf{u})^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{u})).$$

導線の横断面Sを通過する全電流は電流密度(34)の積分に等しい。それは、磁場のエ ーテル的定義(20)を考慮すると、次の形を持っている:

$$I_{\text{total}} = \int_{S} \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c}\mathbf{B}\right) \cdot d\mathbf{s} = \int_{S} \nabla \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^{2}}{c}\nabla \times (c\rho\mathbf{u})\right) \cdot d\mathbf{s}.$$

すると、導線の長さ1の区間の抵抗に関して次式が得られる:

$$R = \frac{\left(\frac{1}{2\rho}\nabla(\rho\mathbf{u})^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times (\rho\mathbf{u}))\right) \cdot \mathbf{i}_L}{\int_S \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho\mathbf{u})) \cdot d\mathbf{s}} l \equiv R_0 \frac{l}{S}.$$

 $\rho \approx const, I_{total} \approx const$ のときの比抵抗 $R_0$ に関する表式を分析しよう:

$$R_0 = \frac{\rho\left(\frac{1}{2}\nabla \mathbf{u}^2 - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{u})\right) \cdot \mathbf{i}_L}{I_{\text{total}}} S.$$

この場合には、導線中の抵抗は、導線中のエーテル流束の運動エネルギーの勾配および渦度によって決定されることが分かる。比抵抗 $R_0$ は、エーテル流束の渦度が増大する典型的な場合には低下し、エーテル流束の運動エネルギーの勾配が増大する場合には上昇する。このように、導体中のエーテル流の性格の違いに応じて、超伝導 $(\nabla u^2/2 - u \times (\nabla \times u))i_L = 0$ と誘電特性の両方が観測される。このとき、導体の抵抗は、導体中のエーテル流の特徴によって決定されるのであって、電子その他の電荷の担体のあり得る運動は、エーテル流に起因する 2 次的効果である。

この結論を裏付けるため、電場強度の増大に伴って電流が強まると、超伝導効果は 消滅するという実験的事実を分析しよう。エーテル的観点から見ると、この観測事実 は単純な説明を持っている。電場が増大するにつれて、エーテルの速度値の勾配は増 大する。増大したエーテル流束は導体を加熱し始める(自由電子が存在する場合には、 それらを引きずり、加速させることによる加熱も含む)。導体の構造要素の熱運動の増 大はエーテル流束の運動を妨害し、このことが超伝導効果の消滅をもたらす。

電気化学的電流の場合および導線中の電流の場合への比抵抗R<sub>0</sub>の導入は、それらの 抵抗を対比することを可能にする。電気化学セルおよび気体放電の比抵抗が荷電粒子 とエーテル媒質の粒子との衝突の周波数によって規定されているのに対し、導線の比 抵抗は導線中におけるエーテルの運動の特徴によって規定されている。

# 18.5. 電気容量, コンデンサー

物理学では、それらの物体における電荷密度が空間点の関数である比例係数kを持 つ電荷

$$\sigma = kq_{\sigma}$$

に比例して変化するような電荷 $q_{\sigma}$ を持つ物体に対して,比誘電率 $\varepsilon$ を持つ静止誘電体 中に浸漬された孤立導体の電気容量(キャパシタンス)Cという概念が導入されてい る(例えば[36, p.355, p.359; 28, p.97]参照)。誘電体中の電場は誘電率を用いて記述 されている( $\varepsilon$ E)。しかし,方程式系(33)の後の箇所で指摘したように,媒質の全ての 効果は $\sigma$ およびjに含まれている。この意味において,関係式 $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma/\varepsilon$ は $\nabla \cdot (\varepsilon \mathbf{E}) =$  $4\pi\sigma$ よりも一般的である。公式(71)を $\nabla \cdot \mathbf{E} = 4\pi\sigma/\varepsilon$ に適用すると,

$$\varphi = q_{\sigma} \iiint_{V} \frac{k(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \frac{q_{\sigma}}{C}, \quad C \equiv \frac{1}{\iiint_{V} \frac{k(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau'}$$
(207)

および次の関係式が得られる:

$$q_{\sigma} = C\varphi$$
.

この関係式において,係数Cは,荷電体の幾何学的形状および検討される領域の誘電率にのみ依存している。

公式 $q_{\sigma} = C \varphi$ は孤立導体に関する境界値問題の解の単一性から数学的に得ることが可能であること [115, p.398] に注目しよう。

*φ*とエーテル圧力*p*との関係(73)に注意を払い,付加定数までの精度において上記の 関係式のエーテル的表現

$$q_{\sigma} = Cp/k_{\rm m,0}$$

を見出すか,またはΠ=0のときのエーテル状態方程式(15)を考慮に入れて,

$$q_{\sigma} = \mathcal{C}(\rho_* \mathbf{u}_*^2 - \rho \mathbf{u}^2)$$

を見出そう。

これらの表式は、所与のキャパシタンス*C*を持つ物体の電荷は、物体中のエーテル 圧力 $p = k_{m,0}q_{\sigma}/C$ 、または定常エーテル流のエネルギー密度のその特性値からの逸脱 度を特徴付けているということを意味している。

電荷 $q_{\sigma}$ が固定されているとき、キャパシタンスCの減少はエーテル圧力p(電位差)の増大をもたらす。

電気工学では、コンデンサーが幅広く利用されている。[36, p.360]の定義によれば、 コンデンサーとは、絶対値が等しい異符号に荷電した2つの導体の系であって、それ らの導体が、その系によって創出される場が空間の限定された範囲内に局在化される ような形状および相互の位置関係を持っているものをいう。導体自体はコンデンサー の板と呼ばれている。 コンデンサーの板は、普通、面積Sの薄い導体でできている。そのような板の電位φ を記述する際に検討されるのは、公式(71)または(207)から導き出される、板の厚さΔl がゼロに向かっていくときの極限

$$\varphi = \lim_{\Delta l \to 0} \iiint_{V} \frac{\sigma(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\tau' = \lim_{\Delta l \to 0} \iint_{S} \frac{\sigma(\mathbf{r}')\Delta l}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds' = \iint_{S} \frac{\lim_{\Delta l \to 0} (\sigma\Delta l)}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds'$$

および電荷の有限表面密度の条件

$$\sigma_s \equiv \lim_{\Delta l \to 0} (\sigma \Delta l)$$

である。

すると, σ<sub>s</sub>が電荷に比例している, すなわち

 $\sigma_s = k_s q_\sigma$ 

であると仮定すると、薄板の電位およびキャパシタンスに関して次式が得られる:

$$\varphi = q_{\sigma} \iint_{S} \frac{k_{s}(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds', \quad C \equiv \frac{1}{\iint_{S} \frac{k_{s}(\mathbf{r}')}{\varepsilon(\mathbf{r}')|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} ds'}$$

重ね合わせの原理(p.25 参照)によれば、コンデンサーの板の間の電位 $\varphi$ は各板の 孤立電位の和に等しい。電荷 $|q_{\sigma}|$ を持つ板の電位を $\varphi_k$ で表すと、正に荷電した 2 番目 の板を持つコンデンサーの電位に関して次式が得られる:

$$\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$$

単純な形状を持つ荷電体の電位に関する表式は例えば [28, §19] で得られている。 電荷はこれらの表式に因数として含まれていることに注目すると,そのようなコンデ ンサーの電位に関して次式が得られる:

$$\varphi = \frac{q_{\sigma}}{C}.$$
(208)

量Cはコンデンサーのキャパシタンスと呼ばれている。この公式の導出の仕方から, Cはコンデンサーの幾何学的形状および誘電率にのみ依存しているという結論が導き 出される。様々な形状のコンデンサーのキャパシタンスに関する公式は例えば [28, §26] に示されている。

公式(75),(76)を(208)に代入すると、次の表現が得られる:

$$\frac{p_2 - p_1}{k_{\rm m,0}} = \frac{q_\sigma}{C}, \quad (\rho u^2)_1 - (\rho u^2)_2 = \frac{q_\sigma}{C}.$$
(209)

これらの表現は、コンデンサーのキャパシタンスの電荷の比を、コンデンサーの板に よって創出されるエーテルの圧力差または定常エーテル流のエネルギー密度の差と して解釈する、エーテル的解釈を与えることを可能にする。所与のキャパシタンスの とき、より大きい電荷は、エーテル圧力または流れのエネルギー密度のより大きい差 を意味している。

コンデンサー中の電荷はどこに保存されているのか?という疑問が生じてくる。 [274]のビデオでは、コンデンサーの板およびそれらの板の間の誘電体の取り替え に関する実験が紹介されている。それらの実験では、コンデンサー中の電荷が保存さ れているのは、その導電性の板の中ではなく、それらの間に置かれている誘電体の中 であることが示されている。実験データは、コンデンサー中の電荷の担体の電子論を 覆している。なぜなら、電子は誘電体中を運動することができないからである。物理 学は、コンデンサーの充電効果をエレクトレットによって説明しようと試みているが、 ここでもまた、コンデンサー中における電荷の保存メカニズムの明瞭な理解を与えて いない。[274(a)]の著者らは、自分たちの実験結果についての考察において、事実上、 物理学がその理解を与えていないことを裏付けている。

エーテル的理解では、コンデンサーの充電が、板の間に存在する誘電体中のエーテ ル圧力を変化させるのである。

#### 18.6. 形状が不変な回路中の電流の方程式

導線から構成されている閉回路L中における電流の流れのエーテル的解釈について 検討しよう。回路Lの形状は経時的に変化しないとしよう。4 つの直列に接続された線 分 $L_k$ , k = 1, ..., 4から構成されている回路について検討しよう。その 1 番目の線分は インダクタンスL(t), 2 番目の線分は抵抗R(t), 3 番目の線分はキャパシタンスC(t)を 持っており, 4 番目の線分には外部起電力 $\mathcal{E}_{ext}(t)$ が印加されている(図 4 参照)。



図 4. 閉回路のスキーム

回路の形状が不変であること(V = 0)および外力が存在しないこと(F = 0)を考慮に入れて,電磁誘導の基本法則(119)をこの回路に適用しよう:

$$\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = -\mathcal{E}(t), \quad \mathcal{E}(t) = \oint_{L(t)} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}.$$

検討されている回路において, Eの変化は3つの区間上で生じる。それゆえ,回路L に沿った積分は,回路別の3つの積分の和に分解される:

$$\sum_{k=2}^{4} \int_{L_k} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{I}$$

各区間の起電力(または電圧)を

$$\mathcal{E}_k(t) \equiv \int_{L_k} \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l}$$

と表すと, 次式が得られる。

167 18. 電気工学および電気化学におけるエーテル的解釈

$$\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = -\sum_{k=2}^{4} \mathcal{E}_k(t).$$
(210)

公式(117)により、方程式(210)の左辺において次式が得られる:

$$\frac{1}{c}\frac{d\Phi}{dt} = \frac{1}{c^2}\frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt}.$$

抵抗を持つ区間において、導体中における電流 $I_{total}$ ,抵抗Rおよび電圧低下 $\mathcal{E}_2(t) \equiv -U(t)$ を関係付ける公式(206)を利用しよう:

$$I_{\text{total}}(t) = -\frac{\mathcal{E}_2(t)}{R(t)}, \quad \mathcal{E}_2(t) = -I_{\text{total}}(t)R(t).$$

コンデンサーを持つ区間における電圧低下は公式(208)によって決定される:

$$\mathcal{E}_3(t) = -\frac{q_\sigma(t)}{\mathcal{C}(t)}.$$

4番目の区間では、起電力は外部湧き出しによって与えられる:

$$\mathcal{E}_4(t) = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t).$$

*E*<sub>4</sub>(*t*),*k* = 2,3,4に関する公式を等式(210)に代入すると、インダクタンス、抵抗およびキャパシタンスを考慮に入れた、形状が不変な閉回路中の電流に関する既知の方程式(例えば[28, p.273]および[28, p.514]の公式(122.2)参照)が得られる:

$$\frac{1}{c^2} \frac{d\mathcal{L}(t)I_{\text{total}}(t)}{dt} + R(t)I_{\text{total}}(t) + \frac{q_\sigma(t)}{\mathcal{C}(t)} = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t).$$
(211)

方程式(211)を、表式(66)によって定義されている電荷 $q_\sigma$ の観点から書こう。(66)か らコンデンサーの板の体積Vが静止しているときの時間に関する全導関数を取り、次 に、等式(31)を利用しよう:

$$\frac{dq_{\sigma}(t)}{dt} = \iiint_{V} \frac{\partial \sigma(t, \mathbf{r})}{\partial t} d\tau = -\iiint_{V} \nabla \cdot \mathbf{j} \, d\tau = -\iint_{S} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s}.$$

ここでSはコンデンサーの板の体積Vの表面である。

エーテル的解釈では、コンデンサーを通過して流れているのは、エーテル流束である(§18.5 参照)。コンデンサーの板を通過して流れているのは、回路の輪郭に沿って流れている*I*total(*t*)と同じ、全エーテル電流であるとみなすことにしよう:

$$-\iint_{S} \mathbf{j} \cdot d\mathbf{s} = I_{\text{total}}(t).$$

マイナス記号は、電流がコンデンサーの板の中へ流れ込んでいることを意味している。 なぜなら、ベクトルdsはVの外側の法線に沿った方向を向いているからである。

すると,

$$\frac{dq_{\sigma}(t)}{dt} = I_{\text{total}}(t)$$
(212)

および方程式(211)は、電荷に関する方程式に移行する:

$$\frac{1}{c^2}\frac{d}{dt}\left(\mathcal{L}(t)\frac{dq_{\sigma}(t)}{dt}\right) + R(t)\frac{dq_{\sigma}(t)}{dt} + \frac{q_{\sigma}(t)}{C(t)} = \mathcal{E}_{\text{ext}}(t).$$
(213)

この方程式は、形状が不変な振動回路に関する周知の方程式(例えば[28, p.515] の公式(122.5)参照)と一致している。しかし、その解釈は電気工学で受け入れられて いる解釈とは原理的に異なっている。

§8, §184, §18.5 で、公式(211)または(213)の左辺に含まれている全ての量は、エー テル密度ρ,エーテル速度uおよび導体の構成要素の幾何学的形状を通じて表されるこ とが示された。それゆえ、回路中の電流を記述する際には、方程式(211)、(213)には電 荷が含まれているにもかかわらず、荷電粒子に関するいかなる情報も導入する必要は ない。エーテル的解釈では、電荷(66)はエーテル流と結び付いているのであって、そ のとき、電荷の担体、例えば素粒子の存在は必須条件ではない。

公式(211),(213)の取得方法から,振動回路の方程式(閉回路中の電流の方程式)は, エーテルの運動量保存則(ニュートンの第2法則)からの論理的帰結であるという結 論が下される。

電気回路中における諸過程を回路中の様々な要素を通過するエーテル流として理解 することは、不連続性、例えばコンデンサーや電極を持つ回路に沿ったエネルギーの 伝達メカニズムに関する一目瞭然たる理解を与える。その際、回路中における荷電粒 子の運動は排除されないが、それは2次的効果である。

#### 18.7. 渦なし磁場のときの電流のエネルギー密度

**∇**×(|**u**|<sup>2</sup>**B**) = 0という意味で渦が存在しない磁場**B**について検討しよう。この場合には、方程式(34)は**j**<sub>total</sub> = 0または

$$-4\pi\mathbf{j} = \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}$$

に移行する。

この方程式と電場強度ベクトルEとのスカラー積を取ると、次式が得られる:

$$-\mathbf{j} \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{8\pi} \frac{\partial \mathbf{E}^2}{\partial t}$$

この表式は、その左辺に立っているパワー密度(160)と等しい量が、電場強度の 2 乗の変化速度と関係していることを意味している。

初期時点 $t_0$ には電場は存在しないと仮定した上で、この表式を間隔[ $t_0, t$ ]において時間について積分しよう:

$$-\int_{t_0}^t \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dt = \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi}$$

電場のエネルギー密度が見出される:

$$\mathcal{A}_E \equiv -\int_{t_0}^t \mathbf{j} \cdot \mathbf{E} \, dt, \quad \mathcal{A}_E = \frac{\mathbf{E}^2}{8\pi}.$$

単位体積の導体中で電流が創出されるとき, -*A*<sub>E</sub>に等しい外部仕事がなされる。 エーテル的解釈では,物質の性質が速度uにおいて考慮されている。それゆえ, Eは 物質中の電場である。

物質の非存在下において電場 $\mathbf{E}_{vac}$ について検討し、次に物質中におけるその電場を 誘電率 $\varepsilon$ で特徴付ける場合 ( $\mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}_{vac}$ )には、物質中では、次の方程式から出発する必 要がある:

$$-4\pi\mathbf{j}=\frac{\partial\varepsilon\mathbf{E}_{\mathrm{vac}}}{\partial t}.$$

それと同様にして、 $\epsilon$ が時間に依存していない場合には、外部電場 $\mathbf{E}_{vac}$ が物質に印加 されるとき、次式が得られる。

$$\mathcal{A}_E \equiv \frac{\varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}^2}{8\pi}.$$
(214)

この表式は、電気工学において回路の電気エネルギー密度を導入するために用いら れている。

回路中の電流に関するエーテル的理解は、何らかの公準からの帰結[28, p.346]としてではなく、最も一般的な判断から出発して、 ∇×(|**u**|<sup>2</sup>**B**) = 0のときのニュートンの第2法則からの帰結として回路の電気エネルギー密度を得ることを可能にした。

導線から構成されている回路の磁気エネルギーは§18.8 で考察されている。

# 18.8. 磁場中における閉回路中の通電導体の磁気エネルギー. 回路中の磁気エネル ギー密度

電流 $I_1$ が流れている閉回路Lについて検討しよう。この回路は磁場 $B_2$ の中に存在しているとしよう。公式(147)により、回路要素dlには次の力が作用する:

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = I_1 \left( \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) dl.$$

回路要素dlが力 $dF_{V_1}$ の作用下でdrだけ変位したときの仕事は

$$\Delta \mathbb{A}_{12} \equiv d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} \cdot d\mathbf{r} = I_1 \left( \mathbf{i}_L \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) \cdot d\mathbf{r} dl$$

である。

スカラー3重積を変換しよう:

$$(\mathbf{i}_L \times \mathbf{B}_2) \cdot d\mathbf{r} = \mathbf{B}_2 \cdot (d\mathbf{r} \times \mathbf{i}_L).$$

回路要素の変位時に生じた表面の要素をds = dl|dr|で表そう。ベクトルdsの方向を ベクトルdrとベクトル $i_L$ の両方に垂直になるように選ぼう:

$$d\mathbf{s} = d\mathbf{r} \times \mathbf{i}_L dl.$$

すると、次式が得られる:

$$\Delta \mathbb{A}_{12} = I_1 \frac{\mathbf{B}_2}{c} \cdot d\mathbf{s}.$$

回路要素の変位が、回路Lが任意の表面Sに沿って運動しながら1点に集結するよう な仕方で生じるとしよう。その表面Sに沿って積分すると、初期回路L、回路中の電流 L1および任意の表面Sと関係するエネルギーが得られる:

$$\mathbb{A}_{12} = \int_{S} I_1 \frac{\mathbf{B}_2}{c} \cdot d\mathbf{s}.$$

I1が直流電流の場合には、次のようになる:

$$\mathbb{A}_{12} = \frac{I_1}{c} \int_{S} \mathbf{B}_2 \cdot d\mathbf{s}.$$

その構造の点で、表面Sは回路Lによって区切られている。それゆえ、この積分は、 回路L(より正確には、回路Lによって区切られている表面S)を通過する磁束である:

$$\Phi_2 = \int_S \mathbf{B}_2 \cdot d\mathbf{s}$$

すると、次式が得られる:

$$\mathbb{A}_{12} = \frac{l_1}{c} \Phi_2. \tag{215}$$

磁束 $\Phi_2$ は表面Sの選択に依存しない (§8 参照)。それゆえ,エネルギー $A_{12}$ もSに依存しない。このように、 $A_{12}$ は、磁場 $B_2$ 中の電流 $I_1$ を持つ回路Lが持つ、表面Sに依存しない、ある一般的特性なのである。

電気工学では、公式(215)は回路の磁気エネルギーと呼ばれている(例えば[28,§69] 参照)。

今度は、回路Lの要素dlのエネルギー密度A<sub>12</sub>を計算しよう。

横断面Δsを持つ閉回路Lの要素dlについて検討しよう。公式(145)の主要項により, この回路には次の力が作用する。

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} = \Delta s \mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} dl.$$

この力 $dF_{V_1}$ の作用下で、回路要素dlがdrだけ変位するとしよう。このとき、次の仕事がなされる:

$$\Delta \mathbb{A}_{12} \equiv d\mathbf{F}_{\mathbf{V}_1} \cdot d\mathbf{r} = \Delta s \left( \mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c} \right) \cdot dl d\mathbf{r}.$$

通電回路中の磁気エネルギー密度の増分を次の公式によって定義しよう:

$$d\mathcal{A}_{12} \equiv \frac{d\Delta \mathbb{A}_{12}}{\Delta s dl} = \left(\mathbf{j}_{1,\text{total}} \times \frac{\mathbf{B}_2}{c}\right) \cdot d\mathbf{r}.$$

 $dA_{1,2}$ を導入することの利点は、この量が回路の断面積 $\Delta s$ および要素の長さdlに依存していないことにある。

(34)より, |**u**|≈cのとき,

$$\mathbf{j}_{1,\text{total}} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B}_1 \tag{216}$$

である。

それゆえ,次式が得られる:

$$d\mathcal{A}_{12} = \frac{1}{4\pi} \big( (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_2 \big) \cdot d\mathbf{r}$$

回路自体によって創出される磁場 $\mathbf{B}_2 = \mu \mathbf{B}_1$ (ここで $\mu$ は, その中に導体が存在してい

171 18. 電気工学および電気化学におけるエーテル的解釈

る媒質の相対透磁率)中における回路のエネルギー密度を計算しよう:

$$d\mathcal{A}_{11} = \frac{\mu}{4\pi} \big( (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 \big) \cdot d\mathbf{r}$$

公式(216)より, 導体の小要素の場の方向 $\mathbf{i}_z \equiv \mathbf{B}_1/|\mathbf{B}_1|$ は, 導体中を進行する電流の方向 $\mathbf{i}_y \equiv \mathbf{j}_{1,total}/|\mathbf{j}_{1,total}|$ に対して垂直であることが導き出される。

単位基底ベクトル $\mathbf{i}_x = \mathbf{i}_y \times \mathbf{i}_z$ ,  $\mathbf{i}_y$ ,  $\mathbf{i}_z$ を持つ右手系直交デカルト座標系(図5参照) について検討しよう。



図 5. 導体の要素の変位。初期位置は破線で表されている。

この系では次のようになる:

$$(\mathbf{\nabla} \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 = \left(\frac{\partial B_1}{\partial y}\mathbf{i}_x - \frac{\partial B_1}{\partial x}\mathbf{i}_y\right) \times B_1\mathbf{i}_z.$$

導体に沿った定磁場 $B_1 = B_1(t, x, z)$ の場合には、次のようになる:

$$(\mathbf{\nabla} \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 = -B_1 \frac{\partial B_1}{\partial x} (\mathbf{i}_y \times \mathbf{i}_z) = -\frac{1}{2} \frac{\partial B_1^2}{\partial x} \mathbf{i}_x.$$

すると、次式が得られる:

$$d\mathcal{A}_{11} = -\frac{\mu}{8\pi} \frac{\partial B_1^2(t, x, z)}{\partial x} \mathbf{i}_x \cdot d\mathbf{r}.$$

この座標系では、任意の変位 $d\mathbf{r}$ は $d\mathbf{r} = -dx\mathbf{i}_x + dy\mathbf{i}_y + dz\mathbf{i}_z$ の形で表現することがで きる。マイナスは、xが正のとき、変位がx軸と逆方向に生じることを意味している(図 5)。

これより,次式が得られる:

$$d\mathcal{A}_{11} = \frac{\mu}{8\pi} \frac{\partial B_1^2(t, x, z)}{\partial x} dx.$$

エネルギー密度に寄与しているのは、回路の区間要素のx軸方向の変位、すなわち電流 密度と磁場の両方に対して垂直方向の変位のみであることが分かる。

線分[x',x'']上で変位について積分しよう。回路要素が点x'から点x''まで変位したと きの回路中の磁気エネルギー密度の増分が得られる:

$$\mathcal{A}_{11}(t,x^{\prime\prime},z) - \mathcal{A}_{11}(t,x^{\prime},z) = \frac{\mu}{8\pi} \Big( B_1^2(t,x^{\prime\prime},z) - B_1^2(t,x^{\prime},z) \Big).$$

点x'において、導体要素が変位するより前に磁場 $B_1$ およびエネルギー密度 $A_{11}$ が存在していなかった場合には、次式が得られる:

$$\mathcal{A}_{11}(t, x'', z) = \frac{\mu}{8\pi} B_1^2(t, x'', z)$$
(217)

ここでの $A_{11}(t,x'',z)$ は、電流の瞬時の投入に伴って導体要素が瞬時に移動した結果生じるエネルギーの密度である。そのようなエネルギー密度 $A_{11}(t,x'',z)$ は、回路要素の変位がいかなる点x'から生じるかには依存していないことが判明し、したがってそれは、回路要素のある種の一般的特性であることに注目しよう。

既に再三指摘したように,ある量の瞬時の発現について検討することは,連続体力 学にとって普通の方法となっている(例えば [17, §3.3, §3.7, §4.1; 16, p.636]。そのよ うなアプローチは,媒質の先行状態を考慮する必要性を減らしてくれる。

回路中の電流のエーテル的解釈は、回路の磁気エネルギーおよび回路中の磁気エネ ルギー密度を、何らかの公準からの帰結 [28, p.346]、あるいは実験結果の一般化とし てではなく、ニュートンの第2法則からの帰結として導入し、それにより、これらの 量の力学的内容が連続媒質中における渦の創出と移動に関する仕事あるいは仕事密 度であることを立証することを可能にした。

エーテル的理解では、回路の磁気エネルギーはエーテルの渦あり運動と関係しており、回路の電気エネルギーはエーテルの渦なし運動と関係している(§18.7 参照)。

ー般的な場合には、エーテルのエネルギー密度は公式(93)によって表現される。 §18.7 および§18.8 で得られたエネルギーおよびエネルギー密度に関する公式は、具体的な技術的装置、すなわち通電導線のエネルギー論を記述している。

# 18.9. 通電回路の全電磁気パワー. ウモフーポインティング・ベクトル

物理学では、電磁場エネルギーの増分は、電場(214)、磁場(217)および回路中で放 出されるj・E dt (159)の作用下で回路中でなされる仕事の密度の増分の和の形で、公準 として設定されている [28, 公式(84.1)]。

回路中で創出されるパワーに関しては、物理学によって次の公準が採用されている [28, 公式(84.2)]:

$$\widetilde{w} = \frac{1}{4\pi} \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{1}{4\pi} \mu \mathbf{B} \cdot \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \mathbf{j} \cdot \mathbf{E}.$$
(218)

ここでEおよびBは物質の非存在下における場である。

ところがそのとき, [28, p.346] には, そのようなアプローチの首尾一貫性の欠如が あからさまな形で認められる。すなわち, (218)の2番目の構成成分を導出する際, 静 電気学が用いられ, 変位電流が捨てられているのである。しかし, それにもかかわら ず, それでもやはり公式(218)は変動する電磁場の場合でも妥当し続けるのだとみな されている。

エーテル理論では、エーテル流のパワー密度に関する一般的表現は、ニュートンの 第2法則から導き出される公式(16)によって与えられている。それゆえ、場および電 流という用語での回路のパワー密度に関する最も一般的な表式は、(16)をベクトル E,B,jを含む形に変換することによって見出される。そのような表式は§5.1 で既に得られた(公式(95)参照)。(95)において,電気回路の導線中におけるエーテル流の特殊性を考慮に入れて,それを物理学で公理として採用されている公式(218)と比較しよう。

回路中の電流密度jに関するエーテル的表現(143)を(95)に代入しよう:

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left(2\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}}\right) - \frac{\mathbf{j}^2}{k_{\mathrm{m},0}^2} \left(3(\mathbf{j} \cdot \nabla \rho) + k_{\mathrm{m},0}\frac{\partial \rho}{\partial t}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial t}.$$
 (219)

エーテル密度の勾配およびエーテル密度の経時的変化が小さい場合には、次のよう になる:

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left(2\mathbf{E} + \frac{\mathbf{F} + \nabla \Pi}{k_{\mathrm{m},0}}\right) - \frac{\partial \Pi}{\partial t}.$$
 (220)

物質の誘電率,透磁率その他の性質は,速度uにおいて考慮されている。ところが, 物質の非存在下で場 $\mathbf{E}_{vac}$ および $\mathbf{B}_{vac}$ を導入し,これらと物質中の場との関係を $\mathbf{E} = \varepsilon \mathbf{E}_{vac}$ および  $\mathbf{B} = \mu \mathbf{B}_{vac}$ と定義すると,(29)を考慮することにより,量 $\varepsilon$ および $\mu$ が公式(220)の中に明示的な形で出現する。

$$w = 2\mathbf{j} \cdot \left( 2\varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}} + \frac{\mathbf{F} + \nabla \Pi}{k_{\text{m},0}} \right) - \frac{\partial \Pi}{\partial t},$$
  
$$\mathbf{j} = \frac{1}{4\pi} \left( \nabla \times \left( \frac{|\mathbf{u}|^2}{c} \mu \mathbf{B}_{\text{vac}} \right) - \frac{\partial \varepsilon \mathbf{E}_{\text{vac}}}{\partial t} \right).$$
 (221)

一般的な場合には、公式(218)は公式(219)-(221)と異なっていることが分かる。*w*とwとの一致は、外力の密度Fまたは外部湧き出しのエネルギー密度Πを特別に選択することによってのみ達成することができる。

エーテル的観点から見ると, wとwとの不一致の原因は, 公準(218)が, E, B, jの相互 関係を単独の過程の特性, すなわちエーテルの運動の特性として考慮していないこと にある。

エーテル中におけるエネルギー密度の運動方向はベクトルポテンシャルによって 記述される(§2.3)。物理学では、電磁エネルギーの運動は電磁エネルギー流束密度の ベクトルS = E×Bによって特徴付けられており、このベクトルはウモフーポインティ ング・ベクトルと呼ばれている[32, p.397; 28, p.348]。Sの解釈は、公理(218)におい てマクスウェル方程式の適用によって得られた公式と、連続体力学の連続方程式[28, p.347]との外見上の一致に基づいて与えられている。自然のエーテル的解釈では、公 式(218)は一般的な公式ではない。それゆえ、ベクトルSは一般的な法則性の本質を解 明していない。例えば、Sを用いた電磁エネルギーの解釈は、電磁エネルギーは周囲空 間から導線の側面を通過して導線中に流入するという結論をもたらす[32, p.398]。そ こでは、導線表面近傍における電磁エネルギーの発生原因およびその表面に沿った電 磁エネルギーの伝播メカニズムに関する問題は、答えを与えられないまま残されてい る。

#### 18.10. 真空中における電流によるワイヤーの爆発. 爆発的電子放出

現代物理学には、ワイヤーの爆発および電子放出に関する信頼性のあるモデルの構築の途上における、大きな困難が存在している。そのような状況は、普通、現代物理

学が注意を払っていないエーテル的効果を考慮する必要があることを示している。

電流に関する既存の理解によれば、導線中の電流は公式(204)によって記述される。 しかし、この公式は導体中における過程のメカニズムを理解することを可能にしない。 このことは、ワイヤーの爆発の場合にとりわけ明確な形で現れている。

例えば、実験 [95] では、回路中の電流が10 [kA]、電圧がU = 20 [kV]のとき、長さ 10-11 [mm]、直径0.25 [mm]の銅ワイヤーの爆発が550-555 [ns]の時間の間に生じ た。公式(204)および銅中の電子濃度の値 $2.8 \cdot 10^{28}$  [1/m<sup>3</sup>]を用いると、電子の有向運動 速度に関して $w = 4.5 \cdot 10^4$  [mm/s]が得られる。すなわち、電荷の担体は、導線中にお いて0.025 [mm]の距離しか進むことができなかったはずである。これは導線の長さよ り著しく小さい。

物理学においてそうみなされているように、電流の全エネルギーが荷電粒子によっ て運ばれたのだとすると、ワイヤーは0.025 [mm]の長さ上で爆発しなければならなか ったはずである。ところが、ワイヤーは550 – 555 [ns]の時間の間に全長上で爆発して いることを観測結果は示した。このことは、それらの実験で印加されたエネルギーは、 荷電粒子によってではなく、主としてエーテル流束によって運ばれていることを意味 している。

真空中におけるワイヤーの爆発実験における測定結果 [95] に基づき,ワイヤーの 内部におけるエーテルの速度および圧力を推定することができる。これらの量の数値 は,重要な結論を下すことを可能にする。

(94)の表現によれば、ワイヤー中における電磁場の創出は、その中におけるエーテルの速度ならびに圧力勾配および密度勾配の創出を意味している。

ワイヤー中で創出されたエーテルのエネルギー密度 $\rho_{m,*}u_*^2$  (12) (ここでアステリス クで表されているのは量の特性値)の事実上全部が、金属中における結合の切断、す なわち昇華または原子化のために消費され、そのとき、固相は液体状態を経ることな く、ただちに気相に移行するとみなそう。銅の昇華エネルギーは $Q_{Cu} \approx 5.6 \cdot 10^6$  [J/kg] [120, p. 304] である。伝達されたエーテルのエネルギー密度と爆発のために消費さ れたエネルギー密度との等式

# $\rho_{\mathrm{m},*}u_*^2 = \rho_{\mathrm{Cu}}Q_{\mathrm{Cu}}$

より,エーテル密度を $\rho_{\rm m} \approx \rho_{\rm m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6} [\text{kg/m}^3]$  (246)と取ると,密度 $\rho_{\rm Cu} \approx 8.32 \cdot 10^3 [\text{kg/m}^3]$  [120, p.304] の銅ワイヤー中におけるエーテルの特性速度は,光速度のオーダー,すなわち $u_* \approx 1.5 \cdot 10^8 [\text{m/s}]$ であることが判明する。このような結果は,導線中における電流の高い伝播速度を示している既知の実験的事実と一致している。

エーテル状態方程式(15)によれば、特性エネルギー密度 $\rho_{m,*}u_*^2$ は、 $\Pi = 0$ で、かつ特性状態からの逸脱が存在しない(|u| = 0)場合には、エーテルの圧力pに等しい。すると、 $p_{Cu} \equiv \rho_{m,*}u_*^2 = \rho_{Cu}Q_{Cu} \approx 4.7 \cdot 10^{10}$  [Pa]が、ワイヤー中で創出されたエーテルの圧力となる。しかも、この圧力は、過程がそこから爆発的性格を持ち始める閾値に近い。昇華圧 $p_{Cu}$ は、ワイヤーの爆発に必要なエネルギー密度の下側推定値を与える。この推定値が下側である理由は、その爆発には、さらに、速度を銅の構造要素に伝達するためのエネルギーが必要とされるからである。

 $p_{Cu}$ の値は、値のオーダーという点で、非擾乱エーテルの圧力 $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$  [Pa] (248)に近い。すなわち、ワイヤーの破壊は、ワイヤー中のエーテル圧力がワイヤー外

部のエーテル圧力に接近したときに生じる。

材料中で発生するエーテル圧力は、別の方法によっても推定することができる。 §18.2 の結果は、小さい時間間隔tにおける電流のエネルギー密度に関する次の公式を 与える:[次式のp<sub>ex</sub>の ex t explosion]

$$p_{\rm ex} = jEt = \frac{I}{S}\frac{U}{l}t.$$

エーテル的解釈では、ワイヤー中の電流のエネルギー密度とはエーテルの特性エネ ルギー密度 $\rho_{m,*}u_*^2$  (12)であり、これは $\Pi = 0$ ,  $|\mathbf{u}| = 0$ のとき、エーテルの圧力p(15)と 等しい。すると、爆発が典型的なパラメーター( $I = 10 \cdot 10^3$  [A],  $U = 20 \cdot 10^3$  [V],  $S = \pi d^2/4$ ,  $d = 0.25 \cdot 10^{-3}$  [m],  $l = 11 \cdot 10^{-3}$  [m],  $t = 550 \cdot 10^{-9}$  [s])を持っている場合に は、エーテル圧力 $p_{ex} \approx 2 \cdot 10^{11}$  [Pa]が得られる。この $p_{ex}$ の値は、値のオーダーという 点で、非擾乱エーテルの圧力 $p_0$  (248)に近い。典型的な実験において $p_{ex}$ の値が $p_0$ を上 回っている理由は、材料要素に速度を伝達するためには、 $p_{Cu}$ に対する追加的エネルギ ーが必要とされるということによって説明される。

ワイヤーの爆発は、しばしば、ワイヤーに対して垂直な層の形で生じ、それらの層 の中ではワイヤーの材料が凝縮してクレープのような形状になっていることが鮮明 に表れている(サイト[248]に掲載されている V.M.ロマノワ [V.M.Romanova は論文[95]の 筆頭著者]の2016年3月2日付報告書参照)。しかも、それらの層は、ワイヤー中に電 流がもう存在しなくなったときに発生している。このことは、爆発直前にワイヤー中 でエーテルの定常波が形成され、材料の最も強い飛散が定常波の腹の領域中で生じて いることを意味している可能性がある。定常波は縦波である公算が大きい。なぜなら、 そのクレープは軸対称に近い形状を持っており、しかも層は膨張することができるの に、しかし実際には導体に沿って運動していないからである。電気装置におけるエー テル定常波の役割については§24.4の末尾でも考察されている。

今度は、電子放出に関する研究において得られた実験データ [122] を分析しよう。 そのような放出は、持続時間10<sup>-7</sup> [s]未満の高電圧パルスをタングステンエミッターに 供給する方法で創出される。そのとき、約10<sup>8</sup> [A/cm<sup>2</sup>]の電流密度が得られる。様々な 半径の頂上を持つエミッターを使用し、電圧のパルス振幅を変化させることにより、 爆発直前の(臨界)電流密度と尖端爆発の遅延時間 $t_{ex}$ との間の関係を見出すことに成 功した [122]。電場強度Eが7・10<sup>7</sup>から1.3・10<sup>8</sup> [V/cm]まで増大したとき、臨界電流密 度jは4.5・10<sup>7</sup>から2.2・10<sup>9</sup> [A/cm<sup>2</sup>]まで増大した。尖端爆発までの遅延時間 $t_{ex}$ について は、測定ではなく、推定が行われた。推定は $t_{ex}$ の~10<sup>-9</sup>から~10<sup>-11</sup> [s]への減少を示し た。

エミッターの爆発直前に創出される電流エネルギー密度の計算は次の公式に従っ て行うことができる(§18.2 参照):

# $p_{\rm ex} = jEt_{\rm ex}$ .

これより,爆発直前における電流エネルギー密度*p*exは~3·10<sup>12</sup> [Pa]であったという結 果が得られる。

電流エネルギー密度の発生とは、エーテルのエネルギー密度 $\rho_{m,*}u_*^2$  (12)の創出である、すなわち、(15)によるエーテル圧力 $p = \rho_{m,*}u_*^2$ の創出でもあるというエーテル的解釈を再び利用しよう。エミッターの爆発は、ワイヤーの爆発の場合と同様に、エミッ

ター中の圧力p<sub>ex</sub>が非擾乱エーテルの圧力p<sub>0</sub>を上回ったときに生じるという結果が得られる。余剰圧力の必要性は荷電粒子の速度と関係しており、また、材料および尖端の形状によって決定される表面効果のエネルギーの克服とも関係しているかもしれない。

このように、検討されている実験における材料の爆発は、材料中のエーテル圧力が 外部エーテル圧力p<sub>0</sub> (248)に接近したとき、あるいはp<sub>0</sub>を上回ったときに生じる。こ の結果およびカシミール効果(§21.13)は、外部と内部のエーテル圧力の差こそが物 質の相の状態(固相、液相、気相)を決定していると結論することを可能にする。各 種の材料の固相および液相の内部におけるエーテル圧力の推定値は§21.12 で与えら れている。

上記において行われた検討および得られた推定値は、爆発直前における試料の特性 状態の分析に基づいている。ワイヤーおよびエミッターの爆発時に生じる諸過程の詳 しい理論的解明を行うためには、いくつかの初期条件および境界条件下でのエーテル 方程式(4)-(6)の解が必要とされる。

物質の固相をエーテルによる物質の圧縮状態とみなすエーテル的解釈を,実験から 導き出すのではなく,公準として採用した場合には,爆発直前におけるワイヤーおよ びエミッター内部の圧力値のオーダーが,§21.1 においてそれとはまったく別の考察 に基づいて得られた非擾乱エーテル圧力の推定値(248)に近いということを,近似的 推定値(248)の正しさの裏付けとみなすことができる。

# 18.11. ジュコーフスキーの起電力. 単極発電機

回路の 1 区間L(それは必ずしも直線区間とは限らない)におけるジュコーフスキ ー力(130)の作用下での起電力の出現について考察しよう。磁場が経時的に変化せず, 公式(130)の第3項が第2項より小さく,外部電場または外力が存在しない,または 起電力の出現をもたらさない場合について検討しよう。

速度Vが磁場Bを持つエーテル領域dτに伝達されると、一般化ジュコーフスキー力 dFv (131)が発生する。この力は、単位法線nを持ち、曲線Lに沿った方向を向いている 断面dS上において圧力(エネルギー密度)

$$dp_{\mathbf{V}} \equiv \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{dS} \cdot \mathbf{n} = \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{dSdl} \cdot \mathbf{n}dl = \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} \cdot d\mathbf{l}.$$

を創出する。

公式(131)の第3項が第2項より小さく,非ポテンシャル力が存在しない(F=0) 場合には,次のようになる:

$$dp_{\mathbf{V}} = k_{\mathrm{m},0} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$
 (222)

公式(222)は、 $\mathbf{E} = 0$ ,  $\nabla \rho = 0$ ,  $\nabla \Pi = 0$ のときの(94)とは、形式の点でも意味の点でも 異なっていることを強調しよう。(222)には係数1/2は存在せず、その磁場Bは、(20)に より、一般的に言えば、Vとは異なる速度によって決定されているのに対し、(94)の 磁場Bは、ベクトル積に含まれているのと同じ速度uを通じて表現されている。意味の 点では、 $dp_V$ は、外部速度Vが速度uのエーテル流に瞬時に伝達されたときに発生する 一般化ジュコーフスキー力の圧力である。それに対し、(94)で表現されている圧力の 増分は、速度uのエーテル流の圧力の増分である。

圧力差と電位差(75)(§18.1 も参照)との間の関係を考慮すると,起電力の増分に関して次式が得られる:[次式の*E*<sub>zh</sub>の Zh は Zhukovsky]

$$d\mathcal{E}_{\rm Zh} = \frac{dp_{\rm V}}{k_{\rm m,0}} = \left(\frac{\rm V}{c} \times \rm B\right) \cdot d\rm I.$$
(223)

すると、回路の曲線区間Lの全体においては次の起電力が発生する:

$$\mathcal{E}_{\rm Zh} = \int_{L} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$
 (224)

このように、曲線Lの各点で速度Vがエーテルに伝達されたときの曲線の両端における電位差の出現は、一般化ジュコーフスキー力(130)によって創出されたエーテルの 圧力差に起因している。このような起電力をジュコーフスキーの起電力と呼ぼう。

回路Lの両端における圧力差(あるいは電位差)の,エーテルの圧力と速度を関係付ける公式(15)による計算は,エーテル速度を計算する必要性によって困難になっていることに注目しよう。この意味において,実践においては公式(224)の方がより都合が良い。なぜなら,電気装置のシステムでは,エーテル速度が含まれている磁場Bが与えられているか,または直接測定することが可能であるからである。

ジュコーフスキーの起電力*E*<sub>Zh</sub>に関する公式(224)は、その外観の点で、電場および 外力の非存在下における誘導起電力に関する公式(119)

$$\mathcal{E}(t) = \oint_{L(t)} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l}$$

と似ていることが分かった。このことは、電磁誘導の法則(119)における「磁気」項に 対し、一般化ジュコーフスキー力の作用の結果という物理的解釈を与えることを可能 にしている。

ただし、公式(224)と(119)の適用可能性に対する物理的条件は、一般的に言えば、 相異なっている。公式(119)の導出の際には、回路は閉じていることが仮定されていた。 磁束は他ならぬ閉回路を通じて検討されていた。公式(224)では、曲線Lは必ずしも閉 じておらず、しかも磁束は検討すらされていない。

適用可能性の条件の違いは、一般的に言えば、誘導起電力*E*(119)とジュコーフスキーの起電力*E*<sub>zb</sub>(224)との違いをももたらす。その例を挙げよう。

ある1平面内にその全体が完全に横たわっている静止閉回路の1区間L上において, 速度Vが創出されるとしよう。磁場ベクトルBは、その平面の方向を向いているとしよ う。そのような系においては、公式(119)に現れる誘導起電力 $\mathcal{E}$ は誘起されない。なぜ なら、ベクトルBとn(ここでnは平面への法線)は垂直なので、磁束はゼロであるか らである。それにもかかわらず、(224)により、区間Lでは一般化ジュコーフスキー力 の作用の結果、起電力 $\mathcal{E}_{\text{Zh}}$ が発生する。

ジュコーフスキーの起電力*E*<sub>2h</sub>は、例えば単極発電機(ファラデーの円板とも呼ばれている装置)[93,123-125]において観測される。このような装置の原理的スキームは 1831 年にファラデーによって提唱された。現在、単極発電機は、低電圧で大電流を創出するため、例えば冶金工業や、熱核融合反応の制御下での進行を実現する装置であるトカマクで使用されている。

しかし、ジュコーフスキーの起電力*E*<sub>Zb</sub>は磁場中で回転する円板中における一般化

ジュコーフスキー力の出現の結果であるという,ここに提示されているエーテル的解 釈以前には,単極発電機における電位差の発生に対する説得力のある説明は存在して いなかった。

例えば文献 [123, p.417] および [93, p.117] では、単極発電機の起電力は、円板の 新たな要素が絶えず回路中に導入されること、すなわち、円板がある回路から別の回 路に切り替わることと関連付けられている。[124, p.545-549] では、円板の外縁の一 部を含んでいる何らかの新たな閉回路を通過する磁束について検討することにより、 単極発電機に関する電磁誘導の法則を、回路の開閉という点について精緻化する必要 があると語られている。そこでは、「磁石の運動時に発生する電場の主要部分は、純粋 に相対論的な起源を持っている」[124, p.548] と主張されている。そのような説明は、 磁石と一緒に回転する回路に関する実験(p.271 参照) と矛盾している。

それだけでなく、そのような説明の重大な欠陥は、観測されている連続的過程があ れこれの不連続(離散的)モデルにすり替えられていること、また、導入された離散 的モデルから初期連続モデルへの極限移行の結果の分析が行われていないことであ る。

周知の百科事典的インターネットリソース [276] の記事 «Homopolar generator»では、文献 [126, p.210] を引用して、単極発電機の動作を電磁誘導の法則の「現代的解釈」によって説明することが提唱されている。その解釈では、磁束の全導関数が検討され、全導関数を展開すると追加項が出現するとされている。しかし、面積分の導関数のそのような解釈は数学的に間違っている。数学では、関数の面積分は、空間座標に依存しない量として導入されている。それゆえ、面積分の時間に関する全導関数は偏導関数と一致しており、いかなる追加項も与えない。

単極発電機の典型的なスキームを図 6 に示す。単極発電機の本質的な部分は半径R の円板であり、円板はその軸に沿った方向の角速度ωで回転する。定磁場Bは、磁石ま たは電流により、円板の軸に対して平行方向にも創出される。



図 6. 単極発電機のスキーム

このような系における磁場Bは、閉回路が横たわっている平面への法線に対して垂 直であり、それゆえ、その回路を取り囲んでいる表面を通過する磁束を創出しない。 その結果、誘導起電力E (119)はゼロとなる。ところが、測定結果は、回転軸と円板の 縁を接続している区間の両端において起電力が発生していることを示している。その 大きさは回転の角速度|ω|および磁場|B|に比例している。

簡単のため、検討の範囲を、磁場 $\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u})$ (公式(20))に対応する、速度 $\mathbf{u}$ を持 つエーテル渦流が、円板の速度 $\mathbf{V}$ での回転に起因するエーテル流と微弱にしか結び付 いていない場合に限定することにしよう。すなわち、 $V \ge B \ge 0$ 逐次的な相互作用については考察しないことにしよう。そのような状況は、例えば $V \perp u$ または $|V| \ll |u|$ のときに生じる。

円板の回転によって引き起こされたエーテルの運動速度**V**は,円板の半径に対して 垂直の方向を持ち,次の形で表現することができると仮定しよう:

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r R \left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha}.$$
 (225)

ここで $i_r$ はその軸が回転軸と一致している円筒座標系の基底の動径方向の単位ベクト ルである。 $\alpha \neq -1$ のとき,速度Vを持つエーテル流は渦流である。なぜなら,この場 合には $\nabla \times V \neq 0$ であるからである。

 $(\boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r) \times \mathbf{B} = (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega})\mathbf{i}_r - (\mathbf{B} \cdot \mathbf{i}_r)\boldsymbol{\omega} = (\mathbf{B} \cdot \boldsymbol{\omega})\mathbf{i}_r$ を考慮すると、区間 $L = [r_0, R]$ 上におけるジュコーフスキーの起電力 $\mathcal{E}_{zh}$  (224)に関して、次式が得られる:

$$\mathcal{E}_{\text{Zh}} = \int_{L} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B} \right) \cdot d\mathbf{l} = \frac{R}{c} \int_{r_{0}}^{R} \left( \frac{r}{R} \right)^{\alpha} \left( (\mathbf{\omega} \times \mathbf{i}_{r}) \times \mathbf{B} \right) \cdot \mathbf{i}_{r} dr =$$

$$\frac{R}{c} \int_{r_{0}}^{R} \left( \frac{r}{R} \right)^{\alpha} (\mathbf{B} \cdot \mathbf{\omega}) \mathbf{i}_{r} \cdot \mathbf{i}_{r} dr = \pm \frac{|\mathbf{\omega}||\mathbf{B}|}{c} \begin{cases} \frac{R^{\alpha+1} - r_{0}^{\alpha+1}}{(\alpha+1)R^{\alpha-1}}, & \alpha \neq -1 \\ R \ln \frac{R}{r_{0}}, & \alpha = -1. \end{cases}$$
(226)

ここで $r_0$ は内部受電器が存在している位置の半径;  $|\mathbf{B}|/c = |\nabla \times (\rho \mathbf{u})|$ ; 符号«+»はベクトルBおよび $\omega$ のある方向に対応しており, «-»はそれと反対の方向に対応している。  $\alpha$ が負の場合には, パラメーター $r_0$ が重要な役割を演じ始める。

 $r_0 = 0$ で $\alpha \neq -1$ の場合には、 $\mathcal{E}_{Zh}$ に関する公式は単純になる:

$$\mathcal{E}_{\mathrm{Zh}} = \pm \frac{|\boldsymbol{\omega}||\mathbf{B}|}{c} \frac{R^2}{\alpha+1}.$$

α = 1の場合には、この表式は [124, p.548] および [93, p.117] の公式と一致する。
 このように、エーテル的解釈は、起電力が回転の角速度|ω|および磁場の大きさ|B| =
 c|∇×(ρu)|に比例している理由の単純な説明を与える。起電力に関するこの公式には、
 エーテル流の動径速度Vの分布に関するパラメーターαも含まれている。このパラメーターは円板の材料に依存している。

インターネットリソース [275] の記事「Униполярный генератор (単極発電機)」 [127] では、様々な構造の単極発電機を用いた実験の結果が表の形で短くまとめら れている。エーテルが流れる結果としての起電力の出現は、離散的モデルや相対性理 論を導入することなく、発電機の諸部分が運動している場合および静止している場合 における、全ての実験結果を説明している。それらの実験には、物理学で受け入れら れているパラダイムの枠内で解釈しようと試みたとき、最大の困難を引き起こす実験 も含まれている。すなわち、円板と、それと一緒に固定された磁石が同時に回転する とき、静止回路中に電流が発生するという実験である。そのような実験では、磁石と 円板が互いに対して静止し続けており、それを用いて起電力が記録されている閉回路 を通過する磁束は存在しないにもかかわらず、静止状態では起電力は存在せず、回転 状態では存在する。その電流は、電子の慣性(遠心効果)によって説明することがで きない。なぜなら、回転方向の反対方向への変化が電流の符号を変えているからであ る。その電流は、ローレンツ力の磁気成分が電子に及ぼす作用によっても説明することができない。なぜなら、電子は、磁場に対して横方向においては、ラーモア円に沿って回転しながら、「閉じ込め」られなければならないはずであるからである(磁気トラップ)。エーテル理論の観点から見ると、(224)によれば、起電力の発生にとって重要なのは、単極発電機中において速度Vのエーテルの運動が存在し、かつベクトルVと Bが平行ではないということのみである。

エーテルは現代物理学から完全に排除されている。それゆえ、単極発電機の動作原 理の明確な説明が現代物理学に存在しないということは、この装置においては、他な らぬエーテル効果が主要な役割を演じていることを物語っている。このような状況が、 筆者らおよびその同僚たちに、単極発電機を設計・製作し、それを用いて一連の実験 を行うよう促した。測定結果は単極発電機の動作のエーテルメカニズムを裏付けた。 得られたデータは、単極発電機中における電流の流れは電子の運動によっては説明す ることができないことを示している(§23.3 参照)。

実験結果の分析を行う際, (222)において(131)の $dF_V/d\tau$ に関する完全な表現を利用 すれば、単極発電機が、一般化ジュコーフスキー力 $F_V$ における第 3 項の「エーテル」 項が持っている役割を評価することを可能にする可能性がある。

単極発電機中における諸過程の分析は、地磁気の出現の原因を理解する助けとなる (§15.2, §22.2, §25 も参照)。地球が磁場中で回転していることを考慮すると、共通の 軸に刺された複数の円筒形の層の形で地球をイメージすることにより、各層の表面上 における起電力の発生が得られる。

この結論は、地球の荷電と関係している電気的過程は、普通予想されているように 雷の活動に起因している(例えば [28, p.83] 参照)のではなく、さらなる研究を必要 とする、より深遠な本性を持っているということを意味している(p.397 も参照)。エ ーテルの数理理論は、そのような研究を行うための強力なツールを提供している。

## 18.12. ホール効果. ホール定数

ホール効果とは、電流が流れている金属または半導体を電流の方向に対して垂直な 磁場の中に入れたとき、金属または半導体中において横電場および電位差が発生する 現象である [36, p.462; 28, §98; 152, chap.7]。

現在一般に受け入れられている物理学では、ホール効果は自由電子の運動によって 説明されている。しかし、これは矛盾をもたらす(例えば[28, p.418]参照)。すなわ ち、ある金属中では正電荷が電流の担体として現れるのに対し、別の金属中では負電 荷が電流の担体として現れなければならないのである。この矛盾やその他の矛盾の解 決は量子論に委ねられている[28, p.418]。

エーテル的解釈では、電流はエーテル流であり、電流中において生じ得る荷電粒子の運動は2次的な随伴効果である。電流をそのように理解すれば、ホール効果の説明において矛盾は生じず、多数の公準や原理を利用している解釈困難な量子力学モデルを導入する必要もない。

[28, §98] との類推により、細い導電性テープについて検討しよう。一定値|B| = constの磁場Bをテープの平面に対して垂直に印加する(ただし、必ずしも定方向でなくてもよい)。この磁場に対しては、エーテルのある密度pおよび速度u (20)が対応している。エーテル流束は、テープ中に入る際、テープ材料の構造要素との相互作用お
よび構造要素によって創出されるエーテル流によって著しく変化する可能性がある。 外部から印加された磁場Bによって誘起されたエーテルの密度および速度を*p*および**ũ** と表そう。

密度j, |j| = constの電流をテープ中に創出しよう。一般的に言えば, j の方向は変化 してもよい。(143)によれば, 電流の存在は渦速度Vを持つエーテル流を意味している:

$$\mathbf{j} = k_{\mathrm{m},0} \mathbf{V}.$$

体積要素dr中における**ũ**への速度Vの瞬時の重なり合いは,一般化ジュコーフスキー カ(131)の発生をもたらす。外部非ポテンシャル力が存在せず,速度**ũ**がVより卓越し ている場合には,公式(131)は次の形を取る:

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \mathbf{V} \times \big( \mathbf{\nabla} \times (\tilde{\rho}_{\mathrm{m}} \tilde{\mathbf{u}}) \big) d\tau.$$

力dFvは、長さ要素dlの方向に次の圧力(222)を創出する:

$$dp_{\mathbf{V}} = \left(\mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left(\tilde{\rho}_{\mathrm{m}} \widetilde{\mathbf{u}}\right)\right)\right) \cdot d\mathbf{l} = \left(\mathbf{j} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left(\tilde{\rho} \widetilde{\mathbf{u}}\right)\right)\right) \cdot d\mathbf{l}.$$

エーテルの圧力差と電位差(75)との間の関係を考慮すると、次式が得られる:

$$d\varphi = \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}} \left( \mathbf{j} \times \left( \mathbf{\nabla} \times (\tilde{\rho} \widetilde{\mathbf{u}}) \right) \right) \cdot d\mathbf{l}$$

電流jの方向の単位ベクトル $i_j \equiv j/|j|$ を導入しよう。テープの両端を結ぶ最短区間について積分しよう。両端間の電位差が得られる。|j|および|B|の不変性を利用し、テープの幅を文字aで表すことにより、その電位差を次の形で書こう:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = R|\mathbf{j}||\mathbf{B}|a, \tag{227}$$

$$R \equiv \frac{1}{k_{\rm m,0}a} \int_{a} \left( \mathbf{i}_{j} \times \frac{\nabla \times (\tilde{\rho} \widetilde{\mathbf{u}})}{|\mathbf{B}|} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$
(228)

表式(227)は、ホール効果における電位差に関する既知の公式 [28, p.416] と一致している。係数Rはホール定数と呼ばれている。

ホール効果に関して得られたエーテル的解釈(227), (228)は、エーテル方程式(4)-(6)からの論理的帰結である。この解釈では、導体中に負電荷または正電荷が必ず存在 することは要求されない。

ホール定数のエーテル的表現(228)は、外部から印加された磁場**B**によって誘起された磁場**B** =  $c\nabla \times (\tilde{\rho}\tilde{\mathbf{u}})$ を用いることにより、次の形に書き換えることができる:

$$R = \frac{1}{ck_{\mathrm{m},0}a} \int_{a} \left( \mathbf{i}_{j} \times \frac{\widetilde{\mathbf{B}}}{|\mathbf{B}|} \right) \cdot d\mathbf{l}.$$

Rは、あれこれの材料中におけるエーテル流pũの特殊性に応じて、正にも負にもなることが可能である。例えば§12.4 では、導体中の磁場の方向は、導体中のエーテル速度の分布に応じて符号を変える可能性があることが示されている。Rの符号の変化の可能性は、媒質概念を放棄し、導体中におけるエーテル流を自由電子の運動に置き換えた物理学における、ホール効果に対する矛盾した解釈 [28, p.418] を排除する。

将来,固体の原子構造に関するエーテル理論が構築されたときには,公式(228)が, Rを理論的に考慮することを可能にするであろう。

## 18.13. 静電効果

§3 では、電荷の定義、静電場および電位の性質、それらとエーテルのパラメーター との間の関係が検討された。静電場はエーテルの圧力勾配(72)を通じて表される。こ の事実は、静電効果の一目瞭然たる解釈を与え、静電装置で生じる諸過程の本質を深 く理解することを可能にする。

本節では,静電効果のエーテル的解釈が主として定性的レベルで検討される。物体の内部,境界上および外部におけるエーテルの挙動の動力学を詳細に定量的に記述するためには,物質の原子構造,境界条件および初期条件の設定を考慮に入れて方程式(4)-(6)に関する数学的問題を設定し,数値モデリングを行う必要がある。そのような問題の解明が今後における研究の方向性の1つとなる。

§3 の結果によれば、物体(導体または誘電体)に電荷を与えるためには、物体の内部または境界近傍領域の内側部分においてエーテル圧力を変化させる必要がある。状態方程式(15)によれば、それは、エーテルの速度または密度を変化させることによって行うことができる。§3 の末尾および§23.9.1 の p.324 において、物体の負電荷は物体内部の相対的に高いエーテル圧力に、正電荷は相対的に低いエーテル圧力に対応していることが示されている。それと類似した状況が、電子や陽子レベルの微視的世界においても生じていると予想することができる。

物体中におけるエーテル圧力の部分的保持は、少なくとも2つの効果によって確保 されている。その1つは、例えば金属における、原子や分子からの、規則的構造が撹 乱された表面層の形成であり、もう1つは、例えば誘電体中における、双極子の性質 を持った複雑な分子の配向(分極)である。

外部作用の非存在下では、物体に伝達された電荷は物体によって比較的長時間保存 される可能性があることを実験は示している。このことは、そのような場合には、物 体中のエーテル圧力の変化(外部圧力との均等化)が、比較的緩慢な準定常過程とな っていることを意味している。

風船に開いた小さい穴やタンクのノズルを通過する気体の運動との類推に基づき, エーテル流が相対的に高い圧力を持つ負の荷電体の境界の外に出たとき,まずエーテ ル流の加速が生じ,次に物体からの距離が増大するにつれて,エーテル速度の低下が 生じると予想するのが自然である。そのとき,エーテル密度の変化が微弱な場合には, (15),(72)により,負の荷電体の外部の領域における圧力勾配は物体から遠ざかる方向 を向き,電場は物体の方を向く。。

それに対応する形で,正の荷電体の外側の近傍において,エーテル流が物体中に流 入するときに減速する場合には,その領域では,電場は物体から遠ざかる方向を向く。

エーテル的解釈から得られた正および負の荷電体の近傍における電場の方向は,物 理学で受け入れられているものと一致している [28, p.19, p.20]。

電場の電位とはエーテル圧力である(公式(74)参照)。それゆえ,静電気実験から知られている導体表面の等電位性 [28, p.79]は、エーテル的解釈では、その表面上におけるエーテル圧力の不変性という一目瞭然たる説明を持っている。エーテルは導体中を運動することが可能であるから、表面上の様々な場所で圧力が相異なっている場合には、(5)により、それらの場所の間でエーテル流が発生し、その流れは圧力が均等になるまで、すなわち、静電気学で検討されている静的状態が定常化するまで続くはずである。

導体表面の、隣接区域よりも大きい凸度を持っている区域上における電場の増大 [28, p.51; 32, p.111]は、その場所における導体構造要素の希薄化と関連付けること ができる。その希薄化の結果、エーテル流の進行が容易になり、このことが、(15)に より、その領域においてエーテルの圧力勾配を増大させる。

それとは逆に,導体表面の凹になっている区域を通過するエーテル流の進行は,そのような変形の際に出現する導体材料の密度の局所的上昇により,複雑なものとなる。 その区域においては,エーテルの圧力勾配が低下し,それに対応して電場も低下する (72)。

いくつかの物体の相互の摩擦時における電荷の創出は、それらの物体中におけるエ ーテル圧力の増大または減少と解釈することができる。物体の接触時におけるある物 体から別の物体への電荷の移動は、エーテル圧力の移動と解釈することができる。

「孤立系における電荷の算術和は一定のまま保存される」[36, p.341] という電荷保存則は,孤立系を取り囲む境界面Sを通過する定常エーテル流のエーテル圧力勾配の流束の不変性の条件(77)からの帰結である。

電荷の記録は、静電場の存在に関する実験において、すなわち、圧力勾配を持つエ ーテル流が存在している場所で行われる。そのとき、(5)により、エーテルは圧力がよ り小さい方へ運動する。それゆえ、荷電体を電場中に入れたときの誘導電荷の誘起[28, p.50]は、荷電体のある部分におけるエーテル圧力と電場中におけるエーテル圧力と の差の発生によって説明することができる。

正電荷について検討しよう。正電荷によって創出された電場は、その電荷から遠ざ かる方向を向いている。その電場の中に、既存の電場に対して微弱な影響を及ぼすよ うなある物体を置いてみよう。その物体の正電荷に最も近い側の近傍では、電場は物 体の方を向いている。すなわち、圧力勾配は反対方向を持っている(72)。すると、エ ーテル圧力は、外側から物体表面のその部分へ近づくにつれて減少する。その結果、 正電荷に最も近い側においては、物体内部の圧力は外部よりも大きくなる。これは負 電荷に相当する。それとは逆に、その物体の正電荷から遠い側においては、正電荷の 電場中におけるエーテル圧力は、物体表面へ近づくにつれて増大する。物体内部の圧 力は外部よりも小さくなる。これは正電荷に相当する。

それと同様に,負電荷は,物体の負電荷に近い側の近傍においては相対的に高いエ ーテル圧力を創出し,遠い側においては相対的に低いエーテル圧力を創出する。その 結果,物体内部の圧力は,負電荷に近い側においては外部より小さくなり,遠い側に おいては外部より大きくなる。それぞれ,正電荷および負電荷が発生する。

電荷は導体,例えば金属に沿って進行することが実験から知られている。エーテル 的観点から見ると,このことは,エーテル圧力は導体中において均等になる可能性を 持っていることを意味している。それゆえ,導体中には,誘導電荷形成の追加的メカ ニズムが存在している。

既に考察したように、正電荷は、導体の正電荷に近い領域の内部では相対的に高い エーテル圧力を創出する。その領域の境界上では、エーテルは導体中から流出し始め る。内部から漏出箇所への流れ込みが生じる。エーテル流が境界を通過するのは困難 なので、その流れ込みは境界近傍で抑制され、圧力が上昇し(これには、(15)の<sub>k</sub>に おけるエーテルの特性密度の変化による上昇も含まれる可能性がある)、誘起された 負電荷が一層強くなる。漏出箇所へのエーテルの流れ込みは、導体の電荷から遠い側 から離れていくエーテル流を生じさせる。遠い側において外部エーテルが導体中に流 入し始めるが、境界内に侵入するのは困難なので、境界を通過したエーテルは導体の 内部に入ると加速する。このことが境界の内側からの圧力の低下をもたらし、したが ってまた、誘起された正電荷の強化をもたらす。

それと同様の効果が負電荷の場において生じる。ただし、この場合には、導体の負 電荷に近い側で誘起されるのは正電荷であり、遠い側で誘起されるのは負電荷である。

導体中で電荷が誘起されるときのエーテルの挙動に関するこのような理解は、実験 [28, p.50] と一致している。この実験では、2つの円筒から構成されている導体を 電荷の場の存在下で2つに分離し、次にその場を除去した結果、反対符号に荷電した 2つの円筒が得られた。

荷電体の引力および斥力のエーテルメカニズムは§16.1, §17.1 で定量的に検討され ている。定性的には、電荷の相互作用の描像は次のように記述することができる。異 符号の電荷によって創出されたエーテルの圧力勾配は、それらの電荷の間の領域では 同じ側を向いている。それらの勾配の重なり合いは、エーテル流を強め、(15)によっ て圧力を低下させ、その圧力は、電荷の互いに向かい合っていない側の近傍(そこで はエーテル流が相対的に弱い)における圧力よりも弱くなる。その結果、外側からの 圧力が電荷を互いの方へ押しやる。同符号の電荷の間の領域におけるエーテル流は、 それらの電荷の互いに向かい合っていない側におけるエーテル流よりも弱い。なぜな ら、その領域では、互いに反対方向を向いている2つの圧力勾配の重なり合いが生じ ているからである。同符号の電荷の間の領域において増大した圧力は、それらの電荷 を相異なる方向へ押しやり、引き離す。

導体の内部には静電場は存在しないという実験から知られている事実は,エーテル 的観点(72)から見ると,導体中にはエーテルの巨視的運動が存在せず(u≈0)(境界 を除く。そこでは境界に垂直な方向ではu≠0である),このことが導体内部における エーテル圧力pの不変性をもたらしているという理由によって説明される(公式(15) 参照)。導体中におけるエーテル圧力は不変であるという結論は,パスカルの法則[15, p.7]のエーテル的類似物と呼ぶことができる。この結論はエーテルの運動量保存則(5) からの帰結である。それゆえ,導体中における静電場の非存在に対するエーテル的根 拠付けは,物理学で採用されている,導体内部における自由電子の静止状態の援用[34, §18; 28, p.50]よりも説得力がある。

導体中には、原子によって生み出された微視的エーテル流が存在しており、それらのエーテル流は、個別に取られた素粒子あるいは原子の中におけるのと同様に、特性速度 $u_*$ を持っており、それは光速度のオーダー $|u_*| = c$ であると予想するのが自然である。すると、 $u \approx 0$ のとき、公式(15)から重要な結論を下すことができる。すなわち、外部湧き出しが存在しないとき、導体中のエーテル圧力の変化は、エーテル構造要素

(ニュートニウム, §21.2 参照)の特性密度ρ<sub>\*</sub>の変化に起因している。言い換えると, 導体中における静電荷の創出が,導体中のエーテル密度の変化をもたらしているので ある。それゆえ,導体の境界を通過するエーテル流は,導体を伝わる擾乱の伝播(例 えば金属原子を伝わる音の伝播)だけでなく,ニュートニウムの輸送をも含んでいる 可能性がある。

導体が自らの内部のエーテル圧力を均等化しようとする動因は,規則的原子格子の 微視的エーテル流中における圧力が相対的に高いまたは低い領域(例えばニュートニ ウム密度が変化している領域)が、その流れにとって異質な形成物であり、その形成物に対してアルキメデス力 [9,§26] (§23.5.1 も参照) に類似した力が作用するという理由によって説明することができる。この形成物には明確な境界が存在しないことが、 [その流れによる] 形成物のかき混ぜと消滅をもたらす。

導体の空洞中にはエーテルの湧き出しも吸い込みも存在しない。それゆえ,導体の 内側境界を通過するエーテル流束が,空洞中のエーテル圧力と導体本体中のエーテル 圧力とを均等化する。

その中に導体の電荷が集中している表面層の厚さを測定する試みは、その厚さはきわめて小さいことを示した[128, p.77]([28, p.49]も参照)。この事実は、物体の境界の外側近傍における電荷の出現を、そこにおける自由電子数の変化の結果として説明するのではなく、そこにおけるエーテルの圧力勾配に比例するベクトルとしての電場(72)の形での電荷の出現というエーテルメカニズムによって説明することの正しさを裏付けている。

物体表面を通過するエーテル流の進行および物体内部のエーテル流の詳細な解明 は、物体、特に固体のエーテルモデルの構築を必要としており、これが今後における 研究方向となっていることを再度強調しよう。

導体(誘電体の性質の発現を持たないもの)の内部における電場の非存在は、根本 にかかわる大きな意味を持っている。例えば、ファラデーの理論を構成する次の重要 な主張 [28, p.53, p.54; 32, p.113-116]は、この事実を根拠としている: 「導電性の 外殻の内側表面上で誘起された電荷の和は、その外殻によって取り囲まれている(よ り正確に言えば、外殻の内側境界と外側境界との間に横たわっている表面によって取 り囲まれている)電荷の和と等しく、符号が反対である」; 「導電性の外殻によって 取り囲まれている電荷およびその外殻の内側表面上で誘起された電荷のクーロン場 は、外部空間全体中ではゼロに等しい」。

導体内部に電場が存在しない事実は,導体系の静電気学を記述するとき,自由電子 論における矛盾をもたらすことを示そう。

互いに接触していない複数の導体のうちの任意の1つの導体の電荷は、電場の形成 に関与している全ての導体の電位に依存していることが実験から知られている(例え ば [34, p.72] 参照)。このような結論は、[28, p.105]の公式(27.5)からも導き出され る:

$$q_i = \sum_{j=1}^n C_{ij} \varphi_j, \quad i = 1, \cdots, n.$$

ここでnは互いに接続し合っていない導体の数;  $q_i$ はi番目の導体の電荷;  $\varphi_i$ はi番目 の導体の表面電位;  $C_{ij}$ は導体のサイズ,形状および位置ならびに中間媒質の誘電率 によってのみ決定される静電容量係数である( $C_{ij}$ の性質および見出し方は例えば[32, p.117-122]で詳しく考察されている)。

この公式によれば、複数の導体のうちの1つの導体のみの表面電位 $\varphi_k$ の変化(それ は可能であると仮定されている)は、導体間の直接的な接触なしに、他の導体上にお ける電荷の変化をもたらす。このとき、番号 $i \neq k$ の導体の内部における自由電子の濃 度は変化することができない。なぜなら、それらの中の静電場はゼロであり、したが って電荷密度(28)もゼロでなければならないからである。それらの導体の表面上の電 子数も変化することができない。なぜなら、導体は互いに接触していないからである (静電誘導効果の結果、電荷密度は各導体の表面上で再分布することができる。しか し、このことは表面の全電荷を変化させない)。静電気学の電子論において矛盾が生じ る。すなわち、各導体の全体の電荷*qi*は接触なしで変化するのに、その導体の内部お よび表面上の電子数は変化しないのである。

得られた矛盾は,導体中の自由電子論は静電気学に適用することができないことを 意味している。

それだけでなく, §23.2.1 では,自由電子は(もし存在するとすれば),準中性導体 中において,原子間スケールより大きいスケールの電子群を形成することができない ことが示されている。さらにもう1つの矛盾が自由電子論に生じる。すなわち,一方 では,自由電子の運動は,相対的に弱い静電場中においてさえ,導体の分極によって 説明されるとみなされているにもかかわらず,他方では,そのような静電場中におい ては,自由電子は原子間距離より大きい距離を変位することはできないとされている のである。

歴史的に見ると、静電気学の諸法則は、それは定量的な関係式(4)-(6)によって構築 されたパラダイムではなかったにせよ、エーテルの存在というパラダイムの中で発見 された(例えば[128]参照)。それゆえ、上記において指摘した自由電子論の重大な 見落としは適時に指摘されず、あるいはまた、空虚な空間というパラダイムが無理や り押し付けられたときには、故意に隠蔽された。

静電気学のエーテル的解釈では、上記の矛盾は生じない。なぜなら、エーテル的解 釈では、ある1つの導体の表面上における電位の変化は、その導体中およびその導体 を取り囲む領域中におけるエーテル圧力の変化を意味しており、そのエーテル圧力の 変化が、(4)-(6)により、他の導体の近傍におけるエーテルの圧力および圧力勾配の変 化を、したがってまた他の導体の電荷の変化をもたらすとされているからである。

等式(74)を考慮すると、導体系のエーテルの静圧、各導体中の圧力および各導体上の電荷の計算は、静電気学の標準的問題[62, p.396-401; 130, chap.4]の解決に帰結する。

導体内部における電位(エーテル圧力)の不変性の主な実験的証拠は、ファラデーの円筒を用いた実験[128, p.82-86; 28, p.54; 34, p.61]およびキャベンディッシュとマクスウェルの実験[34, §28 および p.595-597]である。

ファラデーの円筒を用いた実験に対する一般に受け入れられている解釈について 考察し、そのエーテル的解釈を与えよう。この実験では、中空円筒およびそれより小 さい球が検討されている。球は円筒から離れた所で荷電され、中空円筒中に入れられ る。[128, p.86] に記述されている測定結果は、円筒の外側で球の電荷と等しい電荷が 誘起されることを示している。球と円筒内壁との接触は円筒の外側の電荷を変化させ ない [128, p.86]。円筒から取り出された球は非荷電状態となる。すなわち、球の全電 荷は円筒上に残っている。今列挙した手順を繰り返すと、球の全電荷は再び円筒に移 動する。取り出された球は荷電していないことが再び判明する。円筒の外面上、内面 上および本体中の全ての点は同一の電位を持っている [34, p.460; 129, p.73; 36, p.357]。 このような操作を何度も繰り返せば、理論的にはいくらでも大きな電荷を中空導体に 移動させることができるという主張がなされている [28, p.54; 34, p.61]。

興味深いことに、物理学では、小球がそのレベルまで荷電しているより低い電荷(ま

たは電位)(絶対値)から,円筒のそれより著しく高い電荷(電位)(絶対値)への方向の,球と円筒内壁との接触を通じた電荷(電位)の移動メカニズムの詳細の説明という基本的問題は,そもそも検討されていないか,または読者が独力で解くべき問題に含められている(例えば[131,問34,問35,p.9,p.128;132,p.380;133,問24,問28,問41,問42;134,問10.4,p.47,p.163;28,p.107,問1,問2;34,§30]参照)。

物理学で採用されている説明は次のとおりである。球と円筒は同じ符号を持ってい るので、それらの間にはクーロン斥力が働く。球を円筒に接近させ、空洞中に入れる と、斥力に逆らう仕事がなされ、その結果、小球は円筒の電位と等しい大きさの電位 によって荷電される。円筒内の球上に、球の初期電荷に相当する余剰電位が現れる ([131, 問 34, 問 35, p.9, p.128] 参照)。球と円筒内面との接触は、球の全余剰電位を 円筒外面へ移動させる。

しかし、物理学では、仕事がなされたときの球の電位の増加が説明されていない。 それだけでなく、既に指摘したように、静電気学の電子論は、球が円筒に接近したと き、その電位|*q*|の上昇と同時に生じるプローブ球の電荷量|*q*|の増大を説明していな い。なぜなら、球中の電子数は変化しないからである。

エーテル的アプローチでは、ファラデーの円筒を用いた実験の解釈の問題は生じな い。電位とはエーテル圧力である(74)。それゆえ、円筒によって創出された圧力(エ ーテル流)に逆らう仕事は、球内部のエーテル圧力の増加に使われる。すなわち、エ ーテル流束中における球の強制的移動は、部分的に透過可能な球の境界を通過するエ ーテル流を強化するのである。導体の表面はエーテル圧力を長時間保持する能力を持 っている。それゆえ、球中の初期圧力は失われない。円筒の空洞中では、球は、円筒 中の圧力とは球中の初期圧力のオーダーの大きさだけ異なった圧力を持っている(つ まり、(208)によれば、変化した電荷も持っている)。球と円筒内壁との接触は、圧力 の均等化、すなわち円筒中の圧力の増大をもたらす。導体中のエーテル圧力は不変で あるので、円筒表面上における圧力(電位)も増大する。円筒中の圧力の変化は円筒 の境界を通過するエーテル流を強め、圧力勾配、すなわち電場が増大し、これが観測 者によって円筒上における追加的電荷の発生として解釈される。球を円筒中から取り 出すとき、仕事は逆方向になされ、球内部のエーテル圧力の変化に使われ、その結果、 接触後における球中の全剰余圧力は円筒から遠方へ消え、球は非荷電状態になる。

## 18.14. 静電装置

§18.13 によれば,静電効果の根底には,物体によるエーテル圧力の部分的保持,導体が自らの内部のエーテル圧力を均等化する能力,およびエーテルの圧力差の出現が横たわっている。これらの効果は,力学的運動をエーテル圧力(静電場)に変換するための技術的装置,例えばヴァンデグラフ起電機[28,p.55;34,p.61,p.62;129,p.74]および誘導起電機(電気盆)[277],また,エーテル圧力を用いて力学的運動を創出するための装置,例えばフランクリンの輪あるいは卍形回転体[§23.9.4 冒頭(p.330)の訳注参照][28,p.52],電気回転子[28,p.52],非対称コンデンサー(リフター[=イオンクラフト])[278],コンデンサー中の振り子において利用されている。

物理学の大部分の学習用文献においては,静電装置の動作原理はきわめてわずかし か記述されていない。これはおそらく,導体中の自由電子論を用いてそれを説明する 際に生じる問題点と関係している。それだけでなく,電子論は,諸過程の本質を明確 に記述するためには,直観的に理解することのできるエーテル的用語,例えば「伝達 (移送),移流,押し出し,電荷の誘起」,「ある電位まで荷電している」,「漏電」等々 といった用語に依拠することを余儀なくされている。

上に列挙した装置の動作原理のエーテル的解釈について手短に検討しよう。

ヴァンデグラフ起電機 [28, p.55] の動作原理は, §18.13 の末尾で詳しく検討され ている,ファラデーの円筒を用いた実験に基づいている。エーテル的解釈では,電子 的解釈とは異なり,起電機の動作原理は単純かつ一目瞭然であり,導体の空洞中にお いて著しい圧力が少しずつ創出されるというものである。

起電機は、高強度の静電場を得るために多数の種類の演示実験で広く使用されている。ところが、その動作のメカニズムについての記述は、物理学専攻の学生用として推奨されている基本文献には見受けられない。起電機の作用原理は、異符号電荷の間の距離が増大したときのエーテルの圧力差(電位差)を利用している。この性質は公式(209)から導き出される。すなわち、 $q_{\sigma} \approx const$ のとき、Cが減少すると $p_2 - p_1$ が増大する。

起電機の動作に対するエーテル的解釈について詳しく検討しよう。起電機の円板A およびB上の互いに向かい合った1対の導体扇片A<sub>1</sub>およびB<sub>1</sub>がコンデンサーを形成し ている(図7参照)[277]。



図 7. 起電機のスキーム

空気中には正および負に荷電したイオンが存在するため、それらの扇片上には小さ いエーテルの初期圧力差(電位差)が存在している(付論6参照)。起電機の円板は相 異なる方向に回転している。扇片A<sub>1</sub>とB<sub>1</sub>の間の距離が増大すると、その結果、検討さ れているコンデンサーA<sub>1</sub>B<sub>1</sub>のキャパシタンスは低下する。すると、(209)により、電荷 がわずかに変化(扇片A<sub>1</sub>およびB<sub>1</sub>の内部圧力が増加)したとき、扇片A<sub>1</sub>とB<sub>1</sub>の間のエ ーテルの圧力差が増大する。その瞬間、左右に広がったコンデンサーA<sub>1</sub>B<sub>1</sub>の扇片の一 方、例えばA<sub>1</sub>が円板Bの扇片B<sub>2</sub>の向かい側にくる。扇片B<sub>2</sub>は、円板B上で対角線上にあ る扇片Y<sub>1</sub>と導体によってつながっている。コンデンサーA<sub>1</sub>B<sub>1</sub>中で増大した圧力は、扇 片B<sub>2</sub>およびY<sub>1</sub>において反対符号のエーテル圧力(電位)の増加を誘起し、それらの各 扇片において、既に存在している圧力増加を強化する(それらの扇片は荷電される)。 扇片A<sub>1</sub>は、さらに先へ進み、外部回路のブラシZと接触し、エーテル圧力を部分的に放 出する(放電する)。扇片A<sub>1</sub>は、次に、対角線上にあり、扇片X<sub>1</sub>とつながっている円板 Aの導体の所へ来る。扇片A<sub>1</sub>およびX<sub>1</sub>は、扇片B<sub>1</sub>およびY<sub>1</sub>の場合と同様に、誘起された 圧力を受け取る(荷電される)。今回は、*A*<sub>1</sub>中における圧力増加は反対符号を持っている。こうして、円板*A*は、扇片のうちの最初の半分においては、ある符号の圧力増加を輸送し、扇片のうちの次の半分においては、それと反対符号の圧力増加を輸送する。 円板*B*の扇片の場合もそれと同様である。円板*B*の扇片は、外部回路の2番目の回路の ブラシ*Z*<sub>1</sub>へ放電する。

コンデンサーの板の間に置かれた振り子にうなりが生じる原因は、振り子の両側上 において誘起された相異なる符号のエーテル圧力増加の発生、クーロンの法則による、 より近い方の板への引力、その板からの電荷の受け取り、反対符号に荷電した板への 引力、その板における再荷電、等々によって説明される。

卍形回転子および電気回転子の回転,リフターの滑空は、いわゆるイオン風(電気風)の発生と関係付けられる。これらの現象は、~20 [kV]の電圧を印加したときの尖った稜や角ばった稜の近傍における空気原子のイオン化によって説明される。電極尖端あるいは細い電極の近傍では、電場強度が強まる [34,§29]。その結果、空気原子のイオン化が生じる(詳しくは付論 7 参照)。得られたイオンは、クーロンの法則に従い、それらをイオン化した電極から離れ始める。創出される運動量は、卍形回転子や電気回転子を回転させ、リフターを空中に持ち上げるのに十分である。卍形回転子あるいは回転子中におけるイオンのより大きな加速は、その反対の電極に接続された球をそれに並べて設置することによって達成される。リフターでは、2 番目の電極は幅の広い箔で作られており、その箔上ではイオン化の進行がより緩慢である(例えばリフター製作の特殊性に関するビデオ[279]参照)。

徹底的な科学的研究の実施は、卍形回転子、電気回転子およびリフターの運動は、 気体が存在せず、したがってまたイオン化効果も存在しない高真空中においても維持 されるのかという疑問、また、真空中において電荷は物体から流れ去るのかという疑 問に対する答えを要求する。エーテルの運動は運動量(5)を持っており、それゆえ、こ れらの疑問に対する肯定的答えはエーテルの存在を裏付けるであろう。また、コンデ ンサー中における電荷の存在場所の研究に関する実験を真空中で再試行すれば面白 い結果が得られるであろう(例えば[274]その他のこのテーマに関するビデオ参照)。

実に驚くべきことに、科学文献において、これらの問題の本格的な解明に関する確 かな情報はまったく見出すことができなかった一実験的事実を一般化するという物 理学の方法論を実現するため、真空中における実験が間違いなく一度ならず行われた はずであるにもかかわらず。エーテル効果が見出されたが、しかしそれは空虚な空間 という相対論的パラダイムと矛盾するため、科学文献において公表されなかったので はないかという疑念が生じてくる。

我々が同僚たちと共同で行った実験およびインターネットで見出された同様の実 験に関する情報は、真空中における運動が生じていることを示している(§23.9.4, §23.9.5 参照)。このことは、§23 でまとめて紹介されているその他の多数の実験とと もに、エーテルの存在、そして静電効果のエーテルメカニズムを裏付けている。

## 18.15. 電荷保存則を長い時間間隔において検証するための実験

物理学では,電荷保存則は次のように定式化されている(例えば[30, p.141]参照): 孤立系中の電荷の代数和は,不変のまま保存される。

しかし, §3 で述べられている電荷のエーテル的理解では、物体の電荷は、物体中に

おける相対的に高いまたは低いエーテル圧力に起因している。電荷の大きさは、電荷 を取り囲む境界面Sを通過する定常エーテル流のエーテル圧力勾配の流束または運動 エネルギー密度勾配の流束によって決定される(公式(77)参照)。

荷電体の静電場は、そのような物体と関係する、圧力勾配を持つエーテル流束によって形成される(公式(72)参照)。

それゆえ,時間の経過とともに,物体内部のエーテル圧力は外部圧力と均等になら なければならず,エーテル流は停止しなければならない。その結果,物体は電荷を喪 失しなければならない。このように,エーテル理論の観点から見ると,電荷保存則は 比較的小さい時間間隔においてのみ満たされることができる。

電荷保存則を長い時間間隔において検証するため、単純な実験を行うことができる。 真空チャンバー中に金属球(またはそれとは別の形状の導体)を入れる。チャンバー 中に高真空を創出する。球に電荷を伝達し、球とチャンバーおよびチャンバーの周囲 の媒質との電気接触を排除する。球の電荷量の経時的な挙動を、例えば球に取り付け たホイルの偏向に基づいて解明する。長い時間間隔において球の電荷が低下するのな ら、電荷保存則は破られる。

この実験,あるいはこれに類似した実験は,電荷保存則の裏付けとして,物理学の 全ての教科書に既にずっと昔から記載されていなければならなかった。このような実 験は何度も行われたが,しかしどうやら電荷は保存されなかったらしく,このことは 導体の電荷の電子理論を覆してしまうので,黙殺された公算が大きい。

# 18.16. トロイダルトラップ中におけるプラズマの保持. プラズマの数理モデルの 一般化

トロイダルプラズマ中では、相異なる特性時間を持った多数の過程が進行している [135]。定常モードに近いモードでは、プラズマと磁場および電場との自己整合的相 互作用によって引き起こされた、プラズマのある準平衡状態から別の準平衡状態への 段階的移行が生じている。一方では、プラズマ中における相異なる過程が気体動圧 [kinetic pressure]および電流を変化させ、このことが電磁場の再構築をもたらしている。 他方では、電磁場自体がプラズマ中における進化過程の進行に影響を及ぼしている。

エーテル的観点から見ると、それは、プラズマの荷電粒子と、磁場(20)および電場 (21)の形で表現されているエーテルとの自己整合的相互作用が生じているのである。

適切なプラズマ進化モデルの開発はきわめて重要な意味を持っている。そのような モデルおよびそれに対応した数値コードは、プラズマの性質の経時的変化を定量的に 解明し、プラズマの保持モードを最適化し、粒子および熱の輸送過程を研究し、誘導 法および非誘導法によるプラズマ中における電流発生の計算を行い、水素同位体の融 合反応を用いた効率的エネルギー生産に関する課題を解決することを可能にする [280]。

現在,トロイダルプラズマの平衡進化に関する自己整合化された課題は,最も一般 的な形では,マクスウェル方程式,平衡方程式および各種類のプラズマ粒子の分布関 数に関する運動方程式系の3つの方程式群によって記述されている[57,58,§1.1]。分 布関数に基づき,マクスウェル方程式に含まれる電荷密度および電流密度が計算され ている。

§2.2 において、2 つのベクトル関数BおよびEに関する8 つのマクスウェル方程式か

らなる系の解を導出するのではなく、スカラー関数pおよびベクトル関数uに関する4 つのエーテル方程式(22),(23)の解を導出し、今度はこれらの方程式によってBおよび Eの計算(20),(21)を行うことが、より有効なアプローチであることを指摘した。この ようなアプローチが、トロイダルプラズマモデルの一般性を高め、まだ説明されてい ない現象を理解することを可能にするであろう。

現在,トロイダルプラズマ中の動径方向のエネルギー流束は異常に大きいとみなさ れている。すなわち,物理学では,そのエネルギー流束は説明を見出していない。動 径方向のエーテル流束が持つエネルギーを考慮することが,この根本的問題を解決す るかもしれない。

トロイダルプラズマ中では、ある条件下において、プラズマの性質が中心から周縁 へ事実上瞬時に移動する現象が観測されている。物理学では、そのような現象のメカ ニズムは説明されていない。エーテル理論では、その現象は、周縁へ向かうエーテル の動径方向の運動として解釈することができる。ニュートニウムは小さいので、プラ ズマの物質を通過するとき、その運動はこれといった妨害を受けない。

トーラスの形状でのプラズマの保持に関するさらにもう1つの根本的問題は、プラ ズマ中における不安定性の発生メカニズムの説明である。それらの不安定性の多くが 不安定なエーテル流の出現に起因している可能性は排除されない。

例えば、事実上全てのトカマクのプラズマ中には、普通、中心で発生し、その領域 のプラズマのかき混ぜをもたらす、いわゆる鋸歯状振動が存在する。この過程は、プ ラズマの中心領域の冷却をもたらし、最悪の場合には放電のディスラプションをもた らすため、望ましくない。鋸歯状振動に関する実験的・理論的研究はかなり以前に始 まり、現在も続けられている(例えば [136-138] 参照)。多数の鋸歯状振動モデルが 提唱されている [137]。しかし、その発生メカニズムは今に至るまで解明されていな い。

エーテル理論の立場から見ると、プラズマの鋸歯状振動は次の説明を持つことがで きる。典型的な放電中における動径方向の電場はプラズマの中心の方を向いている (例えば [57,58,§1.2.16,§4.1.2]参照)。(72)によれば、このことは、エーテルの圧力 勾配が外側を向いているのに対し、(6)によれば、エーテル流束はプラズマの中心に向 かって運動しているということを意味している。エーテルを一様に限りなく圧縮する ことは不可能であるという条件下において、中心領域からのエーテルの飛散が周期的 に生じる。

プラズマエッジにおけるいわゆるEdge Localized Modes (ELM)の形成もエーテルメ カニズムによって説明することができる。ELMの核心は,強く圧縮されたプラズマフ ィラメントの境界上に局所的膨らみが発生し,その膨らみが成長し,破裂することに ある(例えば概説記事 [281]の文献一覧参照)。その結果,反応炉の壁が過熱状態に なり,炉壁の激しい損耗が生じ,プラズマは冷却され,不純物によって汚染される。

プラズマの境界上におけるプラズマ保持が改善されている放電の中には、普通、動 径方向の磁場の大きさの急激な局所的変化が存在している。エーテル的解釈では、こ れはエーテルの圧力勾配の急激な変化を意味している。エーテルの急激な圧力勾配が、 プラズマ中への、またはプラズマからのエーテル流の進行を妨げる。エーテルの局所 的蓄積が生じ、これがプラズマの膨らみをもたらす。圧力勾配の局所的バーストの形 成に対しては、プラズマ中に集積している荷電粒子が寄与している可能性があること を強調しなければならない。なぜなら、(66)によれば、荷電粒子もまた、プラズマの 外部の湧き出しと同様に、エーテル流束の形成に関与しているからである。 プラズマ保持理論は平衡方程式に基礎をおいている。古典的形式での平衡方程式は, 定常モードにおける磁気圧と気体動圧との間のバランスを表している「57,58,§1.1]:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} \times \mathbf{B} = \mathbf{\nabla} p_{\mathrm{pl}}.$$

ここで*p*<sub>nl</sub>はプラズマの気体動圧である。

より一般的な場合には、荷電粒子からなる媒質中における諸力のバランスは、エー テルの圧力勾配(電位(74))を考慮しなければならないかもしれない:

$$\mathbf{E} \times \mathbf{B} = \nabla p_{\rm pl} + \nabla p. \tag{229}$$

なぜなら、エーテル流束は、例えばローレンツ力(192)の形で、他ならぬ荷電粒子に対して顕著な影響を及ぼすからである。

公式(72)を考慮すると、一般化平衡方程式(229)は、エーテル流束と関係付けられた 電場E (21)の用語で書くことができる:

$$k_{m,0}\mathbf{E} + \frac{\mathbf{j}}{c} \times \mathbf{B} = \mathbf{\nabla}p_{\mathrm{pl}}.$$

電流密度をエーテル速度(143)を通じて表すと、次の公式に到達する:

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{u}}{c} \times \mathbf{B} = \frac{\nabla p_{\rm pl}}{k_{m,0}}$$

この公式は、プラズマ中における諸力の密度のバランスに関する一般化方程式(229) に対し、ローレンツ力の場(25)とプラズマの気体動圧との相等性というエーテル的解 釈を与えることを可能にしている。

以上に提示されているトロイダルプラズマモデルの一般化に関する研究は、エーテ ル効果が持つ重要性に関する研究から始めるべきである。特に、コイル中において電 流によって創出されるエーテル流がある体積中で閉じているのかどうかを理解すると ともに、荷電粒子の運動がエーテル流に対していかなる影響を及ぼしているかを解明 する必要がある。

## 19. 磁気現象の解釈

磁石と呼ばれているのは、固有磁場を持っている物体である。物理学では、電流の 非存在下における磁石の磁場は、原子中における荷電粒子の回転および運動によって 励起されているとみなされている(例えば [28, p.242] 参照)。そのような磁場は、分 子電流という概念の導入によって記述されている。分子電流の巨視的発現は磁化電流 と呼ばれている [28, p.243]。

巨視的レベルでは、磁石の中に磁区という巨視的領域が観測され、それらの各領域 中では、独自の配向を持った磁化電流が流れている。普通、磁区は磁化ベクトルによ って特徴付けられる。磁化ベクトルとは、磁化電流によって創出される、磁区の単位 体積当たりの平均磁気モーメントである。

連続体力学の観点から見ると、磁化電流とは、ある湧き出しによって創出されるエ ーテル渦流束(141)である。普通の解釈との違いは、磁化電流は、物質原子中を循環す る電流 [28, p.243] にではなく、物質原子または外部作用によって創出されたエーテ ル渦流束に対応しているという点にある。特に、エーテル的解釈における磁化電流は、 必ずしも荷電粒子または原子が存在する領域中に局在化していなければならないとい うわけではない。

このように、エーテル的解釈では、導体中の電流と磁石中の磁化電流とは、エーテル渦流束(141)の運動という共通の本性を持っている。

物理学では、外部磁場中に置かれた強磁性体の磁化は、磁区の磁化ベクトルの相異 なる方向の配向が同一方向の配向に変化することと関係付けられている。連続体力学 の観点から見ると、磁化の第2のメカニズム、すなわち、強磁性体中において外部磁場 (外部エーテル流束)によって磁化電流が創出され、その磁化電流は強磁性体の内部 構造のおかげで長時間減衰しないというメカニズムが存在すると予想することができ る。そのようなメカニズムにおいては、永久磁石の磁気は、磁区中における電流のレ ベルでの超伝導効果の発現とみなすことができる。

磁化電流のエーテル的解釈は,永久磁石と関係する現象に対する明確な解釈を与え, 方程式(4)-(6)または(22), (23)を永久磁石の性質の詳細な定量的研究のために利用す ることを可能にする。多くの場合には,永久磁石に関する実験は,圧力勾配の存在に 起因するエーテルの直接的な力の作用として解釈することが可能である。

### 19.1. 磁区および永久磁石によって創出されるエーテル流束

磁区によって創出されるエーテル流束について単純な例で研究しよう。磁区中で円 環状の磁化電流が流れている場合について検討しよう。そのような電流は円環軸上で 磁場を創出する(例えば[28, p.218]参照):

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi a^2 I}{c(a^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{i}_z.$$

ここで $i_z$ はz軸が円環軸と一致している円筒座標系( $R, \varphi, z$ )の単位基底ベクトル; aは 円環の半径; Iは円環中の全磁化電流;  $(a^2 + z^2)^{1/2}$ は円環上の1点からz軸上の1点ま での距離である。

電流のエーテル的解釈は、円環の中心z = 0における磁場が持つ興味深い性質を突き とめることを可能にする。(146)によれば、 $I = k_{m,0}uS = k_{m,0}\omega S$ となる。ここで $u = \omega a$ は電流中のエーテル速度;  $\omega$ はエーテル流の角速度; Sは電流の横断面積である。そ れゆえ、次式が得られる:

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{\mathrm{m},0}}{c} \omega S \mathbf{i}_z. \tag{230}$$

これは, Sおよびωが不変のとき, 円環中心における磁場は円環の半径に依存しないこ

とを意味している。このように、*S*および $\omega$ が不変のとき、半径が相異なる円環電流は、 中心の近傍 $z \approx 0$ において同一の磁場を発生させる。

z軸の外部の各点では、Bに関する表式は複雑な形を持つ。それゆえ、ここではz軸の 近傍におけるエーテルの密度および速度を計算しよう。

磁場の定義(20)より, z軸の近傍におけるエーテル流束密度puに関して次式が得られる:

$$\nabla \times (\rho \mathbf{u}) = \frac{2\pi a^2 I}{c^2 (a^2 + z^2)^{3/2}} \mathbf{i}_z.$$
(231)

**E=0**の場合のエーテル磁束(§15.3参照)を求めよう。方程式系(186)の第2式は次 式を与える:

$$\rho \mathbf{u}^2 = C_1$$

この表式を方程式系(186)の第3式に代入すると、次式が見出される:

$$|\mathbf{u}|\nabla\left(\frac{1}{|\mathbf{u}|}\right) - \mathbf{u} \times \left(\nabla \times \left(\frac{\mathbf{u}}{\mathbf{u}^2}\right)\right) = 0.$$

この方程式の解の1つは次のようになる:

$$\mathbf{u} = \frac{C_2}{R} \frac{\sin \varphi}{\cos \varphi} \mathbf{i}_R + \frac{C_2}{R} \mathbf{i}_{\varphi}, \quad \rho = \frac{C_1}{C_2^2} R^2 (\cos \varphi)^2.$$

ここで $C_1 > 0$ ;  $C_2$ は任意の定数である。このようなエーテル流束の密度 $\rho|\mathbf{u}|$ は常に有限である。 $|\mathbf{u}|$ を密度 $\rho$ と切り離して検討する際には、外部作用の非存在下におけるエーテル媒質の性質、すなわち $|\mathbf{u}| \leq c$ を考慮するべきである。

3つの方程式を含んでいる条件(231)は次式を与える:

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{2\pi a^2 I}{c^2 (a^2 + z^2)^{3/2}}.$$

これは $z^2 \gg a^2$ の場合に満たされる。

見出された解uおよび $\rho$ は、z軸の近傍におけるエーテルの運動を記述している。な ぜなら、方程式(231)は他ならぬz軸上におけるBに対して妥当するからである。円環電 流の軸の近傍におけるエーテル速度uは、その軸に沿った成分を持っていないことに 注目しよう。それだけでなく、その軸上には圧力勾配が存在しない( $\nabla p = -\nabla(\rho u^2) = 0$ )。

空間の全ての点においてuおよびpを求めるためには,初期方程式系(4)-(6)または (22),(23)の数値解が必要である。

磁区によって創出されるエーテル流束に関する問題を現実により近似した仕方で設 定するためには,磁区の幾何学的形状を正確に考慮するとともに,磁区の境界上の諸 条件および生じ得る外部作用に注意を払う必要がある。

永久磁石中の磁区エーテル電流 [domain current of ether]は、結晶面上における原子お よび原子クラスターと関係しているエーテル流によって維持されている公算が大きい。 磁区の周りにおけるエーテル流の存在は、永久磁石の力の作用に関係する多数の現 象の本質を解明する(§19.2-19.5参照)。

磁区電流の重なり合いが、大型渦を形成する可能性がある(図8および[282(a)のア ニメ参照]。大型渦に対しては、ヘルムホルツコイル[283]状の様々なサイズの物体 の磁区電流からの渦形成、また、エーテルが流れることのできる隣接流路への、物質 中の磁区電流の一部の「透過」が寄与する可能性がある。

磁化ベクトルM [282] を用いて記述される永久磁石の巨視的モデルについて検討しよう。磁石の外部および内部のベクトルポテンシャルAを計算しよう。これは、エーテル流束密度puを見出すことを可能にする。エーテル流束密度puは、定数の因数のみが



図 8. 相異なる循環流(円形矢印)が重なり合ったとき のエーテルの体積流および表面流(垂直の矢印および 周縁に沿った灰色の矢印)の出現を図解化した例

Aと異なっている ( $\rho \mathbf{u} = \mathbf{A}/c$ ) (§2.3参照)。

ベクトルポテンシャルAの計算は、数値法の適用を必要とする複雑な課題である。 物理過程のモデリングの有名なパッケージCOMSOL Multiphysics [284] が、そのような 課題を一般的な場合について解決することを可能にする。

様々な多数の物理学的課題の中でも、COMSOL Multiphysicsでは静磁気学の一般的課題の解決が実現されている[285, p.636, p.674-676; 286]。外部電流の非存在下における静止した永久磁石の場合には、静磁気の方程式は、所与の磁化ベクトルMを持つベクトルポテンシャルAに関する方程式に帰着する。その方程式は、SI単位で次の形を持っている:

## $\nabla \times (\mu_0^{-1} \nabla \times \mathbf{A} - \mathbf{M}) = 0.$

強い境界条件を回避するため、磁石から十分遠く離れた所で、磁気絶縁の条件を与 えよう。COMSOL Multiphysicsはそのような可能性を提供する。

材料「焼結NdFeB」(中国規格N 38) 製の永久磁石に関してCOMSOL Multiphysicsで計算されたベクトルポテンシャルAを図9に示す。見出された空間中におけるベクトルAの方向分布は、きわめて重要な結論を下すことを可能にしている。磁化ベクトルMによって記述される、磁石の構造の巨視的モデルでは、磁石の外部および内部におけるエーテル流束密度pu = A/cは、互いに絶縁された渦管の集合ではなく、統一的な大型渦となっている。



図 9. 丸面取りされた長方形永久磁石によって創出されるベクトルポテンシャルA。磁石の大きい平面の中心の磁場はy軸に沿った方向を向いている。

#### 19.2. 磁石と強磁性材料

永久磁石の磁場について検討しよう。古典物理学の理解によれば、磁場の力線は磁石の両極で始まり、そこで終わる。話を明確にするため、力線は磁石のN極で始まり、 S極で終わるとみなすことにしよう。

磁石の周りで生じる効果は,巨視的レベルの効果に分類するべきである。なぜなら, それらの効果は,原子過程だけでなく,磁区の特性サイズと比べても,それよりはる かに大きい距離において生じているからである。それゆえ,エーテルの運動方程式(5) には,一般的に言えば,圧力勾配を含め,非ゼロの右辺が存在している。

一般的な場合には、しかるべき右辺、境界条件および初期条件を持った方程式(4) (6)または(22)、(23)の数値解が必要とされる。

比較的大きな距離の所にある磁区は、総体的に見ると、磁石の周りのエーテル密度 を微弱にしか擾乱しない、すなわち

#### $\rho \approx \rho_0 = const$

と仮定した上で,近似的推定値を得よう。このような場合には,エーテルの巨視的運動方程式は,非圧縮性非粘性流体の流体力学的運動方程式と一致する。両者の違いは, そこには運動エネルギー密度に因数1/2が存在しない,状態方程式(15)のみである。そ れゆえ,この違いを考慮に入れて,既知の流体力学的類推を直接的に利用することが できる。

連続体力学では、電磁気過程の流体力学的解釈が一般に受け入れられているという ことを再度強調しよう。普通、磁気現象はベクトルポテンシャルAの導入を用いて研 究されている。エーテル理論では、そのようなアプローチは単純な説明を見出す。な ぜなら、エーテル的解釈では、Aとはエネルギー密度のベクトルA = cpuであるからで ある(§2.3参照)。すなわち、物理学におけるベクトルポテンシャルAの導入は、磁場 の研究がエーテル流束密度puを用いて行われていることを意味しているのである。

永久磁石の基本的性質は,互いに対するおよび強磁性体に対する力の作用の効果, すなわち異符号の極の引力,同符号の極の斥力,強磁性体,例えば鉄からなる物体に 対する引力である。

流体力学的解釈では、そのような効果は、あれこれの物体の周りにおける圧力差の 結果として生じることができる。すると、エーテル的解釈では、磁石が持つ力の作用 の効果は、非擾乱状態にあるエーテル圧力と比べ、エーテル圧力が相対的に高いまた は低い領域の出現によって説明することができる。

連続流体力学では,推定値を得る際,状態方程式としてしばしばベルヌーイ積分が 検討されている [9, p.96; 10, p.111]。ここでは,我々は II = 0のときの状態方程式(15) に基づいて考察を行うことにしよう。この方程式は,形式的には因数1/2が存在しない という点でベルヌーイ積分とは異なっており,

$$\rho_{\rm m} \mathbf{u}^2 + p = \rho_* \mathbf{u}_*^2,\tag{232}$$

であり、それに加えて、軌道上の各点だけでなく、媒質の全ての点において満たされている (§14参照)。ここで $\rho_{\rm m}$ は力学単位でのエーテル密度である (§1.1および§20.1参照)。

検討されている条件の下では、 $\rho_m \approx \rho_{m,0}$ (ここで $\rho_{m,0}$ は非擾乱エーテル密度)である。それゆえ、方程式(232)によれば、エーテル圧力が相異なっている領域は、エーテルの運動速度が変化したときに生じる。

古典物理学では、永久磁石の周りの磁場は、磁石の内部に存在する磁区に起因していると推測されている。既に指摘したように、磁場(20)のエーテル的解釈では、それらの磁区は、渦度を持つ、すなわち非ゼロ回転を持つエーテル流東密度を創出している。その結果、永久磁石同士の引力または斥力は、それらの磁石の間におけるエーテ

ル速度の増大または減少による,エーテル圧力勾配の発生によって説明することができる。それに対して,磁石による強磁性体の引き寄せは,印加された磁場,すなわちエーテル速度の場を変化させるようなエーテル流の配向が強磁性体の磁区中で創出されることによる,エーテル圧力勾配の発生によって説明することができる。ここでは,ダランベールのパラドックス(例えば [9, p.290; 15, p.194]参照)は生じない。なぜなら,検討されているエーテル流束は渦流束であるからである。

固定されていない直方体形磁石の,強磁性体で作られ,大きな厚さを持つ無限の静止壁に対する引力を例にとり,磁気力の作用のエーテルメカニズムに関する定量的推定を行おう。磁石の周囲の媒質中に気体および外力が存在しない場合について検討しよう。磁石を壁に対して垂直に,壁と磁石との間の磁場B<sub>0</sub>を不変とみなすことができるほど十分近い距離の所に置こう(図10参照)。話を明確にするため,磁石の壁に近い方の極はN極であるとする。



図 10. 磁石と強磁性体壁との相互作用:  $\mathbf{u}_d$ は磁石の磁区のうちの1つにお けるエーテル速度;  $\mathbf{u}_w$ は壁の磁区のうちの1つにおけるエーテル速度;  $\mathbf{u}$ は磁場 $\mathbf{B}_0$ に対応するエーテル速度; 閉じた線はエーテル電流の流線を示す。

上述したように、磁石のN極から壁へ向かうエーテルの運動速度は、壁中の分極の 再配向によって変化する。磁石のS極に入るエーテル流束も変化する。なぜなら、今や、 エーテル電流の流線(磁場の力線)が主として壁上で終わりつつある一方、その壁は 無限であり、S極に入るエーテル流束(磁場の力線)を創出しないからである。壁と磁 石との間におけるエーテル速度はS極の近傍におけるエーテル速度よりはるかに大き い(このような挙動は、例えば、流量が同じとき、磁石と壁の間におけるエーテル流 束の直径が減少するという理由によって説明することができる)、すなわち、S極近傍 のエーテル圧力は微弱にしか撹乱されていないとみなそう。すると、(232)によって次 式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0} \mathbf{u}^2 + p = p_0. \tag{233}$$

ここで**u**およびpは磁石と壁の間におけるエーテルの速度および圧力;  $p_0$ は無限遠におけるエーテル圧力である。

このように、磁石と壁の間におけるエーテルの定常運動速度は、非擾乱エーテルの 圧力と、それらの間におけるエーテル圧力との間の差によって決定されている。エー テル渦流束の圧力差は、磁石の磁区電流中におけるエーテル流に作用する。磁区電流 は周囲の物質によって区切られている。それゆえ、磁石は磁区電流と一緒に移動する。 磁石は、圧力差の作用下でのピストンの運動に類似した条件下にあることが判明する。

公式(233)は、磁石の定常運動速度**u**<sub>mgn</sub>が磁石と壁の間におけるエーテルの運動速 度**u**と一致している、すなわち

$$\mathbf{u}_{\mathrm{mgn}} \approx \mathbf{u}$$
 (234)

とみなせば、磁石の引き寄せ速度を推定することを可能にする。

圧力差*p*<sub>0</sub> – *p*の推定に移ろう。磁石中および壁中の磁区は、磁石と壁の間における エーテル流を、渦度が不変な円筒環状渦の集合体の形で創出すると仮定しよう。

磁場の力線の渦糸としての表現は、物理学において古くから知られている [86, p.286]。それだけでなく、渦管の性質は、磁場の力線に関する実験データと一致している (ヘルムホルツの第2定理からの帰結) [9, p.50, p.90, p.162; 14, p.367; 15, p.300; 139, p.47]。すなわち、渦管は媒質内部では終わらない。渦管は、それ自体で閉じるか、 媒質の自由表面または固体壁に寄りかかるか、または無限遠へ遠ざかっていく。

定常円筒渦(環状渦)の内部および外部における非圧縮性流体の速度場は、例えば [15, p.296-298, 公式(27.31), (27.32)]で計算されている。そこに記述されているア プローチでは、渦の線形速度の計算は、ビオーサバールの法則[15, p.284, p.293, p.296] を用いて、所与の角速度に基づいて、すなわち運動論的推論のみから出発して行われ ている。しかし、エーテル渦を十全に記述するためには、さらに、見出された速度が、 連続方程式および運動方程式を恒等式に変化させることが要求される。

連続方程式は、環状渦の内部および外部において満たされている。なぜなら、速度 は、動径にのみ依存している方位角成分しか持っていないからである。

非圧縮性媒質モデルでは、運動方程式が満たされるためには、環状渦の内部および 外部において、運動論的推論から出発して見出された場を持つ流れが、内部圧力によ って確保されることが仮定されている [15, p.298]。すなわち、運動方程式では、力の 密度は、方程式に既知の速度を代入したとき、方程式を恒等式に変化させるように選 ばれているのである。

その結果,非圧縮性媒質中の環状渦の内部および外部における圧力は, [15, p.298, p.299]の公式(28.2), (28.3)によって与えられている。

圧縮性媒質モデルでは、渦内の定常流を維持するのに必要な圧力は、動径方向の媒 質密度のしかるべき分布を確保することができる。

非圧縮性媒質中の環状渦モデル [15, p.296-300]の枠内で検討を進めるに当たっては、エーテル環状渦内では、外部圧力が、[15, p.298, p.299]で計算されているのと同じ渦内圧力分布を生じさせていると仮定しよう:

$$\mathbf{p} = \begin{cases} p_0 - \rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{\omega}^2 a^2 + \frac{\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{\omega}^2 r^2}{2}, & r \le a \\ p_0 - \frac{\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{\omega}^2 a^4}{2r^2}, & r > a. \end{cases}$$
(235)

ここでaは渦(渦核)の半径; ωは渦の角速度; rは渦中心からの距離である。

(20)によれば、 $\rho = const$ のとき、磁場の大きさに寄与するのは、エーテル速度uの 渦成分のみである。環状渦の外部では、速度は渦度を持たない( $\nabla \times u = 0$ )。それゆ え、速度場 [15,公式(27.31),(27.32)]を持つ非圧縮性媒質中の環状渦の集合体とし ての磁場モデルでは、磁場がゼロであるのは環状渦の内部のみである。ただし、この ような不連続性は、磁区の体積を著しく上回る体積中においては識別不可能である。 なぜなら、磁区の数は大きく、それらのサイズは小さい、すなわち、磁区によって創 出される環状渦の密度が高いからである。

渦内部の圧力に対する他の渦からの影響は小さいとみなそう。諸量のオーダーを推定するため、壁と磁石との間におけるエーテル圧力として、渦中におけるある平均圧力を取ろう。例えば、r = aのとき、

$$p = p_0 - \frac{\rho_{\rm m,0} \omega^2 a^2}{2}.$$
 (236)

公式(233), (236)からpo-pを消去すると、次式が得られる:

$$\rho_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}^2 = \frac{\rho_{\mathrm{m},0}\boldsymbol{\omega}^2 a^2}{2}$$

角速度 $\omega$ は、公式(20)を用いて、磁場の大きさおよびエーテル密度を通じて電磁単位  $\rho_0$ で表される:

$$|\boldsymbol{\omega}| \equiv \frac{1}{2} |\boldsymbol{\nabla} \times \mathbf{u}| = \frac{|c\boldsymbol{\nabla} \times (\rho_0 \mathbf{u})|}{2c\rho_0} = \frac{|\mathbf{B}_0|}{2c\rho_0}.$$

ここでは、CGS単位系および電磁気量の測定のための絶対ガウス単位系が用いられている。

すると、次式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0} \mathbf{u}^2 = \frac{\rho_{\rm m,0} a^2}{2} \left(\frac{\mathbf{B}_0}{2c\rho_0}\right)^2, \quad |\mathbf{u}| = \frac{a|\mathbf{B}_0|}{2\sqrt{2}c\rho_0}.$$

検討されている磁場モデルでは、渦は磁区によって創出される。それゆえ、渦の半径は磁区の半径によって決定される。磁区のサイズの範囲は、例えば概説記事[287] に引用されており、10<sup>-2</sup> – 10<sup>-4</sup> [cm]である。ただし、渦半径の推定は、鉄粉が渦の圧力が最小の場所(渦中心)に集中していると仮定すれば、鉄粉の配列線同士の間の距離に基づいて直接行うことができる[287]。諸量のオーダーを推定するため、渦半径として、ある平均値を取ろう:

 $a \approx 2 \cdot 10^{-3}$  [cm]

すると、光速度を $c = 2.9979 \cdot 10^{10}$  [cm/s]、非擾乱エーテル密度を(245)の値とすれば、 $|\mathbf{B}_0| = 5 \cdot 10^3$  [G]の場の中において、磁石と壁の間におけるエーテル速度 $|\mathbf{u}|$ について次の推定値が得られる:

 $|\mathbf{u}| \approx 400 \, [\mathrm{cm/s}].$ 

密度 $\rho_{mgn}$ および速度 $u_{mgn}$ を持つ磁石の動圧 $p_{mgn}$ (エネルギー密度)は次のようになる:

$$p_{\rm mgn} = \frac{\rho_{\rm mgn} \mathbf{u}_{\rm mgn}^2}{2}.$$

ここでは、磁石の運動エネルギーは、ある点から別の点への磁石の移動に要する力の 仕事の密度という普通の(非運動量的な,§1.4)意味で理解されている。

鉄の密度が $\rho_{mgn} = 7.9 [g/cm^3], 磁石の速度が<math>|\mathbf{u}_{mgn}| \approx |\mathbf{u}| \approx 400 [cm/s]$ の場合には,  $p_{mgn} \approx 0.6 \cdot 10^6 [dyn/cm^2] \approx 0.6 \cdot 10^5 [Pa]$ が得られる。すなわち,  $p_{mgn}$ は1気圧のオー ダーを持っている。この結果は日常的条件の下で検証することが可能であることに注 目することが重要である。例えば、冷蔵庫の壁の近傍で強力な磁石を保持するのに必 要な応力は、その値のオーダーという点で、ほぼ1気圧の圧力に相当する。

公式(233)-(236)は、エーテル密度を実験的に評価することを可能にする。

磁石の圧力 $p_{real}$ は、磁石が壁に引き寄せられている力を測定し(例えば動力計で)、 その力を磁石の横断面積で割ることによって見出すことができる。すると、等式 $p_{real} = p_0 - p$ より、公式(236)を用いて次式が得られる:

$$p_{\text{real}} = \frac{\rho_{\text{m},0}a^2}{2} \left(\frac{\mathbf{B}_0}{2c\rho_0}\right)^2.$$

さらに、上記と同じ条件下で、磁石を自由に運動できるようにしてその速度 $\mathbf{u}_{real}$ を (例えば高速度ビデオカメラで)測定し、 $\mathbf{u} \approx \mathbf{u}_{real}$ を考慮すると、公式(233)より、次 式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0}\mathbf{u}_{\rm real}^2 = p_{\rm real}.$$

最後の2つの表式は、 $p_{real}$ 、 $u_{real}$ の測定値ならびに既知の磁場 $B_0$ および渦の半径aに基づいて、電磁単位 $\rho_0$ および力学単位 $\rho_{m,0}$ でエーテル密度の大きさを推定するととも

に、エーテル密度の測定単位の変換係数km.0を見出すことを可能にする:

$$\rho_{0} = \frac{a|\mathbf{B}_{0}|}{2\sqrt{2}|\mathbf{u}_{\text{real}}|c}, \quad \rho_{\text{m},0} = \frac{p_{\text{real}}}{\mathbf{u}_{\text{real}}^{2}}, \quad k_{\text{m},0} \equiv \frac{\rho_{\text{m},0}}{\rho_{0}} = \frac{2\sqrt{2}p_{\text{real}}c}{u_{\text{real}}a|\mathbf{B}_{0}|}.$$

## 19.3. 導電性非磁性材料と磁石

垂直に置かれた銅管中において重力の作用下で自由に運動する永久磁石に関する実 験に対するエーテル的解釈について考察しよう。銅管中では,磁石の運動速度の著し い減少が観測される。

磁石の周りにはエーテル渦流束が存在する(§19.1, §19.2)。磁石が銅管を通過する とき,その流束は銅の内部構造と相互作用し,その結果,回転の非ゼロ回転を持つエ ーテル流束が銅中に発生する(公式(34), (141)参照)。§12で詳しく検討されている電 流に対応するエーテル運動が銅中に出現する。

物理学では、そのような電流はフーコー電流と呼ばれており、渦状の誘導電流であることが強調されている(例えば[28, p.262]およびサイト[288]のフーコー電流の イラスト参照)。

銅管の壁中の電流(エーテル流束)は、磁石中の磁区電流に対応するエーテル流束 との間で、エーテルの渦運動量保存則(§12.1参照)からの帰結であるアンペールの法 則に従って相互作用している。実際には、エーテル渦流同士の力の相互作用が生じて いるのである(§11参照)。発生した力が銅管に沿った磁石の運動を妨げる。

エーテルの速度場の定性的描像を図11に示す。速度**u**<sub>w,above</sub> [wはwall, aboveは磁石より 上方の] と**u**<sub>d</sub> [dはdomain</sub>] に対応する電流のエーテル流束同士は斥け合い,速度**u**<sub>w,below</sub> [belowは磁石より下方の] と**u**<sub>d</sub>に対応する電流のエーテル流束同士は引き寄せ合う。この



図 11. 円板形磁石が入っている銅管の断面:  $\mathbf{u}_d$ は磁区のうち 1 つの中におけるエーテル速度;  $\mathbf{u}_B$ は場 $\mathbf{B}$ に対応するエーテル速度;  $\mathbf{u}_{w,below}$ ,  $\mathbf{u}_{w,above}$ は銅管中で誘発されたエーテル速度; 実線はエーテル電流の流線; 破線は場 $\mathbf{B}$ の力線

実験の定量的分析はエーテル方程式の数値解を必要とする。

この実験を説明するためには、磁石中および鋼管中における荷電粒子の有向運動に関するいかなるデータも導入する必要がなかったことを強調しよう。この過程のエーテル的解釈の観点から見ると、荷電粒子の有向運動は、それが生じているとすれば、エーテル流束によって惹起されているのである。

強力な磁石の両極の間に垂直または水平に置かれた銅円板の浮上に関する実験,また磁石の場中における振り子の振動の減衰に関する実験に対しても、それと類似した 解釈を与えることができる。そのような実験は、例えば[28, p.263]に記述されている。

### 19.4. 通電導体と磁石

磁石の場の中に吊り下げられた通電中の銅糸の偏向に関する実験[34],また超伝導体の上方または下方におかれた磁石の滑空に関する実験[28,p.321;70,p.102]について手短に検討しよう。エーテル理論の観点から見ると、これらの実験は、定性的レベルでは比較的単純な説明を持っている。ここでの状況は、§19.3で検討されたものと類似しているが、磁場の幾何学的形状はそれより複雑である。エーテルの渦運動量保存則に起因するエーテル渦流束の力の相互作用が生じている(§11参照)。

これらの実験の詳細な分析は今後における研究の方向性の1つとなっている。

#### 19.5. 磁石同士の相互作用

磁石は自らの周りにエーテル渦流束を創出している(§19.1, §19.2参照)。複数の磁石の渦流束は、渦運動量保存則(§11)および圧力差(§13)に起因する力で互いに作用し、磁石を引きずりながら移動する(p.197)。その際、その力は、一般的な場合には空間中に分布しており、このことが渦流束の相互作用に関する詳細な研究を著しく困難にしている。エーテル方程式の解に基づく数値的研究が必要とされる。

それにもかかわらず,定性的レベルでは,エーテル的解釈は観測事実に対して単純 で一目瞭然たる説明を与えることを可能にする。

例えば、2つの同じ磁石のうちの1つが強磁性体の壁に引き寄せられる力より、2つ の磁石が互いに引き寄せ合う力の方が著しく強いことを検証することは、日常的条件 の下でも難しいことではない。この効果は、2つの磁石は自らの周りにエーテル流束を 創出しており、したがってそれらの異符号の磁極が接近すると、エーテル速度が著し く増大し、圧力が著しく減少するという理由によって説明することができる。それに 対し、1つの磁石が壁に接近した場合には、それらの間の圧力はそれほど著しく減少し ない。なぜなら、遮断状態では、壁はエーテル中に速度場を創出しないからである。

エーテルの圧力差に基づく磁石の相互作用に対するエーテル的解釈は,2つの強力 な磁石を3番目の磁石を用いて引き離す場合,それらに対して3番目の磁石の同符号の 磁極を押し当てたときの方が,引き離すのに必要な応力がより小さいという事実,また,2つの磁石を変位によって引き離す場合,それらの接触面内でそれらを変位させた 方が,引き離すのに必要な応力がより小さいという事実を説明することを可能にする (磁石の変位に関する実験についてはp.203参照)。

定常磁場中における磁針の方向転換は,磁針中の磁区電流によって創出されたエー テル渦流に対する外部エーテル渦流の作用に起因する力のモーメントの発生によって 説明することができる。

磁石が持つ力の性質の長期間の保持は,強磁性体からなるブリッジによって磁石の 両極が閉じていることによって確保されている事実が知られている。エーテル的解釈 では,この効果は,ブリッジ中における磁区エーテル流束の配向によって説明される。 ブリッジは,空気とは異なり,自らの中で磁石のエーテル流束を容易に通過させるだ けでなく,自らの磁区中におけるエーテル流束によって磁石のエーテル流束を維持す ることも可能なのである。

## 19.6. 永久磁石系の移動に基づく機関またはエネルギー発生装置の創出の試みに ついて

§19.2, §19.5で行われた分析は、エネルギーの発生あるいは力学的仕事の遂行を用途 とする、エーテルの圧力差またはエーテルの運動エネルギーを利用する装置を開発す る試みが理にかなっていることを根拠付けている。次の疑問が生じてくる。永久磁石 の相互配置の変化による機関またはエネルギー発生装置を創出することは可能か? エーテル理論の立場からこの問題について考察しよう。

磁石の相互配置を変化させることを可能にするような機械的結合によって接続された磁石の系について検討しよう。この磁石系を、磁石系以外のいかなる物質も含んでいない、外部作用から遮断されたあるエーテル領域Ω中に置こう。

公表物から知られる多数の実験は、磁石の磁気的性質(磁石の内部および外部にお けるエーテル流)は、磁石が外部磁場中において任意の軌道に沿って出発点に向かっ て比較的ゆっくりと移動するとき、それと同時に外部磁場も初期状態に復帰する場合 には、移動の結果、事実上変化しないことを示している。すなわち、磁石が初期位置 に復帰したとき、エーテル流は磁石の外部においても内部においても元と同じままと なる。

あまり強くない外部磁場に対して永久磁石の磁気的性質が持つ安定性に対しては、 一目瞭然たるエーテル的解釈を与えることができる。磁石は、磁石中の磁区エーテル 流束によって創出されたエーテル渦を媒介として外部磁場と相互作用しているわけで あるが(§19.1)、そのとき、永久磁石の構造要素の機構の特徴(その特徴は今はまだ 徹底的に解明されていない)が、外部磁場が磁石内部の磁区電流の配向に影響を及ぼ すことを妨げているのである。

オーバーユニティ装置の創出の試み [125] も含め、多数の実験は、比較的ゆっくり と運動する場合には、磁石系が初期位置に復帰した後、各磁石の磁気的性質は事実上 変化しないことを示している。その結果、全ての磁石によって創出された磁場は、初 期状態に復帰する。

磁場は、エーテル流東密度 $\rho$ uの回転に比例している(20)。それゆえ、エーテル領域  $\Omega$ 中におけるエーテル流東密度の回転の分布は初期状態に復帰する。回転は、エーテ ル流東密度 $\rho$ uの性質の一部のみを特徴付けている。しかし、磁石の運動が比較的ゆっ くりとしている場合には、何らかの本質的意味を持った効果は、我々に利用可能な手 段によって記録されていない。特に、(29)によって生じる可能性のある磁場は、無視 することができる。それゆえ、 $\rho$ uの回転だけでなく、エーテル流東密度 $\rho$ u自体ならび に $\rho$ およびuもまた、個別に初期状態に復帰していると予想するのが自然である。この ことは、領域 $\Omega$ 中では、エーテルの運動エネルギー密度(12)は変化せず、しかも、磁石 がいかなる軌道に沿って運動するかにかかわらず、変化しないということを意味して いる。

領域 $\Omega$ 中で運動エネルギー密度が変化しない以上,エーテル状態方程式(15)によれば、外部湧き出しのエネルギー密度が存在しない場合( $\Pi = 0$ )には、エーテルの応力の中に蓄えられているエネルギー密度pも変化しない。

磁石の初期位置への復帰に対応する,初期時点と終期時点におけるエーテル流およ びエーテル応力密度が同一であることは,それらの時点において,それらの和の領域 Ωについての積分が等しくなるという結果をもたらす。すなわち,初期時点と終期時 点において,領域Ω中のエーテルの全エネルギーは同一なのである。すると,磁石を移 動させる外力は,領域Ωのエネルギーを変化させる仕事をしていないということにな る。

ニュートンの第3法則により,磁石系に作用する力は磁石系の側から作用する力と 等しい。それゆえ,磁石系は外部に対する仕事もしていない。

初期時点と終期時点の間における磁石の運動の個々の区間においては、エーテルの 運動エネルギーと圧力との間のバランスの変化(そのとき、それらの和(15)は維持さ れている)に起因する,力学的仕事がなされる可能性があるが,しかし,初期位置への磁石の復帰に関する総仕事量は,それでもやはりゼロのままである。さもなければ, 初期時点と終期時点において,領域Ω中のエーテルエネルギーが変化することになる。 例えば,2つの磁石が異符号の磁極で結合されている場合には,力学的仕事がなされ, 各磁石の個別の場と比べ,それらの共通の磁場の著しい増大が生じる。磁石同士が接 近するときにエーテル圧力がする仕事は,磁石の内部および外部におけるエーテルの 運動速度(磁場)を増大させる方向に働く。しかし,磁石が引き離されるときには, その仕事は逆方向になされる。

このように、遮断されたエーテル領域中では、比較的ゆっくりとした任意のサイク リックな移動は、その磁石系が何らかの時点に初期位置に復帰するときは、1サイクル におけるエーテルエネルギーの増加をもたらさない。このことは、検討されている条 件下では、サイクリックなエネルギー発生装置または機関を構築する目的により、磁 石を移動させる方法でエーテルの運動エネルギーおよび内部応力(圧力)のエネルギ ーを利用することは成功しないということを意味している。このような結論の主な物 理的理由は、周期的に変化する外部磁場中では、永久磁石の磁気的性質が各周期ごと に初期状態に復帰するということにある。

仕事における利得を得ることが可能であるという,誤解を与えかねない結論は,2つの磁石は,磁場の方向に分離するより,磁場に垂直方向に変位させた方がより容易に引き離せるという印象を与えるかもしれない。この問題を解明するため,筆者らは,I.N.ステパノフおよびV.A.チジョフと共同で,2つの磁石の分離時および変位時におけるそれらの間の距離に依存する磁石の引力を動力計を用いて測定することが可能な実験装置を設計した。磁石の引力が分離時にする仕事は,変位時にする仕事と測定誤差未満の精度で等しいことが判明した。その際,変位時における力の初期値は、分離時における力の初期値より著しく小さかった。それゆえ,磁石は、分離による方が容易に引き離せるように見える。しかし、変位時における力はより大きい長さ上で仕事をしており、したがって力は2つの場合において同一であることが判明する。

磁石中の磁区電流によって創出される磁場を利用するのではなく,例えば(電池の 電圧が低下するのと同様に)永久磁石の磁場が時間の経過とともに弱化するような仕 方で,磁区電流を直接利用する方法をなんとかして習得すれば,解放されたエネルギ ーを実践的な目的のために利用することが可能になるかもしれない。

原理的には,エーテルの運動や圧力の利用ではなく,エーテル構造要素のエネルギーあるいは構造要素の結合エネルギーの利用という問題を設定することができるが, それはもはや別の課題である。

## 20. 非擾乱エーテル密度の推定

直接的観測から隠れている自然現象に関する詳細な定性的・定量的理解は,エネル ギーの生産および貯蔵,情報処理,重力制御のための新原理に基づく技術的装置の創 出の可能性を開く。

この方向において前進を遂げる上で不可欠なステップは、非擾乱エーテル密度の推定を行うことである。エーテル密度の概念に関する概説はp.17-20で与えられている。 現在では、電子、陽子および中性子中におけるエーテルの挙動に関する細部まで練り 上げられたモデルが存在する [49]。ただし、このモデルでは、素粒子のパラメーター に関するエーテル的公式に、エーテル密度と速度の積が含まれている。それゆえ、エ ーテル密度の値の推定は、さらなる研究を要求している。その研究に際しては、推定 の信頼性を向上させるため、様々な物理過程の検討を行うことが望ましい。

本節では,[69]の研究結果が述べられる。この研究では,エーテル密度の電磁的測 定単位と力学的測定単位との対比が行われた;エーテル密度のある測定単位から別 の測定単位への物理的諸量および物理公式の変換方法が確立された; 非擾乱エーテ ル密度の値が推定された。

現在,非擾乱エーテル密度 $\rho_0$ の直接的測定値は存在しない。今のところ、 $\rho_0$ の値を 見出すことは、実験から知られているそれ以外の諸量を用いることによってのみ可能 であると思われる。ここに記述されている $\rho_0$ の決定方法は、限界電場強度および諸現 象の幾何学的特性に関するデータに基づいている。諸過程の特性の多くは、少なくと も諸量のオーダーの点で実験から十分に知られている。それゆえ、ここで見出された  $\rho_0$ の推定値は、少なくとも非擾乱エーテル密度の値のオーダーを示していると期待す るべきである。

#### 20.1. エーテル密度の測定単位

文献[52]では、磁場誘導ベクトル(20)のエーテル的理解から出発して、エーテル 密度ρの電磁的測定単位が示されている。CGS単位系(電気量および磁気量の測定のた めの絶対ガウス単位系を含んでいるもの)でのエーテル密度は、次元[ρ] = [B]/ ([c][∇][u]) = [sg<sup>1/2</sup>/cm<sup>3/2</sup>]を持っている。[52]では、さらに、エーテルによって生み 出される物理的諸量の次元が、それらの物理的諸量のための伝統的な測定単位と一致 していることが示され、エーテル密度を用いた新たな単位系について考察されている。 例えば、ρを無次元量として導入すると、CGS単位系とSI単位系での全ての物理量の次 元は一致し、時間および長さの次元の整数の指数を通じて表される(ただし、言うま でもなく、CGS単位系とSI単位系における長さの測定単位は相異なっている)。新たな 単位系については付論5で考察されている。

エーテル密度ρの時間に関する2次偏導関数の次元は、電磁単位では、電荷密度の次 元と一致する。このことから、ρの意味についての解釈の1つが生まれる。それは、空 間の所与の1点におけるエーテル密度の経時的振動が、その1点における電荷密度を決 定するという解釈である。

巨視的レベルには、力を測定する可能性が存在する。それゆえ、[41] では、エーテル密度ρ<sub>m</sub>の次元が、力学における密度との類推に基づいて[g/cm<sup>3</sup>]として導入されている。

相異なる測定単位でエーテル密度を通じて表されている物理的諸量の間の関係を突きとめるため、電磁単位で得られた非擾乱エーテル密度の数値 $\rho_0$ に対する、力学単位で得られた非擾乱エーテル密度の数値 $\rho_{m,0}$ の比に等しい定数 $k_{m,0} \equiv \rho_{m,0}/\rho_0$ を導入しよう。定数 $k_{m,0}$ は、CGS単位系(絶対ガウス単位系を含んでいるもの)では電荷の体積密度の次元[g<sup>1/2</sup>/(s cm<sup>3/2</sup>)]を持っている。 $k_{m,0}$ の値は§20.7に示されている。

このように、力学単位でのエーテル密度 $\rho_m$ は、電磁単位でのエーテル密度 $\rho$ と次の

ような関係を持っている:

$$\rho_{\rm m} = k_{\rm m,0} \rho.$$

ここで $k_{m,0}$ は実際に定数である。なぜなら、 $\rho_m$ と $\rho$ は、測定単位が変わったときに時間および空間に対するその依存性が変化する可能性がない、同一の物理的概念であるからである。

CGS電磁単位で与えられた量の力学単位を通じた表式は、元の量を $\rho$ を用いて表現し、 その表現において $\rho \epsilon \rho_m$ に置き換えるということに帰着する。例えば、電磁単位で測 定されるエーテル密度を持つ電磁波の電気成分の振幅に対しては、公式 $E_a = \rho_0 v u_a \left[ g^{1/2} / (cm^{1/2} s) \right] = [statvolt/cm]$ が妥当する(§20.3参照)。すると、力学単位で測 定されるエーテル密度を持つ振幅に対しては、 $E_{m,a} = \rho_{m,0} v u_a \left[ g/(cm^2 s^2) \right]$ が得られる。  $E_a \ge E_{m,a}$ の間の関係は、 $E_{m,a} / \rho_{m,0} = v u_a$ に対する $E_a / \rho_0 = v u_a$ の比から導き出される。 すなわち、 $E_{m,a} = E_a \rho_{m,0} / \rho_0 = k_{m,0} E_a$ である。エーテル密度の力学的測定単位は、電場 強度その他の物理的諸量の非伝統的な次元を与えるため、電気力学で使用するにはあ まり便利でないことは明らかである。

#### 20.2. レーザーを用いた実験に基づく推定

[41, p.80] では、レーザーを用いた研究に基づいたエーテル密度の推定値が与えられている。それらの研究は、実験において達成可能な、電磁定数の変化が生じないような電場の最大値は、原子内電場の値 $E_0 \approx 10^{11}$  [V/m] = 3.3 · 10<sup>6</sup> [statvolt/cm]のオーダーであることを示している。この値を超える電場の中では、諸過程は強く非線形的になる。電場強度の限界値が $E_0 \approx 10^{11}$  [V/m]の場合には、非擾乱エーテル密度は力学単位で次のようになる[41]:

$$\rho_{\rm m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6} \, [\rm kg/m^3] = 2 \cdot 10^{-9} \, [\rm g/cm^3].$$
(237)

この非擾乱エーテル密度は,線形過程から非線形過程への移行のまさに境界に対応 していることを強調しよう。

## 20.3. エーテルモデルを用いた光子およびその中の電磁場の特性の推定

エーテルの速度について検討しよう:

$$\mathbf{u}(t,\mathbf{r}) = u_a \cos\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_x + u_a \sin\left(\nu t - \frac{\nu}{c}z\right)\mathbf{i}_y + c\mathbf{i}_z.$$
 (238)

ここで $\mathbf{i}_x, \mathbf{i}_y, \mathbf{i}_z$ はデカルト座標系の単位基底ベクトル; cは光速度;  $u_a$ はz軸に対して 横方向の速度振動の振幅;  $\nu$ はその振動の周波数である。

速度(238)は無発散である。そのような速度のとき、エーテル密度は擾乱されていない( $\rho = \rho_0$ ) [52]。所与のuおよび $\rho$ はエーテル方程式(1),(2)を満たしている。

速度(238)および $\rho = \rho_0$ を公式(20)および(21)に代入することにより、検討されているエーテルの運動が、z軸方向に伝播する、波数ベクトル $\mathbf{k} = \nu/c\mathbf{i}_z$ を持つ単色平面円偏波に対応していることを確かめることができる:

$$\mathbf{E}(t,\mathbf{r}) = E_a \sin\left(vt - \frac{v}{c}z\right)\mathbf{i}_x - E_a \cos\left(vt - \frac{v}{c}z\right)\mathbf{i}_y,$$
$$\mathbf{B}(t,\mathbf{r}) = B_a \cos\left(vt - \frac{v}{c}z\right)\mathbf{i}_x + B_a \sin\left(vt - \frac{v}{c}z\right)\mathbf{i}_y,$$

$$E_a = \rho_0 \nu u_a, \quad B_a = \rho_0 \nu u_a.$$

ここで $E_a$ および $B_a$ は振動の振幅である。横速度 $u_a$ は、有限な、しかし光速度と比べて

きわめて小さい大きさを持っている。

電磁波のエーテル的表現は、実験で観測される粒子と波動の二重性を説明すること を可能にすることに注目する必要がある。なぜなら、速度ベクトル(238)は、運動量に 対応する成分と振動に対応する成分との両方を持っているからである(p.65参照)。

エーテルモデルでは、光子は、空間中においてz軸に沿った対称軸を持つ円筒によっ て区切られた、電磁波の集合体 [48] として理解される。相対性理論は、光速度で運 動する物体の幾何学的特性を突きとめることを可能にしないことに注目しよう。なぜ なら、光速度に達すると、物体は点にならなければならないからである。

実験における光子の出現はしばしば電子と関係している。例えば、チェレンコフ放射は電子によって生み出される。それゆえ、平面(x,y)内においてベクトルu(t,r)が完全に1回転するのに要する時間に相当する時間 $t = 2\pi/v$ の間に、媒質の1点が電子の半径 $r_e$ と等しい距離を横方向に通過するという条件から出発して、横速度 $u_a$ のオーダーを決定しよう:  $u_a = r_e v/(2\pi)$ 。電子の半径としては、その上において角周波数 $\omega_e = m_e c^2/\hbar$ を持つ回転の線形速度が光速度に達する半径と等しい半径を取ろう:  $r_e = c/\omega_e = \hbar/(m_e c) = 3.86 \cdot 10^{-11}$  [cm] ( $r_e$ は電子のコンプトン半径と等しい)。すると、 $E_a = \rho_0 v^2 r_e/(2\pi)$ となり、これより、次式が得られる:

$$\rho_0 = 2\pi E_a / (\nu^2 r_{\rm e}).$$

励起された原子の放射周波数は、加速した電子の作用下で7.5・10<sup>14</sup>ないし3・10<sup>16</sup> [Hz]に達する(例えば[275]参照)。特性周波数としては、平均値 $\nu = 2 \cdot 10^{15}$  [Hz] を取ろう。そのときの速度 $u_a$ は、実際に光速度よりきわめて小さいこと( $u_a = 1.2 \cdot 10^4$  [cm/s]  $\ll 3 \cdot 10^{10}$  [cm/s])に注目しよう。

非擾乱エーテル密度 $\rho_0$ は減少させることが可能であるが、しかしそれを増大させることは困難であると仮定しよう。すると、 $\rho_0$ を推定するためには、レーザーを用いた実験で達成されている限界磁場 $E_a = E_0 \approx 3.3 \cdot 10^6$  [statvolt/cm]を取るべきである([141, p.5-10] 参照)。次式が得られる:

$$\rho_0 \approx 1.4 \cdot 10^{-13} \left[ \text{s g}^{1/2} / \text{cm}^{3/2} \right].$$
(239)

今度は、 $E_0$ に関するデータを用いずに、電磁波エネルギーおよび光子エネルギーに 関する公式に依拠して $\rho_0$ を推定しよう。

物理学では、真空中における電磁波の体積エネルギー密度は $w = (E_{total}^2 + B_{total}^2)/(8\pi)$ と定義されている(例えば [28, p.348] 参照)。ヘルツの解釈においてマクスウェル方程式から得られた体積エネルギー密度 [28] は実験的に裏付けられておらず、また、[41]の研究からは導き出されないことに注目するべきである。ところが、wに関するそのような公式は、§18.7、§18.8で得られた電流の電気エネルギー密度と磁気エネルギー密度との和と一致している。この公式は、大きさのオーダーの推定のために完全に適用可能である。ましてや、この公式は、ここでは光子の特性体積に関するいくつかのモデル上の仮定との総体において利用されるのだから、なおさらそうである。

wは速度成分ci<sub>z</sub>からの寄与を含んでいないことに注目しよう。なぜなら、この成分 は、(20)および(21)において微分時に消えるからである。電磁場のエネルギー密度の 上記の定義が電磁場の伝播速度を考慮していないのは、おそらく、エーテル流東密度 puの他ならぬ振動成分のエネルギー(横方向のエネルギー)は確実に測定することが 可能であるという理由によるものであろう。puの縦方向成分のエネルギーを解明する ためには、きわめて精密な測定、例えば光圧の決定に関する実験におけるような精密 測定が必要とされる。

光子の速度**u**の場合には、 $\nabla \cdot \mathbf{u} = \mathbf{0}$ であることの結果として、速度の重ね合わせの定 理(2つの解の和も1つの解である)が満たされている[50,52]。それゆえ、1個の光 子中には、全強度 $E_{total} = N_w E$ およびインダクタンス $B_{total} = N_w B$ を持つ $N_w$ 個の電磁波 が存在することができる。 $N_w$ 個の光子の場合には、 $w = \rho_0^2 v^2 u_a^2 N_w^2/(4\pi)$ が得られる。 他方では、光子のエネルギーはhvであることが実験的に立証されている。すると、 光子のエネルギー密度は $hv/V_{\rm ph}$ (ここで $V_{\rm ph}$ は光子の体積)である。

次の等式が得られる:

$$\frac{\rho_0^2 \nu^2 u_a^2}{4\pi} N_{\rm w}^2 = \frac{h\nu}{V_{\rm ph}}$$

これより,次式が得られる:

$$\rho_0 = \frac{2}{u_a N_{\rm w}} \sqrt{\frac{\pi h}{\nu V_{\rm ph}}}.$$

 $V_{\rm ph}$ として,光子の電磁波の場合の特性サイズを持つ領域,すなわち,高さが光子の 波長 $\lambda = c/v$ と等しく,底の半径が電子の半径 $r_{\rm e}$ と等しい円筒を取ろう:

$$V_{\rm ph} = \pi r_{\rm e}^2 \lambda = \pi r_{\rm e}^2 c/\nu. \tag{240}$$

 $u_a = r_e v / (2\pi)$ を考慮すると、次式が得られる:

$$\rho_0 = \frac{4\pi\sqrt{h/c}}{\nu r_{\rm e}^2 N_{\rm w}}.$$

光子のエネルギーに関する公式 $h\nu$ は光に関する実験によって立証されている。それゆえ、以下においては、可視光の特性周波数 $\nu = 6 \cdot 10^{14}$  [Hz]の場合について検討しよう。

 $N_w$ の値は放射源の性質によって決定される。光源の場合に $N_w = 10$ とおくと、 $N_w$ を用いずに見出された(239)および(244)の値に(値のオーダーという点で)近い推定値 $\rho_0$ が得られる:

$$\rho_0 \approx 6 \cdot 10^{-13} \left[ \text{s g}^{1/2} / \text{cm}^{3/2} \right]. \tag{241}$$

#### 20.4. 光子のエーテルモデルおよびその運動量から導き出される推定

上記に示した非擾乱エーテル密度の推定は、電磁現象の振動特性に基づいて行われた。本節では、力学的な表現、また、実験から知られている、物体に圧力を及ぼすという光の性質を利用しよう。

まず最初に、(240)の体積 $V_{ph}$ を持つ1個の光子の運動量から出発して、力学的測定単位での非擾乱エーテル密度 $\rho_{m,0}$ を推定しよう。光子のエーテルモデル(238)では、光子の伝播方向における速度が著しく優勢である。それゆえ、1個の電磁波からなる光子の運動量は、 $\rho_{m,0}cV_{ph}$ と近似的に等しい。

光子の運動量のエーテル的表現が実験的に立証されているhv/cと等しいとみなし、 1個の光子中における $N_w$ 個の電磁波の重ね合わせの可能性を考慮すると、  $\rho_{m,0}cV_{ph}N_w = hv/c$ が得られる。これより、(240)を用いると次式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0} = \frac{h\nu}{c^2 V_{\rm ph} N_{\rm w}} = \frac{h\nu^2}{c^3 \pi r_{\rm e}^2 N_{\rm w}}$$

可視光の特性周波数ν = 6·10<sup>14</sup> [Hz]の場合には、次式が見出される:

$$\rho_{\rm m,0} \approx 1.9 \cdot 10^{-5} / N_{\rm w} \, [\rm kg/m^3].$$

ここで $N_w$ の値は光子源の性質によって決定される。前節におけるのと同様に $N_w = 10$ と取ると、次式が得られる。

$$\rho_{\rm m,0} \approx 1.9 \cdot 10^{-6} \, [\rm kg/m^3].$$
(242)

今度は、光圧の決定に関する実物実験のエーテル的解釈に基づいて $\rho_{m,0}$ を推定しよう。質量mの物体に入射する光子流束について検討しよう。光子流束の全エネルギーを文字Uで表そう。エネルギーUはその物体によって完全に吸収されるものとする。

光子の作用が始まる前に、Uが物体のエネルギーを著しく上昇させるとすれば、近 似的にU≈mc<sup>2</sup>と書くことができる。Uは物体の運動エネルギーのみと等しいとみなし てはならないことに注意しよう。なぜなら、光子のエネルギーは物体の内部エネルギ ーの増大にも費やされるからである。

上記で考察した光子中における電磁波の重ね合わせの可能性を考慮すると、物体に 入射する単一電磁波の数Nに関して次式が得られる:

$$N = \frac{U}{h\nu/N_{\rm w}}.$$

1個の電磁波は運動量 $\rho_{m,0}cV_{ph}$ を担っているので,発散なしの速度場中におけるエー テル速度の重ね合わせの性質 [50,52] および運動量保存則より,次式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0} c V_{\rm ph} N = mc \text{ or } \rho_{\rm m,0} c V_{\rm ph} \frac{U}{h\nu/N_{\rm w}} = \frac{U}{c}.$$

すると、次式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0} = \frac{h\nu}{c^2 V_{\rm ph} N_{\rm w}}$$

本節の冒頭におけるのと同じ、 $\rho_{m,0}$ に関する公式が得られた。

#### 20.5. 電子および陽子のエーテルモデルを適用した推定

論文 [49] では、エーテル方程式(1),(2)の近似解に基づき、電子、陽子および中性子の定常状態の記述に関する解析公式が得られている。電子、陽子および中性子の電荷、質量および磁気モーメントに関する既知の実験データに従い、解析解の自由パラメーターが評価されている。電子の電荷、質量および磁気モーメントの理論的計算値と実験的に得られた値との違いはわずか~0.1%であることが示されている。中性子の質量および磁気モーメントの場合にも、生じている誤差はそれと同様である。

素粒子の特性のエーテル的表現は積 $V_0\rho_0$ を含んでいる。まずパラメーター $V_0$ に関する推定値を得て、次に $V_0$ によって $\rho_0$ を見出そう。

エーテルの1点の動径速度 $V_j(t,r,\theta,\varphi)$  [49] が素粒子j = e, pの中心方向を向いている 変数値の領域について検討しよう:

$$V_j(t,r,\theta,\varphi) = \frac{V_j(\theta)}{r} \cos\left(\left(\omega_j t - \varphi\right)/2\right) < 0,$$

 $V_i(\theta) = V_0(a + \sin \theta + b_i \sin(2\theta) + c_i \sin(3\theta)).$ 

[49] の公式(9)によれば、電荷と定数 $V_0$ は同じ符号を持っている。すると、 $-\pi/2 < (\omega_j t - \varphi)/2 < \pi/2$ のとき、電子の場合 (j = e) には $\theta_{e,1} \le \theta \le \theta_{e,2}, \theta_{e,1} \approx 0, \theta_{e,2} \approx \pi/2$ であるのに対し、陽子の場合 (j = p) には $\theta_{p,1} \le \theta \le \theta_{p,2}, \theta_{p,1} \approx \pi/32, \theta_{p,2} \approx 7\pi/16$ となる (図12)。

 $V_j(\theta), j = e, p$ に関する公式中の定数 $a, b_j, c_j$ は積分計算によって決定されている。推定値を得る際における様々な量の近似値の誤差が整合化されなければならない。それゆえ, $V_j \varepsilon$ ,表面のうち $V_j(t, r, \theta, \varphi) < 0$ となっている部分に関する平均値に置き換えることにより、動径速度に関する表式を単純化しよう:



$$\bar{V}_{j}(t) \equiv \frac{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} V_{j}(t,r,\theta,\varphi) r^{2} \sin\theta \, d\theta d\xi}{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r^{2} \sin\theta \, d\theta d\xi} = -\gamma_{j} \frac{|V_{0}|}{r}, \quad \gamma_{e} \approx 1.66, \quad \gamma_{p} \approx 0.63$$

座標rに沿った平均速度での運動の方程式

$$dr(t)/dt = \overline{V}_i(t)$$

は次の解を持っている:

$$r_i^2(t) = -2\gamma_i |V_0| t + r_i^2(0).$$

時間間隔 $\Delta t = (\varphi + \pi)/|\omega_j| - (\varphi - \pi)/|\omega_j| = 2\pi/|\omega_j|$ において,動径速度の符号は変化しない(すなわち,点r(t)は1方向に運動する)(例えば運動方程式における発散の符号の交代により,運動方向の変化が生じる可能性はある[50])。時間 $\Delta t$ の間に,軌道 $r_j(t)$ は初期位置 $r_j^2(0)$ から位置 $r_j^2(0) - r_j^2(0)\delta^2$ へ変位するとしよう。ここで0 <  $\delta$  < 1 である( $\delta = 1$ のときには,変位は粒子の中心に達するはずである)。すると,次式が得られる。

$$r_i^2(0)\delta^2 = 2\gamma_i |V_0|\Delta t.$$

これより,

$$|V_0| = r_j^2(0) \frac{|\omega_j|}{4\pi\gamma_j} \delta^2$$

または全てのスタート点 $r_i(0) \in [0, r_i]$ の平均で(ヤコビ行列を考慮に入れて)

$$|V_0| = \frac{\int_0^{r_j} r_j^4(0) \, dr_j(0)}{\int_0^{r_j} r_j^2(0) \, dr_j(0)} \frac{|\omega_j|}{4\pi\gamma_j} \delta^2 = \frac{3}{20\pi} \frac{r_j^2 |\omega_j|}{\gamma_j} \delta^2 = \frac{3}{20\pi} \frac{r_j c}{\gamma_j} \delta^2.$$

が得られる。

右辺をj = e, pについての最小値に置き換えると、パラメーター $V_0$ に関する下側推定値が得られる:

$$|V_0| \ge \frac{3}{20\pi} \frac{r_{\rm p}c}{\gamma_{\rm p}} \delta^2 \approx 4.8 \cdot 10^{-5} \delta^2 \,[{\rm cm}^2/{\rm s}].$$

エーテル中における擾乱の自由伝播速度の大きさに対する制限から出発して、 |V<sub>0</sub>| に関する上側推定値を見出そう:

$$V_i^2 + W_i^2 \le c^2$$

ここで $W_j$ は粒子j中におけるエーテルの方位角方向の運動速度である。 速度を表面全体にわたる平均値, すなわち $\bar{V}_b$ および

$$\overline{W}_{j} \equiv \frac{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \omega_{j} r^{3} \sin^{2}\theta \, d\theta d\xi}{\int_{\theta_{j,1}}^{\theta_{j,2}} \int_{-\pi/2}^{\pi/2} r^{2} \sin \theta \, d\theta d\xi} \approx 0.74\omega_{j} r$$

に置き換えよう。

すると、次式が得られる:

$$\left(\gamma_j \frac{V_0}{r}\right)^2 + \left(0.74\omega_j r\right)^2 \lesssim c^2.$$

これより,次式が得られる:

$$|V_0| \lesssim \frac{rc}{\gamma_j} \sqrt{1 - \left(0.74 \frac{r}{r_j}\right)^2}.$$

推定値は、動径速度に関する解析公式の適用可能領域、すなわち $0.15r_j \leq r \leq r_j$ に属 する全てのrについて満たされなければならない。すると、 $r \in [0.15r_j, 0.96r_j]$ における 右辺の単調増加を考慮することにより、次式が見出される:

$$|V_0| \lesssim 0.15 \frac{r_j c}{\gamma_j}.$$

推定値は、電子と陽子のいずれの場合にも生じなければならない:

$$|V_0| \lesssim 0.15 \min_{j=e,p} \frac{r_j c}{\gamma_j} = 0.15 \frac{r_p c}{\gamma_p} \approx 1.5 \cdot 10^{-4} \, [\text{cm}^2/\text{s}].$$

こうして,次式が得られる:

$$4.8 \cdot 10^{-5} \delta^2 \leq |V_0| \leq 1.5 \cdot 10^{-4} \, [\text{cm}^2/\text{s}], \quad 0 < \delta < 1.$$

ここで量δは動径方向におけるエーテルの平均変位量を特徴付けるパラメーターであ

る。δの具体的値を決定するためには、さらなる研究が必要となる。

非擾乱エーテル密度ρ<sub>0</sub>を, [49]の電荷に関する公式(9)によって計算しよう:

$$\rho_0 = \frac{4}{1 + 4a/\pi} \frac{q_j}{cV_0}.$$
(243)

上記で得られた|V0|の推定値を考慮すると、次式が得られる:

$$3.6 \cdot 10^{-16} \lesssim \rho_0 \lesssim 1.1 \cdot 10^{-15} \frac{1}{\delta^2} [s g^{1/2}/cm^{3/2}], \quad 0 < \delta < 1.$$

エーテル密度の大きさ $\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} \left[ \text{sg}^{1/2}/\text{cm}^{3/2} \right]$ は,  $\delta^2 \approx 0.004$ ,  $|V_0| \approx 1.8 \cdot 10^{-7}$ ,  $|V_0|/r_e \approx 4.6 \cdot 10^3 \left[ \text{cm/s} \right]$ ,  $|V_0|/r_p \approx 8.5 \cdot 10^6 \left[ \text{cm/s} \right]$ を与えることに注目しよう。それゆ え,素粒子中におけるエーテルの運動に関する解析的表式を得る際に利用された,動 径速度は光速度より小さいという予想 [49] は,大きな余裕をもって満たされている。

電子中および陽子中における動径速度の大きさの推定値は、電子中への物体の侵入 に対する電子の抵抗力がより小さい理由を説明することを可能にする。電子中におけ るエーテルの平均動径速度は、陽子中におけるエーテルの平均動径速度より著しく小 さい。それゆえ、電子中のエーテルは、その中に侵入する物体に対して陽子よりも著 しく小さい動径方向運動量を伝達し、より小さい抵抗を及ぼす。ミュー粒子(サイズ を~200分の1にした電子)中では、エーテルの動径速度は電子中より~200倍大きい。 この意味において、ミュー粒子が侵入に対して及ぼす抵抗は電子より~200倍大きい。 このことは、水素の中間子原子の寿命が短いことを示している実験観測値[53]と一 致している。

## 20.6. クーロン障壁に関するデータに基づく推定

球の境界Γ上においてのみゼロではない初期速度を持つ,球の表面Ωからのエーテル 放射に関するモデル的な初期値-境界値問題について検討しよう:

$$\begin{cases} \frac{d\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))}{dt} = \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))(\nabla_{\mathbf{r}}\cdot\mathbf{u}(t,\mathbf{r}))\big|_{\mathbf{r}=\mathbf{r}(t)}, & \mathbf{r}(t)\in\Omega, \quad t\in(0,T] \\ \mathbf{u}(t,\mathbf{r})\big|_{\mathbf{r}\in\Gamma} = \mathbf{\mu}(t,\mathbf{r})\big|_{\mathbf{r}\in\Gamma}, \quad t\in[0,T] \\ \left(\nabla_{\mathbf{r}}\cdot\frac{\mathbf{u}(t,\mathbf{r})}{|\mathbf{u}(t,\mathbf{r})|}\right)\Big|_{\mathbf{r}\in\Gamma} = \eta(t,\mathbf{r})\big|_{\mathbf{r}\in\Gamma}, \quad t\in[0,T] \\ \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\big|_{t=0} = \begin{cases} \mathbf{\mu}(0,\mathbf{r}), & \text{if } \mathbf{r}\in\Gamma \\ 0, & \text{if } \mathbf{r}(0)\notin\Gamma, \mathbf{r}\in\Omega \\ \end{cases} \\ \frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t)), \quad t\in(0,T]. \end{cases}$$

ここで $t \in (0,T]$ はある時間間隔;  $\mu(0,\mathbf{r}(0))$ は初期速度;  $\eta(0,\mathbf{r}(0))$ は速度方向の単位 ベクトルの発散の初期値 $\eta(0,\mathbf{r}(0)) = (\nabla \cdot (\mathbf{u}(t,\mathbf{r})/|\mathbf{u}(t,\mathbf{r})|))|_{t=0, \mathbf{r}=\mathbf{r}(0)}$ である。ここで用 いられているエーテル速度に関する方程式は [50,52] で得られた。

この問題は、関数に対してある一定の制限が課されている場合には、解析的に解かれる。その解u( $t, \mathbf{r}(t)$ )において、 $\eta(0, \mathbf{r}(0)) \neq 0$ のとき、軌道上の1点の位置に対する時間の依存性を $t = \lambda(\mathbf{r}(t))$ と表すと、速度を空間中の1点 $\mathbf{r}(t)$ の関数として見出すことができる:

$$\mathbf{u}(\lambda(\mathbf{r}(t)),\mathbf{r}(t)) = \mu(0,\mathbf{r}(0))e^{\eta(0,\mathbf{r}(0))(\mathbf{r}(t)-\mathbf{r}(0))\frac{\mu(0,\mathbf{r}(0))}{|\mu(0,\mathbf{r}(0))|}}, \quad 0 \le t.$$

得られた公式は、荷電粒子の相互作用は小さい距離においてはエーテルの動径速度 によって決定され、また、エーテルの動径速度の大きさは他ならぬ距離 $r_{c,p}$ においては 光速度cのオーダーとなり、 $r > r_{c,p}$ のとき、変化しないと仮定すれば、陽子の場合のク ーロン障壁の特性値 $r_{c,p}$ に基づいて $V_0$ を推定することを可能にする。

媒質の1点が、素粒子の表面 $\mathbf{r}(0) = r_p$ から粒子の外側に向かって平均動径速度 $\bar{V}_p$ (§20.5 参照)でスタートし、次の動径成分を持つとしよう:

$$\boldsymbol{\mu}\big(0, \mathbf{r}(0)\big) = \gamma_{\mathrm{p}} \frac{|V_0|}{r_{\mathrm{p}}} \mathbf{i}_r.$$

すると、次式が得られる:

$$\eta(0, \mathbf{r}(0)) = (\nabla \cdot \mathbf{i}_r)|_{t=0, \mathbf{r}=\mathbf{r}(0)} = \left(\frac{1}{r^2} \frac{\partial r^2}{\partial r}\right)\Big|_{\mathbf{r}=r_p} = \frac{2}{r_p}.$$

V<sub>0</sub>に対する次の条件が得られる:

$$c \approx \gamma_{\rm p} \frac{|V_0|}{r_{\rm p}} e^{2\frac{r_{c,{\rm p}}-r_{\rm p}}{r_{\rm p}}} \, {\rm or} \, |V_0| \approx \frac{cr_{\rm p}}{\gamma_{\rm p}} e^{-2\frac{r_{c,{\rm p}}-r_{\rm p}}{r_{\rm p}}} = \frac{\omega_{\rm p}r_{\rm p}^2}{\gamma_{\rm p}} e^{-2\frac{r_{c,{\rm p}}-r_{\rm p}}{r_{\rm p}}}.$$

陽子の場合には、クーロン障壁は距離 $r_{c,p} \approx 10^{-13}$  [cm]上にある(例えば [275] 参照)。陽子の半径は $r_p = \hbar/(m_p c) = 2.1 \cdot 10^{-14}$  [cm]である( $r_p$ は§20.3 における $r_e$ との類推によって決定された)。すると、 $r_{c,p}/r_p \approx 4.75$ となる。

 $r_{c,p} = 4.75r_p$ のとき,  $|V_0| \approx 5.5 \cdot 10^{-7} [\text{cm}^2/\text{s}]$ が得られる。公式(243)は次式を与える:

$$\rho_0 \approx 10^{-13} \left[ \text{s g}^{1/2} / \text{cm}^{3/2} \right].$$
(244)

## 20.7. 主な結論. エーテル密度の値

エーテル密度の様々な測定単位が分析された。エーテル密度を通じて電磁単位で表 されている物理的諸量から,エーテル密度を通じて力学単位で表されている物理的諸 量への,またその逆方向の換算方法が突きとめられた。

様々な物理的諸量の分析, すなわち限界電場強度*E*<sub>0</sub>; 光子のエーテルモデルにおける電磁場の特性; クーロン障壁に関するデータを導入して行われた電子および陽子中におけるエーテルの挙動の分析に基づき, 非擾乱エーテル密度の値の推定値が得られた。

光の光子中における電磁波の数として $N_w$ ~10を選んだことの適切性は、エーテル密度 $\rho_0$ の推定値(241)が、 $N_w$ を用いずに得られた推定値、すなわち $E_0$ を導入して得られた推定値(§20.3、公式(239))またはクーロン障壁に関するデータを導入して得られた推定値(§20.6、公式(244))と(値のオーダーの点で)近似していることによって裏付けられる。

(237), (239), (241), (242), (244)の推定値は、非擾乱エーテル密度として次の値を取ることを可能にしている:

$$\rho_0 \approx 3 \cdot 10^{-13} \left[ \text{s g}^{1/2} / \text{cm}^{3/2} \right], \left[ \text{s}^2 \text{ statC} / \text{cm}^3 \right],$$
(245)

$$\rho_{\rm m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9} \,[{\rm g/cm^3}] = 2 \cdot 10^{-6} \,[{\rm kg/m^3}].$$
 (246)

この場合の測定単位の変換定数は次のようになる:

$$k_{\rm m,0} = \rho_{\rm m,0} / \rho_0 \approx 6.7 \cdot 10^3 \, [{\rm g}^{1/2} / ({\rm s \, cm}^{3/2})], [{\rm statC/cm}^3].$$
 (247)

見出された推定値 $\rho_0$ の信頼性は、様々な物理過程に関して得られた値、すなわち限 界強度 $E_0$  (§20.3 の推定値(239)) およびクーロン障壁 (§20.6 の推定値(244)) に基づ いて得られた値との良い一致によって証明されていることに注目する必要がある。  $\rho_{m,0}$ の値の信頼性は、 $E_0$ を通じた推定値 (§20.2 の(237)) と光子の運動量を通じた推 定値 (§20.4 の(242)) との近似性によって証明されている。(245), (246)の値は、§18.10, §21.12, §23.6.1-23.6.3, §23.8, §23.9.2, §23.9.6, §23.10.1, §24.3, §16.2, §23.12, §23.13, §11.2, §14.2, §23.14 で行われた分析によっても裏付けられている。

全部合わせると,非擾乱エーテル密度の大きさ(245), (246)は, 30 件以上の実際の 実験において根拠付けられている。

エーテルの存在の証明およびエーテルのパラメーターの値の推定に関する,比較的 低コストで実施可能な新たな追加的実験が本書のいくつかの節で提案されている。そ れらの節の番号は「あとがき」(p.395)に列挙されている。

本節に示されている結果は、微視的世界および巨視的世界の諸現象の詳細な定量的 記述に移行することを可能にしている。このことは、エネルギー、情報および重力を 操作するための新原理に基づく技術システムの基礎に横たわっている可能性のある諸 効果を解明する可能性を開いている。

## 20.8. 真空の誘電率を非擾乱エーテル密度として採用することの誤り

V.A.アツュコフスキー<sup>[訳注]</sup>の著作 [73-76,225] は、エーテル動力学の定性的理解に とって大きな意義を持っている。しかし、それらの著作は多くの点で自然哲学的な性 格を持っており、実践にとって重要な定量的研究を行うことを可能にしない。

[73, vol.2, p.83[邦訳 p.54]]では, [kg/m<sup>3</sup>]で測定されるエーテル密度 $\rho_{Ats}$ [AtsはAtsukovsky] は、真空の誘電率 $\rho_{Ats} = \epsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12}$  [F/m]と定量的に等しいとみなされている。 ここでは、物理学の最も主要な基礎の観点から見て、誤りが犯されている。その第 1 の誤りは、相異なる次元を持つ物理量、すなわち[ $\epsilon_0$ ] = [F/m]と[ $\rho_{Ats}$ ] = [kg/m<sup>3</sup>]とが 同列に置かれていることである。

第2の誤りは、 $\varepsilon_0$ の値が世界定数として絶対化されていることである。実際には、  $\varepsilon_0$ の概念は、SI単位系において、第4の測定単位である電流の力[A]が、それ以外の3 つの測定単位[m], [kg], [s]に依存しない測定単位として導入され、電荷の測定単位[C]が [A]を通じて定義されたことの結果としてのみ出現したのである。SI単位系では、1[C] は、CGS静電単位系における電荷の単位10c(ここでcは光速度)と等しいと定められ ている(例えば [28, p.18, p.217, p.357]参照)。 $\varepsilon_0$ の意味および値は、SI単位系におけ るクーロンの法則とCGS単位系におけるクーロンの法則との比較に基づいて明らかに される [28, p.357]。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> V.A.アツュコフスキー(Vladimir Akimovich Atsukovsky, 1930-2021)はソ連・ロシアの電気工学者 で、ロシア語圏における代表的なエーテル理論研究者。彼が開拓したエーテル動力学は、本書の著者た ちも含め、より若い世代の科学者たちに多大な影響を与え、現在、ロシア語圏におけるエーテル理論研 究の目覚ましい発展をもたらしている。次の段落で引用されている文献[73]は日本語に翻訳され、訳 者のサイト(p.4 参照)に掲載されている。

したがって、もし電荷の単位[C]を CGS 静電単位系における10*c*と等しくない単位と して SI 単位系に導入すれば、 $\epsilon_0$ の値は変化することになる。このことは、 $\epsilon_0$ は世界定 数ではなく、CGS 静電単位を SI 単位に変換するためにしか役立たないということを意 味している。

付論 5 では、SI 単位系の冗長性が数学的観点から考察されている。その冗長性が、 実験から得られ、SI 単位系で書かれているある 1 つ物理法則において、そこに含まれ ている諸量の間の関係を整合化するためには、定数 $\epsilon_0$ または定数 $\mu_0$ を導入することが 必要になるという結果をもたらしている。例えば、実験から知られているガウスの静 電気学の定理(28)は、CGS 単位系では、2 つの物理量、すなわち電場Eと電荷密度 $\sigma$ と を関係付けている。さて今度は電荷をEの次元とは独立に定義しようとすると、法則 (28)を保存するためには、そこに定数の因数を導入しなければならなくなり、実際、 SI 単位系ではそれが行われている。

例えば [28, §85] では、 SI 単位系が物理現象を記述する上で持っている欠点が、 CGS 単位系と比較しながら詳しく考察されている。[CGS から SI への移行に伴う] 科学文献 の膨大な出版し直しに関する商業プロジェクトを含め、SI によってロビー活動が行わ れた可能性も排除されない。

これまでに提案された全ての単位系の中で、CGS-ガウス単位系が現在にいたるまで 物理学における最良の単位系であり続けている [28, p.363]。しかし今や、その CGS-ガウス単位系に対して、エーテルと関係するいくつかの新たな測定単位系が競争を生 み出す可能性がある。そしてそれらの測定単位系は、力学量と電磁量の起源の単一性 を示している(付論 5 参照)。 215 21. エーテルの担体―ニュートニウム―の構造. エーテル中および物質中に…

# 21. エーテルの担体—ニュートニウム—の構造.エーテル中および物質中における運動論的効果

エーテル方程式(4)-(6)は、連続体力学の方程式と同様に、物質\*の密度および速度 の担体の物理的内容から抽象されている。気体力学および流体力学では、物質の構造 は分子運動論によって解明されている。分子運動論では、連続方程式および運動方程 式は、多数の個別小物体の運動および相互作用からの帰結である。それゆえ、エーテ ルの担体の構造に関する自然な疑問が生まれてくる。

現在では、この疑問に答える、詳細に練り上げられた理論が存在する。本節では、 分子運動論との類推に基づいたエーテルの担体に関する最も単純なモデルが提唱され、 研究される。

物質中におけるエーテルの挙動に関する問題の研究は、まさに本節において始まった。物質内部におけるエーテルの運動は、材料の構造要素および外部作用によって創 出された流れによって決定されている。この過程の詳細な研究は、原子、分子および それらの総体のエーテルモデルの発展を必要としている。ここでは、熱力学および分 子運動論との類推を用いて、物質中におけるエーテルの挙動について検討しよう。そ の際、熱力学的エントロピー概念は用いられない(§21.17 参照)。

## 21.1. 非擾乱エーテルの圧力

エーテルの運動論の構築は,最も単純なモデルの解析から開始するのが賢明である。 エーテルの担体(粒子)は単原子気体に似た粉粒体媒質のように振る舞うという仮定 の下で,担体のパラメーターを見出そう。粉粒体媒質と気体との間の類推が可能であ ることは,いずれの媒質においても,粒子間に強い結合は存在しないと仮定されてい ること[36, p.150]を根拠としている。この場合には,エーテル中における擾乱の光 速度と等しい自由伝播速度および力学単位で表される非擾乱エーテル密度 $\rho_{m,0}$ (246) に基づいて,エーテル中の圧力を推定することができる。

系内に熱交換が存在しない断熱的な場合には、媒質の圧力と密度との間の既知の関係が実現されている。エーテルのパラメーターの場合には、[27, p.79] との類推に基づいて次式が得られる:

$$\gamma \frac{p_0}{\rho_{\rm m,0}} = c^2$$

ここで $\gamma$ はエーテル中における比熱比(断熱定数の類似物)である。固体粒子の場合 [121, p.197] と同様に $\gamma = 5/3$ と仮定すると、 $\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-6} [kg/m^3]$ のとき、エーテ ル中の圧力の推定値が得られる:

$$\rho_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11} \,[\text{Pa}] = 1.09 \cdot 10^6 \,[\text{atm}].$$
(248)

(272)の推定値も参照されたい。このような圧力は1気圧の~106倍である。

(248)の推定値の適切性は、この推定値が、ワイヤーおよびエミッターの爆発に関する実験から得られた推定値(§18.10の最後の段落参照)、また、公式(15)に基づいて計算された非擾乱エーテルの圧力 ( $\rho_* = \rho_0$ ,  $|\mathbf{u}_*| = c$ , u = 0,  $\Pi = 0$ のとき、 $p = \rho_{m,0}c^2 = 1.8 \cdot 10^{11}$  [Pa]) と一致していることによって裏付けられる。

(248)の推定値もまた,巨視的圧力がエーテル圧力に近付いたときには,原子とエー テルの担体(ニュートニウム)の流れとの相互作用の急激な増大が生じ,このことが 原子構造の著しい再構築をもたらすと当然予想されるという理解と一致している。実 216 21. エーテルの担体―ニュートニウム―の構造. エーテル中および物質中に…

際, 圧力が~10<sup>6</sup> atmを超えると,物質に新たな性質が出現する 146, p.220]。例えばグ ラファイトからダイヤモンドを得るためには1.5 · 10<sup>10</sup> – 2.5 · 10<sup>10</sup> [Pa]の圧力が利用 されている。

連続体力学における圧力の概念は、連続媒質の内部圧力の効果を考慮している。そ れゆえ、エネルギー密度の次元を持つ圧力は、媒質の内部応力のエネルギー密度とし て(またその逆として)解釈することができる。(248)により、非擾乱エーテル中のエ ネルギー密度は次の値となる:

$$p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11} \,[\text{J/m}^3].$$
 (249)

上に指摘したように、このようなエネルギー密度に到達したときには、例えば原子 のカオス熱運動の強化により、触知可能な物質の原子とニュートニウム流との相互作 用の急激な増大が生じると予想することができる。

強力なエーテル流束と組み合わされた高い巨視的エネルギー密度を用いた,微視的 世界のある種の物体の破壊の条件については,§14.5 で考察した。

## 21.2. エーテルの担体—ニュートニウム—の質量およびサイズ. ニュートニウム間の 平均距離

固体粒子からなる理想気体(粉粒体媒質の類似物)に関するクラペイロン-メンデレ ーエフ方程式(状態方程式)は、エーテル粒子の質量を推定することを可能にする。 この方程式は、エーテルのラグランジュ粒子中における構造要素の挙動に関する情報 という、エーテル状態方程式(15)への追加情報を持っている。

クラペイロン-メンデレーエフ方程式を利用することは、検討されているエーテル 中における諸過程のクラスに対する、過度に強い制限とはならない。なぜなら、この 方程式は、あらゆる物質の状態方程式を粒子密度の次数別に因数分解することによっ て得ることができ [27, p.103; 146, chap.1, §1; 147, chap.1, §3], エーテルの場合には、 密度は小さい値であるからである(246)。それだけでなく、クラペイロン-メンデレー エフ方程式は、温度スケールの構築方法からの帰結として解釈することができる [27, p.25]。

理想気体の初期状態方程式を精緻化するための理論的方法は[146]で詳しく考察 されている(例えば chap.4,§6 および chap.9,§3 参照)。そこでは、引力を持たない固 体球からなる密な媒質の状態方程式が検討されている。§21.2 で推定されているエー テル構造要素の特性直径の場合には、状態方程式に対する当該の修正[146,p.497,公 式(3.1)]はきわめて小さいことが判明する。

しかし、一般性に対する若干の制限にもかかわらず、クラペイロン-メンデレーエフ の理想化モデルは、エーテル媒質の挙動の最も重要な特徴を理解するとともに、様々 な単純化を徹底的に排除することにより、実在物体の特性 [147] (例えばエーテル構 造要素のサイズの有限性に関連した特性)を解明することを可能にする。

1 mol の粒子の場合, クラペイロン-メンデレーエフ方程式は次の形を持っている [27, p.25; 36, p.151]:

$$pV = \bar{R}\bar{T}.$$
 (250)

ここで $\bar{R} = 8.3144 \cdot 10^3$  [J/(kmol·K)]は1 mol の場合について計算された普遍気体定数 (例えば [36, p.151] 参照);  $\bar{T}$ はエーテルの温度(記号上のバーは巨視的媒質の温度 の記号Tと区別するために導入されている); Vはモル体積である。ここでは,エーテ
ルの温度という用語が意味しているのは,エーテル構造要素—D.I.メンデレーエフによって物理学に導入されたニュートニウム(下記参照)—の並進カオス運動のエネルギーである。

アボガドロの法則(同一圧力、同一温度のとき,同一体積の相異なる理想気体中に は同じ数の分子が含まれる)に鑑みると, *R*は相異なる気体の場合に同一の値を持っ ている [27, p.25]。ここでは, *R*はエーテルの場合にも保存されると仮定しよう。なぜ なら,気体モデルにおけるのと同様に,粉粒体媒質モデルにおいては粒子間には強い 結合は存在しないことが主要な仮定となっている [36, p.150] からである。

エーテル粒子のモル質量を $M_{et}$ と表そう。これは非擾乱エーテル密度 $\rho_{m,0}$  (246)およびモル体積Vを通じて表すことができる:

$$M_{\rm et} = \rho_{\rm m.0} V.$$

ここから見出されたモル体積Vをクラペイロン-メンデレーエフ方程式に代入すると,次式が得られる:

$$p = \frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} \rho_{\rm m,0} \bar{T}.$$
(251)

度で表されたエーテルエネルギーとして、いわゆる残存放射 [=宇宙背景放射]([142-145] 参照)の温度 $\bar{T}$  = 2.73 [K]を取ろう。この温度は、光速度とともに、真空の確実な巨視的特性である。すると、 $p = p_0$ のとき、 $M_{et} \approx 4.1 \cdot 10^{-13}$  [kg/kmol]となる。クラペイロン-メンデレーエフ方程式は、アボガドロ数 $N_A$  = 6.02214 · 10<sup>26</sup> [1/kmol]と等しい 1 mol の粒子の場合について書かれている。すると、エーテル粒子 1 個の質量の場合には、 $m_{et} = M_{et}/N_A$ が得られる。

こうして,エーテル粒子の質量は,エーテルの構造の気体力学モデルとの類推では, 次の値と等しい:

$$m_{\rm et} \approx 6.8 \cdot 10^{-40} \, [\rm kg] = 4.1 \cdot 10^{-13} m_{\rm p}.$$
 (252)

ここで $m_p$ は陽子の質量である。この結果は、定性的にも、また原理的な面においても、 もしエーテル粒子が存在するとすれば、それは水素原子より著しく小さい質量を持っ ているという D.I.メンデレーエフの結論 [54] と定量的に一致している。彼はこの粒 子を「ニュートニウム [newtonium]」と名付け、その質量を~5  $\cdot$  10<sup>-11</sup> $m_p$ と推定した。

1個のニュートニウムの質量*m*<sub>et</sub>の導入は,連続エーテル媒質の力学モデルから,連 続エーテル媒質の個別構造要素のモデルへの移行を意味していることを強調しよう。 連続体モデルにおいては,例えば圧力を計算する際には,1個のニュートニウムの質 量ではなく,多数のニュートニウムの質量,例えばモル質量*M*<sub>et</sub>(クラペイロン-メン デレーエフ方程式(251)に現れているもの)を検討する方が適切である。なぜなら, §16.2 および§17.2 では,物体の重力質量は,連続媒質の多数の構造要素を含んでいる 連続媒質物体に対するエーテル圧力の勾配の作用に関する公式中の係数として導入さ れているからである。

§16.2 では、物体の重力質量と慣性質量の等価原理も考察されている。エーテルの 個別構造要素(ニュートニウム)のモデルを構築する際には、ニュートニウムの質量 *m*etもやはり、エーテル重力束中における試験ニュートニウムの挙動を特徴付ける重 力質量としても、また、ニュートニウムに印加された力の作用下でのニュートニウム の加速を特徴付ける慣性質量としても解釈することができる。

ニュートニウムの特性半径の推定を陽子の構造のエーテルモデルに基づいて行おう。

陽子は正電荷を持ち、回転物体の性質を持っていることが実験から知られている。数 学的には、この物体は、渦の吸い込み(§14.5 参照)、すなわちエーテル中における渦 として記述することができる。その渦中における速度は、渦軸の方を向いている非ゼ ロ成分を持っている(渦の吸い込みおよび湧き出しの例については[140, p.241, p.242] 参照)。渦の境界近傍における渦内部からの相対的に低い圧力は、正電荷に対応してい る(§18.13 参照)。ニュートニウムのサイズを推定する際には、渦の境界(被膜[coat]) の形状はあまり重要ではない。それは、球面、楕円面、円筒形の物体、あるいは「ク レープ形」のいずれでもよい。重要なのは、陽子モデルでは、圧力勾配(235)と動径速 度の両方がエーテルを回転軸の方へ移動させており、その結果、回転軸上にニュート ニウムが蓄積されるということである。

陽子中におけるきわめて高い質量密度を持つ中心領域の存在は実験的に観測されている(例えば概説記事 [289] およびそこに引用されている文献参照)。この現象の数理モデルでは、陽子の回転軸上には長さ $2r_{p,c}$  [ $r_{p,c}$ のcはcore]の一種の棒(コア)が形成されており、その中に陽子の質量が集中しているとみなすことにしよう。コア中では、線質量密度 $m_p/(2r_{p,c})$ はきわめて高いので、外部作用なしには、それ以上は顕著に増大しないとしよう。すると、ニュートニウムの特性直径 $2r_{et}$ は、コアの線質量密度 $m_p/(2r_{p,c})$ が不変という条件のとき、極限 $m_p \rightarrow m_{et}$ 、 $r_{p,c} \rightarrow r_{et}$ から出発して、次のように推定することができる:

$$\frac{m_{\rm et}}{2r_{\rm et}} = \lim_{\substack{m_{\rm p} \to m_{\rm et} \\ r_{\rm p,c} \to r_{\rm et}}} \frac{m_{\rm p}}{2r_{\rm p}} = \frac{m_{\rm p}}{2r_{\rm p,c}}.$$

これより、次式が得られる。

$$r_{\rm et} = r_{\rm p,c} \frac{m_{\rm et}}{m_{\rm p}}$$

(252)を考慮すると、次式が見出される:

$$r_{\rm et} \approx 4.1 \cdot 10^{-13} r_{\rm p,c}$$

陽子の渦のサイズ2 $r_p$ はコアの長さと対比可能である ( $2r_{p,c} \sim 2r_p$ ) という仮定の下で, コアの長さ $2r_{p,c}$ を推定しよう。渦の特性半径 $r_p$ としては,その軸上において線回転速度 が光速度cに近くなっている回転軸からの距離を取るのが自然である。このような選 択は,エーテル中における擾乱の自由伝播速度であるcは,典型的な条件下では外部作 用なしには他の速度によって超えられない,すなわちエーテル渦中における線形速度 の大きさを制限しているということによって規定されている。陽子の渦の求める半径  $r_p$ に対しては,陽子のコンプトン半径 $r_p = \hbar/(m_p c)$ が対応している。陽子のエネルギー  $hv = m_p c^2$ によって決定される角周波数 $\omega_p = 2\pi v$ を持つ線回転速度は,まさにコンプ トン半径上において光速度に達する: $r_p = c/\omega_p = c/(2\pi v) = hc/(2\pi m_p c^2) = \hbar/(m_p c)$ . こうして,次式が得られる。

$$r_{\rm et} \approx 4.1 \cdot 10^{-13} r_{\rm p}; \quad r_{\rm et} \approx 8.6 \cdot 10^{-27} \, [\rm cm], \text{ if } r_{\rm p} = \hbar/(m_{\rm p}c).$$
 (253)

したがって,陽子の体積中には, $r_p^3/r_{et}^3 = 10^{37}$ 個のニュートニウムを収めることが可能である。このことは、例えば、エーテル中には、陽子の半径のオーダーの距離においてさえ、様々な構造要素や情報構造の組織化に関する巨大な可能性が存在していることを意味している。

ニュートニウムのサイズの小ささは、エーテルを記述するために、陽子の半径の~ $4.1 \cdot 10^{-12}$ の距離に至るまで連続体モデルを適用することが可能であることを裏付けている。なぜなら、この距離に対応する体積(ラグランジュ粒子)中には、( $4.1 \cdot 10^{-12}r_p$ )<sup>3</sup>/( $4.1 \cdot 10^{-13}r_p$ )<sup>3</sup>= $10^3$ 個のオーダーのニュートニウムを収めることが可能であり、これは、連続体に対する要件を満たすのに十分な数であるからである。

ニュートニウム間の平均距離r<sub>\*</sub>は,エーテルがそこに存在している具体的な条件に 依存している。

例えば陽子中における平均距離 $r_*$ は、(252)により、陽子中には $m_p/m_{et} \approx 2.4 \cdot 10^{12}$ 個 のニュートニウムが存在しなければならないことから出発して推定することができる。  $r_*$ の下側推定値は、陽子中の全てのニュートニウムはコア中に存在するという極限の 仮定において得られる。すると、それらの間の距離は、 $r_*\sim 2r_p/(m_p/m_{et}) \approx 2 \cdot 8.6 \cdot$  $10^{-27}$  [cm]のオーダー、すなわちニュートニウムの直径 $2r_{et}$ のオーダーを持っている。  $r_*$ の上側推定値は、陽子の形状としてコンプトン半径 $r_p$  (253)を持つ球形を取ることに よって得られる。すると、ニュートニウム1個当たりの平均体積は $V_p/(m_p/m_{et})$ 、 $V_p =$  $4\pi r_p^3/3$ となる。この平均体積を立方体の形で表すと、隣り合う立方体の中心(ニュー

トニウム)同士の間の距離は、立方体の辺の長さ $r_* \sim \left( V_{\rm p} / (m_{\rm p} / m_{\rm et}) \right)^{1/3} \approx 2.9$ ・

10<sup>-18</sup> [cm]と等しくなる。言うまでもなく、このような推定値はきわめて不当に高い。 なぜなら、検討された陽子モデルでは、ニュートニウムは陽子の線状のコアの中に集 中しているからである。

非擾乱エーテル中におけるニュートニウム間の平均距離 $r_*$ は、 $\rho_{m,0}$  (246)および $m_{et}$  (252)の値によって決定される既知の濃度 $\rho_{m,0}/m_{et}$ から出発し、[30, p.17] との類推に

基づいて $r_* \sim 1/\sqrt[3]{
ho_{m.0}/m_{et}} \approx 7.0 \cdot 10^{-10}$  [cm]と推定することができるように思えるかも

しれない。しかし、そのような推定は、空間全体にわたるニュートニウムの定常分布 の存在を仮定しているため、一般的な場合には正しくない。その仮定は、エーテルが 持つきわめて高い透過能力と合致しない。普通、容器によって仕切られることは気体 の挙動とみなされているが、エーテルを何らかの容器を用いて仕切ることは困難であ る。それだけでなく、仕切られていない空間中におけるニュートニウムのカオス運動 の結果、非擾乱エーテル中でニュートニウムの密集領域と希薄領域が形成されている 可能性がある。ましてや、もしニュートニウムには引力が存在しないとすれば、その 可能性はさらに高まる。言い換えると、非擾乱エーテルはある平均質量密度 $\rho_{m,0}$ を持 っているが、しかし、非擾乱エーテル中におけるニュートニウム間の平均距離は、自 由状態に置かれている気体中におけるのと同様に、一般的な場合には決定されていな い。ただし、実験から知られている真空の熱伝導性の小ささは、非擾乱エーテル中に おけるニュートニウムの平均自由行程(277)の上側推定値を決定することを可能にし ている。

## 21.3. カオス熱運動時および定向運動時におけるニュートニウムの分布

ニュートニウムの詳細な解明は将来における研究方向である。しかし,現在既に, 一般的な種類の法則性を利用することにより,ニュートニウムの性質を推定すること ができる。

エーテルは、一定の温度下において無秩序な熱運動の状態にある、きわめて多数の

同じニュートニウムからなっていると仮定しよう。そのエーテル中で作用する力の場 が存在していない場合について検討しよう。

詳細釣り合いの原理および力学法則の対称性の一般的性質は、構造要素の形状および構造要素間で働く力の如何にかかわらず、構造要素の速度分布に関するマクスウェルの法則を立証することを可能にする(例えば[27,§72,§74;147,chap.1,§4]参照):

$$f(\mathbf{v}) = Ae^{-\alpha \mathbf{v}^2}$$

ここで $\mathbf{v}$ は構造要素の速度;  $f(\mathbf{v})d\mathbf{v}$ は速度空間の体積要素 $d\mathbf{v}$ 中において構造要素を見出す確率である。

係数Aおよび $\alpha$ は,確率密度fを1に、また、それぞれが運動エネルギー $\epsilon$ を持っている構造要素の所与の平均運動温度 $\epsilon_{mean}$ に正規化することによって決定される。

本書で提示されている理論は、ニュートニウムの速度の大きさに対して制限を導入 していない。それゆえ、積分は速度空間全体について行うことにしよう:

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = 1, \quad \iiint_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon f(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \varepsilon_{\text{mean}}.$$

煤質構造要素の運動エネルギーεは、構造要素の力学的自由度の数に依存している [36, p.89]。その自由度は様々な仕方で導入することができる。本書では、静止状態 から運動が瞬時に生成されるときの運動エネルギー密度を一貫して利用することにし よう(§1.4 参照)。質量m<sub>et</sub>のニュートニウムに対してもそのようなアプローチを適用 しよう。ニュートニウムの並進運動エネルギーに関しては、次式が得られる。

$$\varepsilon = m_{\rm et} \mathbf{v}^2. \tag{254}$$

積分において球座標に移行すると,次式が見出される:

$$\alpha = \frac{3}{2} \frac{m_{\rm et}}{\varepsilon_{\rm mean}}, \quad A = \left(\frac{3}{2} \frac{m_{\rm et}}{\pi \varepsilon_{\rm mean}}\right)^{3/2}.$$

物理学では、媒質の構造要素 1 個の質量中心の並進運動エネルギーに対して、公式  $\epsilon_{1/2} = m_{et} v^2/2$ が用いられている。それに対応して、並進運動の平均運動エネルギーは  $\epsilon_{1/2,mean} = m_{et} \langle v^2 \rangle/2$ である。ここで(·)は単位体積中に存在する全ての構造要素につい ての和をそれらの構造要素の数で割ったものである(例えば[27,§63]参照)。運動温 度の尺度としては、構造要素 1 個の平均並進運動エネルギーの 3 分の 2、すなわち $\Theta$  =  $2\epsilon_{1/2,mean}/3$ が選ばれている。この場合には、運動温度 $\Theta$ と絶対熱力学温度Tとは、比 $\Theta$  = kT(ここで $k = \bar{R}/N_A$ はボルツマン定数)によって関係付けられることが[27, p.197] に示されている。

ニュートニウムの並進運動エネルギーを公式(254)によって計算すると、平均運動 エネルギーに関して $\varepsilon_{mean} = m_{et}(\mathbf{v}^2)$ が得られる。すると、[27, p.190]との類推により、  $\Theta = k\overline{r}$ という関係を維持するためには、 $\Theta \varepsilon \Theta = \varepsilon_{mean}/3$ と定義するべきである(気体 圧力とエネルギー密度とを関係付ける公式のバリエーションについては[27, p.194] も参照)。これより、次式が得られる。

$$\varepsilon_{\text{mean}} = 3\Theta = 3k\overline{T}, \quad \alpha = \frac{m_{\text{et}}}{2k\overline{T}}, \quad A = \left(\frac{m_{\text{et}}}{2\pi k\overline{T}}\right)^{3/2}.$$
 (255)

 $\alpha$ およびAに関する表式は、マクスウェル分布において普通用いられている表式と形式的に一致した[27, p.250]。それゆえ、エーテル構造要素の最確速度 $v_{mp}$ 、平均速度

v<sub>mean</sub>および平均2乗速度v<sub>ms</sub>に対し,次の公式 [36, p.206, p.207; 27, §59, §60, §73]を用いることができる。

$$v_{\rm mp} = \sqrt{\frac{2k\overline{T}}{m_{\rm et}}}, \quad v_{\rm mean} = \sqrt{\frac{8k\overline{T}}{\pi m_{\rm et}}}, \quad v_{\rm ms} = \sqrt{\frac{3k\overline{T}}{m_{\rm et}}}.$$
 (256)

巨視的物体1個の質量中心の並進運動に費やされるエネルギーは、粒子1個の並進 運動に費やされるエネルギーと同じ割合になることが知られている[27, p.202]。原子 および分子は、ニュートニウムとの関係においては、巨視的物体とみなすことができ る。それゆえ、原子および分子の近傍において平衡状態にあるニュートニウムの温度 は、弾性衝突の場合、原子または分子の温度と一致している。

温度 $\bar{r}$ が1ないし273 [K]のとき、ニュートニウムの最確速度 $v_{mp}$ は0.67cから11cまで の範囲内(ここでcは光速度)、平均速度 $v_{mean}$ は0.76cから12.5cまでの範囲内、平均2乗 速度 $v_{ms}$ は0.82cから13.6cまでの範囲内にある。これらの大きな速度は、ニュートニウム の質量の小ささによってもたらされている。ニュートニウムのカオス運動の平均熱速度  $v_{mean}$ が光速度を超える可能性を持っていることは、何か異常なことではない。なぜなら、 例えば分子の平均熱速度が音速度を著しく超えている空気中においては、それと同様の 状況が生じているからである [27,§60]。

温度がきわめて低いときでさえ、ニュートニウムの熱速度は光速度のオーダーを持っていることを強調する必要がある。物質中における音の伝播との類推に基づくと、このことは、エーテル中における擾乱がまさに光速度で自由伝播する可能性をもっている理由を説明している。

 $\bar{T} = 2.7$  [K] のとき, 平均運動エネルギーは $\varepsilon_{\text{mean}} = 3k\bar{T} = 1.12 \cdot 10^{-40}$  [erg] = 1.81 $m_{\text{et}}c^2$ である。これより,  $\bar{T} = 2.7$  [K]のとき,  $m_{\text{et}}c^2$ =1.65  $k\bar{T}$ が得られる。上記において首尾一貫した考察に基づいて得られたニュートニウムの質量 $m_{\text{et}}$  (252)と,  $\bar{T} = 2.7$  [K]のときに $m_{\text{et}}c^2 = k\bar{T}$ という形式的な条件から M.Ja.イワノフ [153] <sup>[課注]</sup>によって得られた $\tilde{m}_{\text{et}} \approx 4.2 \cdot 10^{-40}$  [kg]との間で 1.65 倍の開きが生じている原因は, このことにある。

ニュートニウムのカオス熱運動と有向運動との所与の平均速度 $v_0 = v_0(t, r)$ での同時運動の場合には、それらの運動の速度分布はボルツマン方程式の平衡解として見出される:

$$\tilde{f}(\mathbf{v}) = Ae^{-\alpha(\mathbf{v}-\boldsymbol{\beta})^2}.$$
(257)

ここで量 $A, \alpha, \beta$ は、 $\tilde{f}(\mathbf{v})$ の1への正規化の条件から出発して、既知の平均速度 $\mathbf{v}_0$ および 温度の定義によって与えられる(例えば [38, §6.3]参照):

$$\iiint_{-\infty}^{+\infty} \tilde{f}(\mathbf{v})d\mathbf{v} = 1, \quad \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v}\tilde{f}(\mathbf{v})d\mathbf{v} = \mathbf{v}_0, \quad \iiint_{-\infty}^{+\infty} m_{\rm et}(\mathbf{v} - \mathbf{v}_0)^2 \tilde{f}(\mathbf{v})d\mathbf{v} = 3k\overline{T}.$$

ここでは、上記と同様に、ニュートニウムの運動エネルギーに関する公式(254)に従い、カオス運動の温度は因数 1/2 なしで導入されている。

列挙されている条件は次式を与える:

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献[153]の共著者 M.Ja.イワノフと V.K.ママエフのフルネームは Mikhail Jakovlevich Ivanov, Vadim Konstantinovich Mamaev である。両人または各人の名前に"physics"を添えたキーワードでネット検索すると,彼らの英語論文を見つけることができる。

$$\alpha = \frac{m_{\rm et}}{2k\overline{T}}, \quad A = \left(\frac{m_{\rm et}}{2\pi k\overline{T}}\right)^{3/2}, \quad \boldsymbol{\beta} = \mathbf{v}_0. \tag{258}$$

 $\alpha$ およびAに関する表式は、上記で検討した $\mathbf{v}_0 = 0$ の場合と一致している。しかし、  $\tilde{f}(\mathbf{v})$ が最大値に達するときの平均速度

$$v_{\text{mean}} = \iiint_{-\infty}^{+\infty} |\mathbf{v}| \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v}$$

および平均2 乗速度 [次式のvchの ch は chaotic]

$$v_{\rm ms}^2 = \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{v}^2 \tilde{f}(\mathbf{v}) d\mathbf{v} = \mathbf{v}_{\rm ch}^2 + \mathbf{v}_0^2, \quad \mathbf{v}_{\rm ch}^2 \equiv \frac{3k\overline{T}}{m_{\rm et}}.$$
 (259)

の最確速度vmpに関する公式は、上記の場合とは異なっている。

# 21.4. 物理学における非平衡・不可逆過程のモデルおよび移動係数に関する概観. 運動論の記述に対するニュートニウムの適用

非平衡・不可逆過程の記述は,運動論の最重要課題の1つである(例えば[147, p.119] 参照)。連続体モデルでは,理論的に計算された,または実験的に見出された移動係数 が用いられている(例えば[14, 9, 62]参照)。

熱伝導,粘性,拡散といった非平衡・不可逆過程(例えば [14, chap.5, §3] 参照)の 大部分についての検討の根底には,局所平衡に関する仮説が横たわっている。この仮 説は,各分子が,最初の衝突後,その衝突が生じたあれこれの空間点に特徴的な平衡 性を持つようになるような,粒子間におけるエネルギーおよび運動量の交換を想定し ている [147, p.119]。局所平衡の微視的領域の長さのサイズは粒子の自由行程によっ て決定され,そこでは粒子の固有の性質が維持されている。それゆえ,粒子のきわめ て大きな速度にもかかわらず,媒質の性質の移動は,微視的領域から微視的領域へと 逐次的に進行し,普通,その速度より著しく緩慢な過程である。数学的には,この仮 説は,熱伝播速度が,媒質要素の平均熱運動速度によってだけでなく,温度勾配およ び密度勾配によっても決定されている点に現れている。

そこでは粒子の平均自由行程が媒質の不均質構造の特性サイズよりはるかに小さい, かなり幅広いクラスの非平衡系においては,各空間点における粒子の速度分布は,体 積全体の温度値は可変であるにもかかわらず,マクスウェル分布に近いとみなすこと ができる。一般的な場合には,粒子の速度分布はマクスウェル分布ではない。

移動現象に関する大部分の運動論的計算の根底には、粒子の連続的な衝突が生じて いる空間点においては、媒質の性質に対する粒子の逐次的な順応が生じているという 着想が横たわっている [147, p.120]。しかし、それらの計算自体は、現象の様々な細 部がどれだけ完全に考慮されるかに応じて、様々なレベルの厳密さで行うことができ る。[147, chap.1, §16, chap.4, §32; 27, §89–92; 146, chap.1, §2; 148, chap.4; 149, §52] で は、移動係数(熱伝導率、粘性率、拡散率)は、2回の逐次的衝突の間の特性時間間 隔における媒質粒子の運動を検討する方法で得られている。[146, chap.7, §1–4, chap.8, chap.9] では、移動係数は、ボルツマン方程式の解または古典統計力学モデル [146, chap.9, §4] に基づいて計算されている。[147; 150; 146, chap.1, §3, chap.13; 27, §69] では、媒質粒子間の相互作用力、粒子における内部自由度(振動自由度,回転自由度 など)の存在および媒質中における様々な過程が考慮されている。 エーテル方程式(1)-(6)を含め、微分形式の連続体力学の方程式は、ラグランジュ粒子の折れ点を持つ軌道の記述に対して適用することができない。なぜなら、折れ点上では導関数が定義されないからである。理論的には、例えば[10,p.55]との類推に基づいて積分形式の連続体モデルを用いることができるはずであるが、しかしそのようなアプローチでは積分方程式を解く必要性が生じ、それは微分方程式を解くよりはるかに複雑な問題となる。連続体力学では、微分形式の連続方程式および運動方程式に対して積分形式を適用する代わりに、平均化された形において検討される媒質構造要素の挙動に関する記述を含んでいる状態方程式またはエネルギー方程式(例えば[14, chap.5,§8 および chap.7,p.395]参照)が追加されている。物理学における状態方程式は、実験から出発して、または構造要素の動力学理論、特に統計物理学の理論から出発して決定されている[146,38]。

エーテル構造要素の性質およびそれらの相互作用の細部に関する問題は未解決のま ま残されている。このような状態においては、既知の媒質との類推に基づいてエーテ ル構造要素に関する研究を開始するのが自然なやり方となる。§21.2 では、エーテル の担体(粒子)は単原子気体に似た粉粒体媒質のように振る舞うという仮定の上に立 って、それらのパラメーターの推定が行われた。そのような粒子は、D.I.メンデレーエ フ[54]に従い、ニュートニウムと名付けられている。

固体粒子からなる気体(粉粒体媒質の類似物)の状態は,最も単純な場合にはクラ ペイロン-メンデレーエフ方程式によって記述される。この方程式は,νmolの媒質粒 子の場合には,次の形を持つ[27, p.25; 36, p.151]:

$$pV = \nu \bar{R}\bar{T}.$$
 (260)

ここで*R*は普遍気体定数; *V*は*v* molの粒子が占める体積; *T*は媒質(この場合はエーテル)の温度である。方程式(260)をエーテルに用いることの可能性については§21.2 で考察されている。

密度 $\rho_m$ のとき、体積V中のモル数は次のようになる:

$$\nu = \frac{\rho_{\rm m} V}{M_{\rm et}}.$$

ここで*M*<sub>et</sub>はニュートニウム(エーテル粒子)のモル質量である(§21.2 参照)。 *v*を(260)に代入すると、エーテルに関して次式が得られる。

$$p = \frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} \rho_{\rm m} \bar{T}.$$
 (261)

 $M_{\text{et}} = m_{\text{et}}N_{\text{A}}$ および既知の関係 $\bar{R} = kN_{\text{A}}$ (ここで $k = 1.3807 \cdot 10^{-23}$  [J/K] = 1.3807 · 10<sup>-16</sup> [erg/K]はボルツマン定数);  $N_{\text{A}} = 6.02214 \cdot 10^{23}$  [1/mol]はアボガドロ数)を用いると、方程式(260)および(261)を次の形式で書くことができる:

$$pV = \nu k N_{\rm A} \bar{T}, \quad p = \frac{k}{m_{\rm et}} \rho_{\rm m} \bar{T}. \tag{262}$$

媒質中の粒子と弾性衝突するとき、巨視的物体1個の質量中心の並進運動に費やされるエネルギーは、粒子1個の並進運動に費やされるエネルギーと同じ割合になる [27,p.202]。原子、分子およびそれらからなる物体は、ニュートニウムとの関係においては巨視的物体とみなすことができる。ニュートニウムと媒質中の粒子との相互作用を弾性相互作用とみなすと、物体の近傍においては、平衡状態にあるニュートニウムの温度は、物体の質量中心の並進運動のエネルギーTと一致しており、公式(261)に おいて $\bar{r} = T$ となる。一般的な場合には、ニュートニウムと、それ自体がニュートニウムからなっている物体との相互作用の法則は、今のところまだ突きとめられていない。 それだけでなく、巨視的物体から大きな距離の所では、分子運動論との類推により、 ニュートニウムの温度は、ニュートニウムの熱伝導性、対流その他の過程によって決定され、物体の近傍における温度とは著しく異なる可能性がある。それゆえ、以下においては、公式(261)において、議論の対象が他ならぬエーテルの温度であることを強調している記号 $\bar{r}$ を用いることにしよう。

エーテル中で最も興味深いのは、ニュートニウムの高濃度化が生じている事例である。なぜなら、おそらく、観測可能な物体や過程の根底にはエーテルが横たわっているからである。高濃度化した(高密度の)媒質中における移動現象は[146, chap.9; 147, chap.4, §32]で検討されている。そのような媒質中における移動の主要なメカニズムは、媒質粒子の衝突および衝突頻度の増大である[146, p.480, p.497]。

[147, chap.1, §16 および chap.4, §32]のアプローチが持っている,移動係数の計算にとっての長所に注目しよう。そのアプローチにおいては,移動法則における勾配に対する流束の比例性は,公準として設定されているのではなく,考察の過程で導き出されている。それだけでなく,そのようなアプローチは,より一般的な結果を得ること,例えば粒子の濃度勾配によって引き起こされた熱移動を考慮すること[147, p.128]を可能にする。

エーテル中における移動過程の研究を,2回の逐次的衝突の間におけるニュートニ ウムの運動に関する考察に基づく,最も単純なモデルから始めよう。

## 21.5. エーテル中における伝熱. エーテルの熱容量

伝熱現象とは,媒質の内部エネルギーがある方向に移動することである[36, p.210]。 気体,液体,固体およびプラズマ中における熱的過程は,分子運動論によって解明さ れている。物理学では,伝熱は,媒質を構成している構造要素(分子,原子など)の カオス(ランダム)運動と関係付けられている。カオス運動の存在は,構造要素の衝 突または振動によって説明されている[27, p.61]。

エーテルの熱伝導率は, ニュートニウムが持っているかもしれない高い濃度 [146, chap.9; 147, chap.4, §32] を考慮に入れて, あるいは [150, §2.4] との類推に基づいて, ただし, 高密度媒質向けに変形されたボルツマン方程式について検討しつつ [146, p.497-499], 運動論的推論を繰り返す [27, p.334-340; 146, chap.1, §2] ことによって 得ることができる。

しかし、ここでは、エーテル中における伝熱現象と、エーテル理論の出発点となる 公準との間の関係を実例によって示す目的により、運動量保存則から得られたエーテ ル状態方程式(15)および粉粒体媒質との類推を用いる方法で伝熱モデルを構築しよう。 上記におけるのと同様に、熱という用語が意味しているのは、ニュートニウムの並進 カオス運動のエネルギーであるとしよう。この先で示されるように、伝熱過程をその ように記述したとき、エーテルの熱伝導率に関する公式は、既知のアプローチを用い たニュートニウムの運動論の直接的分析の結果と外見上まったく正確に一致している。 そのような一致は、エーテル状態方程式(15)に基づくモデルとニュートニウムの運動 論的記述のモデルとが互いに一致していることを物語っている。

それだけでなく,ニュートニウムの有向運動の非ゼロ速度が存在する可能性を考慮 しよう。そのような一般化が§21.11 で必要になる。

物質中における伝熱については本節の末尾および§21.6 で考察する。

方程式(15)は、多数のニュートニウムを含んでいるラグランジュ粒子に関して得ら れた。pおよびρmを固定した上で、ラグランジュ粒子の体積をニュートニウムの体積 に向かわせることによって(15)の極限を取ろう。その結果、1 個のニュートニウムに 関する方程式が得られる。その方程式は初期方程式(15)と外見上一致している。なぜ なら、(15)には体積が含まれていないからである(方程式(15)は媒質の1点において 書かれている):

$$\rho_* = p + \rho_{\mathrm{m}} \mathbf{u}^2 + \Pi, \quad \rho_* \equiv \rho_{\mathrm{m},*} \mathbf{u}_*^2. \tag{263}$$

ここでpはニュートニウム媒質中において 1 個のニュートニウムによって創出される 圧力; uはニュートニウムの速度;  $\rho_{\rm m}$ は力学単位でのエーテル密度, すなわち $\rho_{\rm m}$  =  $k_{\rm m,0}\rho$ である (§20.1)。

+分に一般的な場合について検討しよう。その場合,ニュートニウムの速度uは,カ オス熱運動速度u<sub>ch</sub>と所与の平均有向運動速度u<sub>o</sub>とを足し合わせた速度である:

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_{\rm ch} + \mathbf{u}_0. \tag{264}$$

(259)によれば、そのような運動の平均2乗速度は次のようになる:

$$\overline{\mathbf{u}}^2 \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} \mathbf{u}^2 \widetilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u} = \overline{\mathbf{u}}_{ch}^2 + \mathbf{u}_0^2, \quad \overline{\mathbf{u}}_{ch}^2 \equiv \frac{3k\overline{T}}{m_{et}}.$$
 (265)

表記を簡略化するため、平均2乗速度の根の値を $\bar{u} \equiv |\bar{u}|$ 、平均カオス熱運動速度の 値を $\bar{u}_{ch} = |\bar{u}_{ch}|$ 、平均有向運動速度の値を $u_0 = |u_0|$ と表そう。

ニュートニウムのカオス熱運動の軌道上では,表式(263)を時間について微分する ことはできない。なぜなら,そのような軌道は折れ点を含んでいる可能性があるから である。しかし平均値の場合には,それを滑らかな時間関数とみなすことができる。 それゆえ,ニュートニウムのマクスウェル分布(257),(258)を考慮に入れて,表式(263) の速度空間全体の平均値について検討しよう。ニュートニウムの速度に依存しない密 度pmの場合には,次式が得られる:

$$p_* = \bar{p} + \rho_m \bar{\mathbf{u}}^2 + \bar{\Pi}, \quad \bar{p} \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} p\tilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u}, \quad \bar{\Pi} \equiv \iiint_{-\infty}^{+\infty} \Pi \tilde{f}(\mathbf{u}) d\mathbf{u}.$$

ここでpは1個のニュートニウムによって創出される平均圧力である。 $\mathbf{\bar{u}}^2$ は公式(265) によって計算される。

こうして,カオス熱運動および有向運動の存在下で1個のニュートニウムによって 創出されるエーテル中の平均圧力(エネルギー密度)**p**は次のようになる:

$$\bar{p} = p_* - \bar{\mathcal{A}} - \bar{\Pi}, \quad \bar{\mathcal{A}} \equiv \rho_{\rm m} \bar{u}^2 = \rho_{\rm m} (\bar{u}_{\rm ch}^2 + u_0^2) = \rho_{\rm m} \frac{3kT}{m_{\rm et}} + \rho_{\rm m} u_0^2$$

ここで *Ā*はニュートニウムの熱運動および並進運動の平均エネルギー密度である。

所与の空間点における熱が、単位ベクトル $\mathbf{i}_{ht}$  [ht theat transfer]の方向に移動しているものとする。ニュートニウムの方向 $\mathbf{i}_{ht}$ の平均運動速度を導入しよう:

$$\overline{\mathbf{u}}_{ht} \equiv \overline{u}_{ch} \mathbf{i}_{ht} + (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{ht}) \cdot \mathbf{i}_{ht}.$$
(266)

粒子のカオス熱運動のきわめて大きな速度**ū**chにもかかわらず,局所平衡に関する仮

説に従った媒質の性質の移動は、この過程に関するモデルにおいては、それより著し く緩慢に進行することを再度強調しよう(§21.4 参照)。

熱の運動について検討する際に我々の興味を引くのは、熱の移動に関与するニュートニウムのみである。移動過程の最も単純なモデルでは、粒子は互いに垂直な3つの方向にのみカオス的に運動する。その場合 [27, p.336; 147, p.121] には、方向 $i_{ht}$ に沿って検討されている空間点に到来する粒子の密度は $\rho_m/6$ である。その空間点には、それとは反対の方向 $-i_{ht}$ を持つ粒子もそれと同じ密度で到来する。合計すると、粒子はその空間点に $\rho_m/3$ の密度で入って来る。

こうして、ニュートニウムによって創出される圧力のうち、方向 $i_{ht}$ の熱移動および 並進運動と関係する圧力  $p_{ht}$ は次のようになる:

$$p_{\rm ht} = p_* - \bar{\mathcal{A}}_{\rm ht} - \bar{\Pi}, \quad \bar{\mathcal{A}}_{\rm ht} \equiv \frac{k}{m_{\rm et}} \rho_{\rm m} \bar{T} + \rho_{\rm m} (\mathbf{u}_0 \cdot \mathbf{i}_{\rm ht})^2. \tag{267}$$

ここで $\bar{A}_{ht}$ は方向 $i_{ht}$ に沿った熱移動に関与するニュートニウムの熱運動および並進運動の平均エネルギー密度;  $k/m_{et} = \bar{R}/M_{et}$ である。

表式(267)について、平均速度**ū**<sub>ht</sub>に対応する 1 個のニュートニウムの軌道**r**(*t*)上で 検討しよう:

$$\frac{d\bar{\mathbf{r}}(t)}{dt} = \overline{\mathbf{u}}_{\rm ht}$$

軌道**r**(*t*)上で(267)の時間に関する全導関数を取ると、その軌道に沿ってニュートニウムによって運ばれる、カオス熱流および並進熱流のパワー密度が得られる:

$$\overline{w}(t,\overline{\mathbf{r}}(t)) \equiv \frac{dp_{\rm ht}}{dt} = -\frac{d\overline{A}_{\rm ht}}{dt} - \frac{d\overline{\Pi}}{dt}$$

オイラー変数では次式のようになる:

$$\overline{w}(t,\overline{\mathbf{r}}) = -\frac{\partial \overline{\mathcal{A}}_{\mathrm{h}t}(t,\overline{\mathbf{r}})}{\partial t} - \overline{\mathbf{u}}_{\mathrm{h}t}(t,\overline{\mathbf{r}}) \cdot \nabla_{\overline{\mathbf{r}}} \overline{\mathcal{A}}_{\mathrm{h}t}(t,\overline{\mathbf{r}}) - \frac{d\overline{\Pi}}{dt},$$
$$\frac{d\overline{\Pi}}{dt} = -\frac{\partial \overline{\Pi}(t,\overline{\mathbf{r}})}{\partial t} - \overline{\mathbf{u}}_{\mathrm{h}t}(t,\overline{\mathbf{r}}) \cdot \nabla_{\overline{\mathbf{r}}} \overline{\Pi}(t,\overline{\mathbf{r}}).$$

以下, 簡単のため, **∇**<sub>r</sub>の**r**を省略する。

定常モード(そこでは時間に関する偏導関数はゼロに向かっていく)では,外部湧き出しが存在しないとき,次式が得られる:

$$\overline{w} = -\overline{\mathbf{u}}_{\mathrm{ht}} \cdot \nabla \overline{\mathcal{A}}_{\mathrm{ht}}.$$

ニュートニウムにおける電荷の存在は想定されていないにもかかわらず、この関係 式は、公式(72)により、ニュートニウムのカオス運動および有向運動と関係する電場  $\bar{\mathbf{E}}_{ht} = -\nabla \bar{\mathcal{A}}_{ht}/k_{m,0}$ によるエーテル熱流のパワー密度 $\bar{\mathbf{w}} = k_{m,0}\bar{\mathbf{u}}_{ht} \cdot \bar{\mathbf{E}}_{ht}$ の創出として解 釈することができる。

厚さ $\bar{\mathbf{u}}_{ht}dt$ の単位領域の所へ,その領域の両側から単位時間の間に速度 $\bar{\mathbf{u}}_{ht}$ で運ばれて来るエネルギー量は次のようになる:

$$d\bar{\mathbf{j}} \equiv \bar{w}\bar{\mathbf{u}}_{\rm ht}dt = -(\bar{\mathbf{u}}_{\rm ht} \cdot \nabla \bar{\mathcal{A}}_{\rm ht})\bar{\mathbf{u}}_{\rm ht}dt.$$
(268)

積**ū**<sub>ht</sub>*dt*は,ここで適用されている移動係数の標準的計算方法 (§21.4 参照) に従い, 2回の逐次的衝突の間の自由行程*え*と等しいとみなされる [27,§89;28,§42]。*え*の具体 的な形は下記において考察される。 (267)の*Ā*htをdj (268)に代入しよう:

$$d\bar{\mathbf{j}} = -\left(\bar{\mathbf{u}}_{\mathrm{ht}} \cdot \nabla \left(\frac{\bar{R}}{M_{\mathrm{et}}} \rho_{\mathrm{m}} \bar{T} + \rho_{\mathrm{m}} (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\mathrm{ht}})^{2}\right)\right) \bar{\mathbf{u}}_{\mathrm{ht}} dt = -\frac{\bar{R} \rho_{\mathrm{m},*} \bar{u}_{\mathrm{ht}}^{2} dt}{M_{\mathrm{et}}} \frac{\bar{\mathbf{u}}_{\mathrm{ht}}}{\bar{u}_{\mathrm{ht}}} \left(\frac{\bar{\mathbf{u}}_{\mathrm{ht}}}{\bar{u}_{\mathrm{ht}}} \cdot \nabla \left(\frac{\rho_{\mathrm{m}}}{\rho_{\mathrm{m},*}} \left(\bar{T} + \frac{M_{\mathrm{et}}}{\bar{R}} (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\mathrm{ht}})^{2}\right)\right)\right).$$

ここで $\rho_{m,*}$ はエーテルの特性密度である。

熱流束(単位時間に単位面積を通過するエネルギー量)の密度に関するフーリエの 熱伝導の法則 [36, p.210; 27, p.162-164] との類推により、勾配を持つ項のときに立つ 量χをエーテルの熱伝導率と呼ぼう:

$$d\bar{\mathbf{j}} = -\chi \frac{\bar{\mathbf{u}}_{ht}}{\bar{u}_{ht}} \left( \frac{\bar{\mathbf{u}}_{ht}}{\bar{u}_{ht}} \cdot \nabla \left( \frac{\rho_{m}}{\rho_{m,*}} \bar{T} + \frac{M_{et}}{\bar{R}} (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{ht})^{2} \right) \right),$$
(269)  
$$\chi \equiv \frac{\bar{R}}{M_{et}} \rho_{m,*} \bar{u}_{ht}^{2} dt = \frac{k N_{A}}{m_{et} N_{A}} \rho_{m,*} \bar{u}_{ht}^{2} dt = \frac{k}{m_{et}} \rho_{m,*} \bar{u}_{ht}^{2} dt.$$

ここで*m*<sub>et</sub>は 1 個のニュートニウムの質量(§21.2 参照)である。公式(269)は,密度 勾配によって引き起こされた伝熱([147, p.128]の考察参照),および平均速度**u**<sub>0</sub>の有 向運動のあり得る存在を考慮に入れていることを強調しよう。

粉粒体媒質の場合には、理想単原子気体との類推により、不変体積*c*<sub>v</sub>のときの比熱 容量 [27, p.213; 121, p.197] を計算することができる。公式(254)(因数 1/2 なし)に より、エーテルには並進運動エネルギーが導入されていることを考慮すると、次式が 得られる:

$$c_v = 3\frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} = 3\frac{k}{m_{\rm et}}$$

ここで $M_{et}$ はニュートニウムのモル質量; $m_{et}$ は1個のニュートニウムの質量である。 すると、次式が得られる:

$$\chi = \frac{1}{3} c_{\nu} \rho_{\rm m,*} \bar{u}_{\rm ht}^2 dt = \frac{1}{3} \rho_{\rm m,*} \bar{u}_{\rm ht} c_{\nu} \bar{\lambda}, \quad \bar{\lambda} = \bar{u}_{\rm ht} dt.$$
(270)

この公式は,気体分子運動論で得られている公式(例えば[27, p.340; 147, p.122]参照)と外見上正確に一致している。

エーテルの熱容量 $c_v$ は, 普遍定数, すなわちボルツマン定数kおよびニュートニウムの質量 $m_{et}$ にのみ依存している:

$$c_v = 3 \frac{k}{m_{\text{et}}} \approx 6 \cdot 10^{20} \left[\frac{\text{erg}}{\text{g} \cdot \text{K}}\right] = 6 \cdot 10^{16} \left[\frac{\text{J}}{\text{kg} \cdot \text{K}}\right].$$

[27, p.213] における結論との類推により、不変圧力*c*pのときの比熱容量を計算することができる:

$$c_p = c_v + \frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} = 4 \frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} = 4 \frac{k}{m_{\rm et}}.$$
 (271)

比較のために挙げると、300 [K]、1 気圧のときの空気の熱容量は*c<sub>p</sub>* ≈ 10<sup>3</sup> [J/(kg·K)] である([121, p.218] 参照)。[121, §9] のデータを分析することにより、エーテルの 熱容量は普通の物質の熱容量より 12-13 桁大きいと我々は結論する。すなわち、エー

テルの温度を1単位変化させるためには, 普通の物質の10<sup>12</sup>-10<sup>13</sup>倍の熱量を単位質量 のエーテルに与える必要がある。このことは,エーテルの温度を変化させることは困 難であり,エーテルは事実上恒温であることを意味している。エーテルの巨大な熱容 量を実践的目的のために利用する試みを行うことができる。

 $c_p \ge c_v$ によってエーテルの断熱指数を計算しよう:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} = \frac{4}{3} \approx 1.33.$$

§21.1 では、エーテルに対してγ = 5/3 ≈ 1.67という値が取られている。係数 5/3 の 代わりに4/3 ≈ 1.33を用いると、非擾乱エーテルの圧力の推定値(248)が若干増大する:

$$p_0 \approx 1.3 \cdot 10^{11} \,[\text{Pa}].$$
 (272)

(266), (265), (270)を考慮すると,熱伝導率χ (269)を別の形式に書き換えることができる:

$$\chi = \frac{\bar{R}}{M_{\rm et}} \rho_{\rm m,*} \bar{u}_{\rm ht} \bar{u}_{\rm ht} dt = \frac{kN_{\rm A}}{m_{\rm et} N_{\rm A}} \rho_{m,*} \left( \bar{u}_{\rm ch}^{2} + 2\bar{u}_{\rm ch} (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht}) + (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht})^{2} \right)^{1/2} \bar{\lambda} = \frac{k}{m_{\rm et}} \rho_{\rm m,*} \left( \frac{3k\bar{T}}{m_{\rm et}} + 2(\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht}) \left( \frac{3k\bar{T}}{m_{\rm et}} \right)^{1/2} + (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht})^{2} \right)^{1/2} \bar{\lambda} = \frac{k}{(m_{\rm et})^{3/2}} \rho_{\rm m,*} (3\bar{T} + U_{0})^{1/2} \bar{\lambda},$$

$$U_{0} \equiv \frac{m_{\rm et}}{k} (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht}) \left( 2 \left( \frac{3k\bar{T}}{m_{\rm et}} \right)^{1/2} + (\mathbf{u}_{0} \cdot \mathbf{i}_{\rm ht}) \right).$$
(273)

ニュートニウムの有向運動が存在しない場合 ( $u_0 = 0$ ) には、公式(273)は単純化される:

$$\chi = 3 \left(\frac{k}{m_{\rm et}}\right)^2 \rho_{\rm m,*} \overline{T} dt.$$

ニュートニウムの著しい高濃度化が生じ、ニュートニウムのサイズが自由行程に及 ぼす影響が現れ始めた場合に合わせて公式(270)を改変するため、[147, p.269-272] の方法を利用しよう。この場合、ニュートニウムの平均自由行程 $\bar{\lambda} = \bar{u}_{ht}dt$ は、既にニ ュートニウム間の特性距離に匹敵するほどになっている( $\bar{\lambda} \sim r_*$ )。それだけでなく、ニ ュートニウムの中心間距離によって測定される各自由行程は、ニュートニウムの半径 2 つ分、つまり2 $r_{et}$ まで縮小する。すなわち、実効移動速度が増大し、 $\tilde{u}_{ht} \equiv \bar{u}_{ht}r_*/(r_* - 2r_{et})$ に等しくなる。その結果、(270)より次式が得られる:

$$\chi = \frac{1}{3}\rho_{\rm m,*}\tilde{u}_{\rm ht}c_{\nu}r_{*} = \frac{1}{3}\rho_{\rm m,*}\bar{u}_{\rm ht}c_{\nu}\frac{r_{*}^{2}}{r_{*}-2r_{\rm et}}.$$
(274)

高濃度化した媒質中における平均自由行程 $\bar{\lambda}$ と、そこでは $\bar{\lambda}$ が1/( $\sigma \rho_{m,*}/m_{et}$ ), $\sigma = \pi r_{et}^2$ [27, p.324; 36, p.209] という値に取られている希薄な媒質中におけるそれとの違い は、高濃度化した媒質中における熱伝導率の密度依存性の出現をもたらす。

ニュートニウム間の特性距離がきわめて小さい極限的場合におけるχの値を推定しよう:

$$\bar{u}_{\rm ht}dt = \bar{\lambda} \sim r_* \sim \alpha_r r_{\rm et}, \quad \alpha_r = 3. \tag{275}$$

ここで*r*<sub>et</sub>はニュートニウムの半径; *a*<sub>r</sub>は自由行程*λ*を特徴付けるパラメーターである。 距離 2*r*<sub>et</sub>は,他の2つのニュートニウムの間におけるあるニュートニウムの「自由な」 進行にとって最小距離であることに注目しよう。

(274)より,次式が得られる:

$$\chi = \frac{k}{m_{\rm et}} \rho_{\rm m,*} \bar{u}_{\rm ht} 9 r_{\rm et}.$$
(276)

温度 $\bar{r}$  = 2.7 [K],  $u_0 = 0$ のとき, (256)によって $\bar{u}_{ht} = v_{ms} \approx 1.35c$ が得られる。する と,  $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,0}$  (246),  $r_{et}$  (253)の場合には,  $\chi \approx 1.3 \cdot 10^{-3}$  [erg/(s·cm·K)]となる。 これは, 巨視的物体の熱伝導性と比べてきわめて小さい値である。例えば空気の熱伝 導性は2.62 · 10<sup>-2</sup> [J/(s·m·K)] = 2.62 · 10<sup>3</sup> [erg/(s·cm·K)]である([121, p.346]参照)。 このように, エーテルの熱伝導率に関して得られた推定値は, 真空が持つきわめて高 い断熱性を示している実験データと一致している。ニュートニウム間の特性距離 $r_*$ (275)の 4-5 桁の増大は, この結論を原理的に変えるものではない。

エーテルの熱伝導率χの実験による測定は、エーテルの構造モデルを裏付け、公式 (273)に含まれている構造モデルのあれこれのパラメーターを推定する可能性を与え るであろう。しかし、今既に、真空の熱伝導性が小さいという実験的事実から出発し て、ニュートニウムの平均自由行程λは、ニュートニウムの半径r<sub>et</sub> (253)の10<sup>5</sup>分の1 である、すなわち普通の尺度によればきわめて小さい値であると結論することができ る:

$$\bar{\lambda} < 10^5 r_{\rm et} \approx 8.6 \cdot 10^{-22} \,[{\rm cm}].$$
 (277)

言い換えると、エーテルの熱伝導率(270)は、巨視的物体の熱伝導率と比較可能なものとなる。

ニュートニウムの熱伝導性を記述するフーリエの法則の類似物は、ここでは、ニュ ートンの第2法則からの帰結であるエーテル状態方程式(15)から得られたことを再度 強調しよう。このように、エーテル中におけるフーリエの法則は、十分に一般的な命 題から出発して導出されたものであり、事実上ニュートンの第2法則からの帰結なの である。

普通,物質の巨視的構造要素(原子,分子など)の間の距離はニュートニウムの特性サイズより何桁も大きく(rp/ret~10<sup>13</sup>)(§21.2参照),エーテルの熱伝導性はきわめて小さい。それゆえ,巨視的構造要素の運動と関係するニュートニウムの温度変化は、それらの要素の近傍においてのみ生じている可能性がある。しかも、ニュートニウムと原子および分子との相互作用は、普通ではない性格を持っている可能性がある。なぜなら、原子および分子自体がニュートニウムから構成されているからである。しかし、物体の軌道が時間の経過とともにエーテルのある体積を充填する場合には、ニュートニウムとの相互作用の法則に従い、それらの軌道がその体積中の全てのニュートニウムのカオス運動を変化させる可能性がある。

ニュートニウムのカオス運動と物質の巨視的構造要素のカオス運動との間の弱い関係は、普通の条件下で実験によって裏付けられる。平衡・非擾乱状態におけるエーテル圧力~1.1·10<sup>11</sup> [Pa] (248)と、地球上において巨視的物体によって創出されている 圧力~10<sup>5</sup> [Pa]とは、事実上互いに対して依存していない。すなわち、ニュートニウム と巨視的物体との混合物に対しては、普通の条件下では、理想気体の混合物の圧力は

それらの気体の分圧の和に等しいというドルトンの法則[36, p.152; 27, p.34]を適用 することができない。

したがって,原子(分子)のサイズとニュートニウムのサイズに大きな差があり, 原子間距離がニュートニウムのサイズより大きい場合には,原子とニュートニウムの カオス運動は,事実上互いに無関係に研究することができる。特に,この場合には, ニュートニウムと巨視的物体との混合物を気体混合物とみなしてはならない。

この結論からは、例えば、その材料の内部における構造要素間の有効距離が、構造 要素間におけるニュートニウムの運動を困難にしており、例えばニュートニウムの微 視的運動の特性距離に匹敵するほどになっている材料の移動または回転は、ニュート ニウムの熱力学的パラメーターに対して顕著な作用をもたらすことが可能であるとい うことが導き出される。そのような材料の探求または創出が重要な技術的課題となっ ている。その課題の解決が、重力技術を含め、新たなエーテル技術への道を開く。

現在既に,巨視的エーテル渦流を創出する磁性体(磁石),あるいは巨視的エーテル 移動流を創出する荷電体を用いたニュートニウムの運動に対する作用の方法がよく知 られており,それらの方法に対応する技術が実践において広く利用されていることに 注目しよう。

### 21.6. 固体物質中における伝熱

既に強調したように、原子、分子その他とニュートニウムのカオス運動との相互作 用が微弱な場合には、原子、分子その他の熱運動はニュートニウムと無関係に検討す ることができる。これに相当する理論が熱力学、分子運動論的アプローチおよび統計 物理学において構築されている。しかし、それらの理論は、互いに直接接触していな い電気的に準中性な物体間における運動エネルギー交換のメカニズムを解明しておら ず、例えば金属では、実験と一致していない自由電子を導入している(§23.2.1,§23.2.2)。 エーテル理論では、非接触物体による運動エネルギー交換のメカニズムは、それらの 物体間におけるニュートニウムの有向流の発生による相互作用という単純な説明を持 っている。

結晶構造中における伝熱に関する最も単純なモデルについて検討しよう。結晶の温 度は結晶の構造要素(原子または分子)のカオス振動によって決定されており,結晶 の構造要素間における運動エネルギーの伝達は,それらの振動(または結晶の外部の 物体の振動)によって創出されるエーテルカオス流によってなされているとみなそう。 ここで論じられているのは,個別ニュートニウムのカオス運動ではなく,ニュートニ ウムの大きな総体のカオス流であることを強調しよう。

そこではエーテル流が一定の方向を持っている,空間のある十分小さい領域中にお けるエーテル流をエーテル熱量子または熱量子と呼ぼう。ここでは,「熱」という言葉 は光速度と比べて小さい量子速度を意味している。エーテルカオス流を熱量子の集合 体の形で表現しよう。

熱量子に対して速度の重ね合わせの原理が満たされている場合,例えば熱量子中に おけるエーテル流が発散なしの流れ(∇・u=0)である場合には,それらの熱量子の カオス運動は,互いの相互作用によってではなく,それらの湧き出しのカオス運動に よって生じたものである。この場合には,熱量子は,まるで金属の伝導性の電子論に おいて導入されている自由電子ガスのように振る舞う。自由電子ガス中では,電子間 の相互作用は無視され,電子と金属の構造要素(原子)との相互作用のみが考慮され る[34,§147-150, p.336; 36, p.376-378]。 本節および§21.7, §21.8 で示されているように、エーテル中における熱伝導、粘性 および自己拡散の効果は、物質中におけるそれに類似する効果と比べてきわめて小さ い。それゆえ、結晶の構造要素間における熱量子を介した運動エネルギー伝達は、事 実上エネルギー損失なしに行われている可能性がある。その結果、熱量子のエネルギ ーが構造要素の内部エネルギーの増大のために消費されないのだとすると、真空中に 存在する結晶の熱運動エネルギーは、主として熱量子が結晶の境界外へ飛び出すこと によって失われる。そのような飛び出しは、実験で観測されている物体の熱放射をエ ーテル理論の観点から説明しており、熱放射が一部の障害物を事実上妨げなしに透過 することができる理由を説明している。

最も単純なモデルでは、熱量子を円筒の形で表現しよう。その円筒の半径 $\bar{r}_{tq}$  [tqは thermal quantum] は、その熱量子を創出する物質の構造要素と等しく、高さ $\bar{h}_{tq}$ は、構造 要素の平均位置から終端位置までの平均行程と等しい。 $\bar{h}_{tq}$ の値は、結晶格子の崩壊が 始まるときの結晶格子の変形量の特性値に基づいて、上側から推定することができる。 普通、その値は試料の長さのサイズの~10-30%のスケールを持っている(例えば[121, chap.3, table 3.2-3.22] に示されている、初期長さに対する破断後の試料の絶対残留伸 びの比 $\delta$ 参照)。それゆえ、極端でない温度の場合には、 $\bar{h}_{tq}$ は、結晶格子の要素間の特 性距離の小さい分数、あるいは構造要素の特性半径の分数程度の値である。密度 $\rho_{m,*}$  のとき、体積 $\bar{V}_{tg} = \pi r_{tg}^2 \bar{h}_{tg}$ の熱量子中のエーテルの質量は次のようになる:

$$M_{\rm tq} = \rho_{\rm m,*} \bar{V}_{\rm tq}.$$
 (278)

熱量子の形のラグランジュ粒子に関する方程式(15)から出発し、エーテルの熱伝導率に関する公式(269),(270)の導出の際に行った推論を用いることにより、その中で熱移動が熱量子によって行われている結晶媒質の熱伝導率に関する、それと同様の公式に帰着する:

$$\chi_{tq} \equiv \frac{k}{M_{tq}} \rho_{m,*,tq} \bar{u}_{ht,tq} \bar{\lambda}_{tq} = \frac{1}{3} \rho_{m,*,tq} \bar{u}_{ht,tq} c_{\nu,tq} \bar{\lambda}_{tq},$$

$$c_{\nu,tq} = 3k/M_{tq}, \quad \bar{\mathbf{u}}_{ht,tq} \equiv \bar{u}_{ch,tq} \mathbf{i}_{ht} + (\mathbf{u}_{0,tq} \cdot \mathbf{i}_{ht}) \cdot \mathbf{i}_{ht},$$

$$\bar{u}_{ch,tq} = \sqrt{3kT/m_{se}}, \quad \bar{\lambda}_{tq} = \bar{u}_{ht,tq} dt.$$
(279)

ここで $\rho_{m,*,tq}$ ,  $\bar{u}_{ch,tq}$ ,  $\bar{\lambda}_{tq}$ ,  $c_{\nu,tq}$ ,  $\mathbf{u}_{0,tq}$ は, それぞれ, 熱量子の密度; 平均カオス熱運 動速度; 平均自由行程; 熱容量; 平均有向運動速度である。ピストンによる気体流 束の創出との類推が, 熱量子の平均カオス運動速度 $\bar{u}_{ch,tq}$ を取ることを可能にした。そ の速度は, 質量 $m_{se}$  [se は structural element] および温度Tを持つ結晶格子の構造要素のカ オス運動の平均 2 乗速度(256)と等しい。

熱量子の平均有向運動速度を考慮することは, §21.11, §23.5 において重要な意味を 持つことになる。

このように,関係式(279)は,結晶中における熱過程の巨視的特性とエーテル流との 関係を明らかにしている。

銅の熱伝導率を公式(279)によって推定しよう。

熱量子は、固体物質の結晶格子の構造要素がカオス熱振動するとき、エーテルの移動によって創出される。それらの振動は相異なる速度で生じる。それゆえ、生成される熱量子も相異なる速度を持っている。熱量子の濃度 $\rho_{m,*,tq}/M_{tq}$ を次の仮定の下で推定しよう。すなわち、平均すると、銅原子1個当たりの熱量子の数はおよそ1個であり、その熱量子は温度Tに対応する平均カオス熱運動速度を持っているとしよう。すな

わち, $\rho_{m,*,tq}/M_{tq} \sim n_{Cu} \approx 8.5 \cdot 10^{22} [1/cm^3]$ である。ここで、銅中の原子の濃度 $n_{Cu}$ は §23.6.1 (p.292) で検討されている。

推定値 $\rho_{m,*,tq}/M_{tq} \sim n_{Cu}$ の妥当性の検証は、熱量子の長さ $\bar{h}_{tq}$ を計算し、その長さを原子の半径の~10-30%の熱振動時における原子の特性変位と比較することによって行うことができる。公式(278)より $\pi r_{tq}^2 \bar{h}_{tq} = M_{tq}/\rho_{m,*}$ が得られ、 $M_{tq}/\rho_{m,*,tq} \sim 1/n_{Cu}$ のとき、 $\bar{h}_{tq} \sim 1/(\pi r_{tq}^2 n_{Cu})$ が見出される。銅原子の半径が $r_{Cu} \approx 1.28 \cdot 10^{-8}$  [cm]であり、 $\bar{r}_{tq} \sim r_{Cu}$ の場合には、 $\bar{h}_{tq} \sim 7.3 \cdot 10^{-9}$  [cm]が得られる。これは、熱量子の生成時に原子が通過する距離と対比可能な値である。

熱量子の平均自由行程 $\bar{\lambda}_{tq}$ は,熱量子と結晶格子の要素との相互作用の法則および結晶格子の幾何学的特性によって決定される。 $\bar{\lambda}_{tq}$ の精密計算という問題は将来の課題である。なぜなら、その計算は原子のエーテルモデルの構築を必要としているからである。今は、熱量子の速度は、銅中の結晶粒の特性サイズのオーダーの距離、すなわち $\bar{\lambda}_{tq}$ ~0.7 · 10<sup>-4</sup> [cm]において減衰するとみなして、 $\bar{\lambda}_{tq}$ の推定を行おう。

すると,  $\chi_{tq,Cu} = k(\rho_{m,*,tq}/M_{tq})\bar{u}_{ht,tq}\bar{\lambda}_{tq} \sim 2.8 \cdot 10^7 [erg/(s \cdot cm \cdot K)]$ が得られる。これは, [121, p.342] においてウィーデマン-フランツの法則によって得られた基準値  $\chi_{tq,Cu} \sim 4.01 \cdot 10^7 [erg/(s \cdot cm \cdot K)]$ と一致している。これらの値を対比する際には,極端 でない温度範囲においては,ウィーデマン-フランツの法則は,純金属の場合には熱伝 導率の不当に高い値を与え,合金の場合には不当に低い値を与えることを念頭に置い ておくべきである (詳しくは [121, p.339] 参照)。

固体の温度の測定は、熱量子によって運ばれるエネルギーを記録することによって 間接的に行われている。なぜなら、測定装置の要素の格子点と固体の格子点との直接 的な接触は、事実上生じていないからである。それゆえ、公式 $c_{v,tq} = 3k/M_{tq}$  (279)は、 体積 $c_{v,tq}$ が不変のときの既知の熱容量に基づいて熱量子の質量 $M_{tq}$ を見出すことを可 能にする。[121, p.119]には、圧力 $c_{p,tq}$ が不変のときの熱容量が挙げられている。(271) に類似している $c_{v,tq}$ と $c_{p,tq}$ との関係を考慮すると、 $M_{tq} = 4k/c_{p,tq}$ が見出される。銅中 の熱量子の質量の場合には、 $M_{tq,Cu} = 2.26 \cdot 10^{-21}$  [g]が得られる。

物体の質量と物体中に存在するエーテルの質量との間には、単純な依存関係は存在 しないことを再度強調しよう。なぜなら、物体の質量(197)は、一般化ジュコーフスキ 一力の発生によって決定されるからである。

熱量子に直接加わる共振作用は、物質をプラズマ状態または原子化状態に移行させることが可能であることに注目しよう。

## 21.7. エーテルの粘性

粘性(内部摩擦)現象は,相異なる速度で互いに平行に移動する気体または液体の 2 つの層の間における摩擦力の発生と関係している[36, p.210]。内部摩擦は,運動量 が媒質粒子によって一方の層から他方の層へ移動させられることによって生じる。2 つの流れの分離面の領域に作用する内部摩擦力は,粘性率に,その分離面に垂直な方 向の2層の運動速度勾配を掛けたものと等しい[36, p.210; 147, p.123]。

§21.5の末尾で、実験データに基づき、原子(分子)のサイズとニュートニウムのサ イズとの間に大きな差があり、原子間距離がニュートニウムのサイズより大きい場合 には、原子とニュートニウムのカオス運動は、事実上互いに無関係に研究することが できるという結論が下されている(§21.4の末尾における考察も参照)。気体の粘性は 分子運動論によってかなりよく記述されている(例えば[27,§89;146]参照)。エー テルの粘性を分子運動論的アプローチとの類推にしたがって研究しよう。§21.5 でエ ーテルの熱伝導率を得た際に基礎として用いたエーテル状態方程式は,ここでは直接 的には適用されない。なぜなら,この方程式がニュートニウムのエネルギー密度を記 述しているのに対し,粘性を研究する際は,ニュートニウムの運動量が必要とされる からである。

固体球としての粒子モデルにおける運動論的推論 [147, p.122, p.123; 27, p.334−339; 146, chap.1, §2] をニュートニウムに関して繰り返すと,エーテルの内部摩擦係数に関する次の公式に到達する([36, p.211] も参照):

$$\eta = \frac{1}{3}\rho_{\rm m}\bar{u}_{\rm ch}\bar{\lambda}.$$

ここで $\bar{u}_{ch}$ はニュートニウムの熱運動の平均 2 乗速度(265);  $\rho_m$ はエーテル密度;  $\bar{\lambda}$ はニュートニウムの平均自由行程である。[27, p.339]の公式(89.5)における一定時間間隔dtにおける平均化が,他ならぬ平均 2 乗速度に導いていることに注目しよう: (vvdt) = ( $v^2$ ) $dt = \bar{v}^2 dt = \bar{v}\bar{\lambda}$ ,  $\bar{\lambda} \equiv \bar{v}dt$ 。しかし,物理学では,普通,平均速度と平均 2 乗速度は区別されていない(例えば[27, p.191, p.253, p.262; 28, p.186; 36, p.207]参照)。

高濃度化したニュートニウム媒質中では、 $\bar{\lambda}$ はニュートニウムの半径のオーダーを 持っている( $\bar{\lambda}$ ~ $r_{et}$  (275))。この場合における $\eta$ のより精密な計算は、媒質の構造的再 編成の細部に関する綿密な検討を必要とする(例えば [147, p.272–278] 参照)。

物理学 [27, p.340] におけるのと同様に, (270)より次式が得られる:

$$\frac{\chi}{\eta} = c_v$$

剛体球からなる気体に関するより厳密な理論は、これに関する係数を顕著に精緻化している[147, p.125]。

 $\bar{\lambda} \sim 3r_{\rm et}$  (275)のときの $\eta$ を計算しよう:

## $\eta \sim \rho_{\rm m} \overline{u}_{\rm ch} r_{\rm et}$ .

(256)によれば, エーテル温度 $\overline{T} = 2.7$  [K]のとき,  $\overline{u}_{ch} = v_{ms} \approx 1.35c$ となる。すると,  $\rho_m \approx \rho_{m,0}$  (246)および $r_{et}$  (253)のとき,  $\eta \sim 7.0 \cdot 10^{-25}$  [poise]が見出される。比較のため挙げると, 1気圧で温度300 [K]のとき,空気の粘性は $\sim 2 \cdot 10^{-4}$  [poise]となる([121, p.369; 290] 参照)。

このように,エーテルの粘性は空気の粘性より 21 桁小さい。これより,いくつかの 基本的結論を下すことができる。

エーテルのきわめて小さい粘性は、その粘性を考慮せずにエーテルの運動方程式(5) を利用することの正しさを裏付けている。

エーテル中における顕著な粘性の不在は、渦を含め、様々な流れがエーテル中に長 期間存在し、またそれらの流れが崩壊することなく大きな距離を移動する可能性を与 えている。なぜなら、流れの周囲のエーテルとの摩擦が小さいため、時間が経っても 流れの境界が浸食されないからである。特に、電子、光子その他の微視的世界の物体 のモデルを、連続体渦力学の対象物(渦,渦の湧き出し、渦の吸い込み、等々)に基 づいて構築することができる(例えば§14.5 参照)。

### 21.8. エーテル中における自己拡散

拡散という用語が意味しているのは、分子の熱運動に起因する、ある物質の別の物 質中への浸透である(例えば[147, p.123]参照)。拡散が同一の物質中で検討される 場合には、自己拡散について論じられる[147, p.124; 27, p.343; 149, p.366]。

最も単純な剛体球としての媒質粒子モデル(例えば [147, p.124] 参照)の枠内で検討を進めていくと、その結果、ニュートニウムに関して、フィックの法則(拡散流束は濃度勾配に比例する [27, p.344])の類似物に、そしてエーテルの拡散率に関する次の公式に到達する:

$$D = \frac{1}{3}\bar{u}_{\rm ch}\bar{\lambda}.$$

ここで $\bar{u}_{ch}$ はニュートニウムの平均 2 乗熱運動速度(265);  $\bar{\lambda}$ はニュートニウムの平均 自由行程である。

物理学におけるのと同様に、次式が得られる:

$$\frac{\eta}{D} = \rho_{\rm m}, \ \frac{\chi}{D} = \rho_{\rm m} c_{\nu}.$$

ここで $\eta$ はエーテルの粘性率(§21.7 参照); $\rho_{\rm m}$ はエーテル密度; $\chi$ は $u_0 = 0$ のときの エーテルの熱伝導率(270)である。剛体球からなる気体に関するより厳密な理論は、こ れに関する係数を顕著に精緻化している[147, p.125]。

拡散流束のより精緻化された計算 [147, p.125-129] は、いわゆる熱拡散を記述する ことを可能にする。熱拡散が普通の拡散と異なっているのは、粒子(特にニュートニ ウム)が、量的優勢の結果としてではなく、より高い移動速度の結果として、高温の 所から低温の所へ突進していくという点である。

高濃度化した媒質中における拡散率の計算は、自由行程<sup>1</sup>が媒質粒子のサイズのオ ーダーを持っている場合には、媒質の構造的再編成の細部に関する綿密な検討を必要 とする(例えば [147, p.272-278] 参照)。

*λ*~3*r*<sub>et</sub> (275)のときのDを推定しよう:

## $D \sim \overline{u}_{ch} r_{et}$ .

(256)によれば、エーテル温度 $\overline{r}$  = 2.7 [K]のとき、 $\overline{u}_{ch} = v_{ms} \approx 1.35c$ となる。すると、  $\rho_m \approx \rho_{m,0}$  (246)および $r_{et}$  (253)のとき、 $D \sim 3.5 \cdot 10^{-16} [cm^2/s]$ が見出される。この値Dを様々な気体の自己拡散 [121, p.375] と比較すると、エーテルの自己拡散率はそれらの気体の係数より~15桁小さいという結論が得られる。

エーテル中における自己拡散および粘性(§21.7)の小ささは、圧力が相対的に高い 領域および低い領域、また、明確に表れた境界を持つ様々な流れがエーテル中に長期 間存在する可能性を保障している。エーテルのこれらの性質は、電荷が物体中に長期 間保持されることができる理由、そしてまた、電子、光子その他の微視的世界の物体 のモデルの基礎に置くことのできる様々な渦が長期間存在し、大きな距離を移動する ことができる理由を説明している。

## 21.9. 自由電荷の非存在下におけるエーテルおよび物質の電気伝導

§12.2 で, エーテル流の方向u/lulの電気伝導率に関する公式(155)が得られた:

$$\sigma_{\rm el} = \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\sqrt{\rho_{\rm m}}} \left(\frac{d\sqrt{\rho_{\rm m}}|\mathbf{u}|}{dl}\right)^{-1}.$$
(280)

この公式は、定常エーテル流に関して導出されたものであり、物質が存在しない場合にも、存在する場合にも妥当する。なぜなら、この公式はエーテルの一般化運動方程式および一般化状態方程式からの帰結であるからである。(156)により、電流の方向と電場の方向は、 $\sigma_{el} > 0$ のときは一致し、 $\sigma_{el} < 0$ のときは反対となる。

 $\rho_{\rm m} \approx \rho_{{\rm m},*} = const$ の場合(これは例えば小さい距離において妥当する)には、公式
(280)は単純化される:

$$\sigma_{\rm el} = \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*}} \left(\frac{d|\mathbf{u}|}{dl}\right)^{-1}.$$
(281)

媒質中に自由電荷が存在しない場合について研究しよう。

媒質中におけるニュートニウムの運動の細部に関するデータを導入することにより, 速度勾配*d*|*u*|/*d*lの推定値を得よう。このことは、公式(280)の導出の際に利用された 情報に追加される,新たな情報をもたらすであろう。金属の伝導性に関する電子論[28, p.180, p.181]では、これと類似したアプローチが適用されている。

真空(物質が存在しないエーテル)中における電流の場合には、標準的なアプロー チにおけるのと同様に、まず最初に1個のニュートニウムの運動について検討するこ とができる。しかし、物質中における電流の場合には、体積および質量の点でレベル が相異なる粒子、すなわちニュートニウムと物質の構造要素との相互作用を記述する 必要があるため、そのようなアプローチの適用は困難を引き起こす。我々は、次の方 法でこの困難を回避しよう。我々は、個別ニュートニウムの動力学を解明する代わり に、エーテル流束と真空中および物質中の障害物との相互作用を連続体モデルの中で 記述するという課題を解決しよう。そのような記述は、ニュートニウムの運動の細部 に関する新たなデータをもたらすであろう。その結果、電気伝導は、電流が流れてい る媒質の構造パラメーターを通じて表されるようになる。これこそが、電気伝導の運 動論において求められていることである。

ニュートニウム流束と媒質との相互作用を記述するために連続体モデルを利用する ことは、ある場合には、より望ましいことでさえある。なぜなら、その利用は、個別 粒子の運動モデルで記述することが困難な集団現象、例えばジュコーフスキー力を考 慮することを可能にするからである。

電気伝導の電子論では、初めのうちは1個の電子の運動が検討されているのに、その後では全ての電子の平均化が行われていること[28,§42]、すなわち、結局、電流の場合にも連続体モデルの類似物が利用されていることに注目しよう。

では、外力の密度**F**(5)の作用下におけるエーテルのラグランジュ粒子の運動について検討しよう。 $\rho_m \approx \rho_{m,*} = const$ のとき、エーテル流の圧力勾配**V**pが外力の密度**F**より小さいモードにある場合には、次式が得られる:

$$\rho_{\mathrm{m},*}\frac{d\mathbf{u}}{dt}=\mathbf{F}.$$

**∇**pを考慮するときは、 $\rho_m \neq const$ の場合について検討し、連続方程式(4)を導入することにより、より複雑な問題を解決することが必要になるはずである。定常エーテル流に関するそのような問題は§23.2.3 で解決されている(方程式系(307)参照)。

ラグランジュ粒子は、例えば境界条件によって引き起こされるカオス運動に関与す る可能性がある。それゆえ、ラグランジュ粒子の速度を、ランダムな作用によって引 き起こされたカオス(無秩序)運動速度と、ドリフト速度との和の形で表現しよう:

### $\mathbf{u} = \mathbf{u}_{ch} + \mathbf{u}_{d}$ .

力の密度Fは、加速力成分 $F_{ac}$ と減速力成分 $-F_{res}$  [rest resistance] の 2 つの成分からなっているものとする。

電流の外部湧き出しによって創出された電場E<sub>0</sub>中では、定常モードにおける加速力の密度は表式(72)によって決定される:

$$\mathbf{F}_{ac} = k_{m.0} \mathbf{E}_0$$

電場E<sub>0</sub>は空間および時間の関数であることができる。

ニュートニウムにおける電荷の存在は想定されておらず,ニュートニウムに対する 電場の作用は電場と圧力勾配との関係(72)によって説明されていることを強調しよう。

エーテル流に対する抵抗を記述するため,連続体力学において普通に適用されている圧力低下モデル(例えば[9,p.122,p.389]参照)を利用しよう。粒子の衝突について論じる運動論の標準的アプローチとの違いは,我々のアプローチでは,このモデルが適用されることにある。

[152, §6.2] との類推に従い,流れに対して横方向の領域全体の面積に対する,その領域における媒質構造要素の面積の比を用いて,媒質を通過する流束の進行を記述しよう。

最も単純なモデルでは、流れに対する抵抗から生じる圧力の増分を次の形で表現しよう:

# $\partial p_{\rm res} = \frac{\alpha}{1-\alpha} \frac{\partial l}{L} \rho_{\rm m} \mathbf{u}_{\rm d}^2.$

ここで $\rho_{m}u^{2}$ はエーテル流の動圧((15)参照); *l*は所与の点におけるエーテル流のドリフト速度の方向 $i_{d} = u_{d}/|u_{d}|$ に沿った座標; *L*は検討されている流れの区間の長さ; *α*は流束全体の横断面積に対する,流れが長さ*L*上で出会う,流れに対して横方向の断面中に存在する通過不可能な障害物の平均面積の比であり,  $\alpha \in [0,1)$ である。一般的な場合には,比 $\alpha$ は*L*の関数である。係数 $\alpha/(1-\alpha)$ は長さ*L*の区間の抵抗をモデル化している。すなわち,  $\alpha = 0$ のとき,抵抗は存在せず,流れが完全にせき止められる $\alpha \rightarrow 1$ のとき,抵抗は無限大に向かっていく。表式

$$\frac{\alpha}{1-\alpha}\frac{1}{L} \equiv \gamma \tag{282}$$

は、長さLの区間における抵抗係数の線密度である。 $\gamma$ を比幾何学的抵抗と呼ぼう。Lの 関数としての $\alpha$ の挙動が一定のとき、例えば $\alpha \sim L$ で $\alpha \ll 1$ のとき、係数 $\gamma$ は定数に近いも の ( $\gamma \sim \alpha$ ) になることができる。

このように、 $\alpha \partial l/((1-\alpha)L)\rho_{\rm m}u^2$ は、媒質の抵抗によって創出される、圧力 $\rho_{\rm m}u^2$ を 担っている流れに対する圧力の増分である。

その結果、区間1 ∈ [0, L]上において、次の運動方程式が得られる:

$$\rho_{\mathrm{m},*}\frac{d}{dt}(\mathbf{u}_{\mathrm{ch}}+\mathbf{u}_{\mathrm{d}}) = k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E}_{0} - \frac{\partial p_{\mathrm{res}}}{\partial l}\mathbf{i}_{\mathrm{d}}, \quad \frac{d}{dt}(\mathbf{u}_{\mathrm{ch}}+\mathbf{u}_{\mathrm{d}}) = \frac{k_{\mathrm{m},0}\mathbf{E}_{0}}{\rho_{\mathrm{m},*}} - \gamma \mathbf{u}_{\mathrm{d}}^{2}\mathbf{i}_{\mathrm{d}}.$$
 (283)

方程式(283)を全てのラグランジュ粒子について平均化しよう。平均導関数(duch/

*dt*〉はゼロに向かっていく(§21.3)。外力の密度は粒子の性質に依存しない。それゆえ、 ( $\mathbf{E}_0$ 〉 =  $\mathbf{E}_0$ である。平均ドリフト速度の2乗の平均は、(259)により、( $\mathbf{u}_d^2$ 〉 =  $\mathbf{u}_d^2 = u_d^2$ である。

平均化された方程式は次の形を取る:

$$\frac{d\mathbf{u}_{\rm d}}{dt} = \frac{k_{\rm m,0}\mathbf{E}_{\rm 0}}{\rho_{\rm m,*}} - \frac{1}{\rho_{\rm m,*}}\frac{\partial\bar{p}_{\rm res}}{\partial l}\mathbf{i}_{\rm d}, \quad \frac{1}{\rho_{\rm m,*}}\frac{\partial\bar{p}_{\rm res}}{\partial l} = \gamma u_{\rm d}^2.$$
(284)

オイラー変数に移行しよう:

$$\frac{\partial \mathbf{u}_{\mathrm{d}}}{\partial t} + (\mathbf{u}_{\mathrm{d}} \cdot \nabla) \mathbf{u}_{\mathrm{d}} = \frac{k_{\mathrm{m},0} \mathbf{E}_{0}}{\rho_{\mathrm{m},*}} - \frac{1}{\rho_{\mathrm{m},*}} \frac{\partial \bar{p}_{\mathrm{res}}}{\partial l} \mathbf{i}_{\mathrm{d}}.$$

この方程式中の全てのベクトルはエーテル流の速度の方向i<sub>d</sub>においてのみ非ゼロの 射影を持っており,空間に関する依存性はその方向の座標*l*によってのみ決定されてい ると仮定して,この方程式を単純化しよう:

$$\frac{\partial u_{\rm d}}{\partial t} + u_{\rm d} \frac{\partial u_{\rm d}}{\partial l} = \frac{k_{\rm m,0} E_0}{\rho_{\rm m,*}} - \frac{1}{\rho_{\rm m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\rm res}}{\partial l}$$

ここで $u_d = u_d \cdot i_d$ ,  $E_0 = E_0 \cdot i_d$ である。非ゼロの右辺を持つバーガース-ホップ方程式 が得られた。バーガース-ホップ方程式によって記述される過程においては,不連続性 および衝撃波の自発形成が可能であること(§6.1)を思い出そう。

このような単純化を行うと、導体内部の磁場の記述が失われてしまうが、しかし、 導線に沿った電流の分布に関する比較的単純な解析公式を得る可能性が出現する。導 体内部の磁場の計算が方程式系(307)の解を用いて§23.2.3 で行われている。

時間的に定常なモードにおいては、エーテル流のドリフト速度の勾配に関して次式 が見出される:

$$\frac{\partial u_{\rm d}}{\partial l} = \frac{1}{u_{\rm d}} \left( \frac{k_{\rm m,0} E_0}{\rho_{\rm m,*}} - \frac{1}{\rho_{\rm m,*}} \frac{\partial \bar{p}_{\rm res}}{\partial l} \right), \quad \frac{\partial u_{\rm d}}{\partial l} = \frac{1}{u_{\rm d}} \left( \frac{k_{\rm m,0} E_0}{\rho_{\rm m,*}} - \gamma u_{\rm d}^2 \right). \tag{285}$$

方程式(285)には、比幾何学的抵抗γを通じて、個別ニュートニウムの挙動に関する 情報が含まれている。

ここで提唱されているアプローチは、そこでは湧き出しからの不断の補給を持って いないビームの減衰時間が検討されている、金属中の電子ガスまたは普通の気体に関 する運動論とは異なっている。伝統的なアプローチでは、平均自由行程と等しい距離 において [27, p.332]、または自由行程の平均時間の間に [28, p.182]、ビームの粒子 の有向運動がe分の1に減衰することが仮定されている。しかし、そのような仮定は、 結局のところ、実験との数千倍もの不一致をもたらしている [32, p.213; 154, chap.3]。 我々のモデルでは、ニュートニウムの電流は、不断に活動している湧き出しE<sub>0</sub>および 比幾何学的抵抗yを持っており、それらの合力が、ニュートニウムの自由行程より大き い距離までニュートニウムを中断なしに移動させることができる。

方程式(285)は、一般的な依存関係 $E_0 = E_0(l)$ および  $\gamma = \gamma(l)$ の場合には、例えば Maple システム [247] を用いて解析的に解かれる。

方程式(285)に境界条件を追加しよう。境界*l* = 0上において,エーテルの圧力勾配の次の大きさが与えられているとする:

$$\left.\frac{dp}{dl}\right|_{l=0} = -k_{\mathrm{m},0}E_0(0).$$

状態方程式(15)によれば、このことは、 $\rho_{\rm m} \approx \rho_{\rm m,*} \approx const, \Pi = 0$ のとき、境界上に

おいて速度の2乗の勾配が創出されていることを意味している:

$$\left. \frac{du_{\rm d}^2}{dl} \right|_{l=0} = \frac{k_{\rm m,0} E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}}.$$
(286)

区間 $l \in [0, L]$ 上において、導線中において外部電場 $E_0$ の作用下にあるエーテルの時間的に定常的な速度分布を記述するという問題(285), (286)が得られた。

(285), (286)を $u_d^2$ について解くと、 $\gamma \approx const$ のとき、 $l \in [0, L]$ において次式が得られる:

$$u_{\rm d} = \left(\frac{k_{\rm m,0}}{\rho_{\rm m,*}} \left(\frac{E_0(0)}{2\gamma} + 2U\right)\right)^{1/2} e^{-\gamma l}, \quad U \equiv \int_0^l e^{2\gamma x} E_0(x) dx,$$
$$\frac{du_{\rm d}}{dl} = \frac{1}{2u_{\rm d}} \left(\frac{k_{\rm m,0}}{\rho_{\rm m,*}} \left(2E_0(l) - E_0(0)e^{-2\gamma l} - 4\gamma U e^{-2\gamma l}\right)\right).$$

ここでは*u*<sub>d</sub>に対して符号≪+≫が選ばれている。なぜなら,速度の方向i<sub>d</sub>への速度の射影が検討されているからである。

得られた表式から,電流の流れは,指数関数的な依存関係によって決定されており, それゆえ,一般的な場合には,かなり微妙な過程であることが分かる。

一般的な形の関数 $E_0(l)$ に関して得られたこれらの公式は、解析することが困難である。lに対する $E_0$ の依存性は弱い( $E_0(l) \approx E_0(0)$ )と仮定して、これらの公式を単純化しよう。この場合には、Uは解析的に計算される:

$$u_{\rm d} = \left(\frac{k_{\rm m,0}E_0(0)}{2\rho_{\rm m,*}\gamma} \left(2 - e^{-2\gamma l}\right)\right)^{1/2}, \quad \frac{du_{\rm d}}{dl} = \frac{1}{2u_{\rm d}}\frac{k_{\rm m,0}E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}}e^{-\gamma l}.$$
 (287)

 $u_d$ に関する表式は、点l = 0において所与の圧力勾配を持っている流れが空間に依存 しなくなる距離 $l_{stat} \approx 1/\gamma$  [stat は stationary]を見出すことを可能にする。しかし、区間  $l \in [0, +\infty)$ 上における速度 $u_d(l)$ の変化が $\sqrt{2} \approx 1.41$ 倍以下であることを考慮すると、検 討されている流れの区間 $l \in [0, L]$ における速度を近似的に定常速度とみなすこと、す なわち $l_{stat} \approx L$ と取ることができる。

*l*に対する導関数*du<sub>d</sub>/dl*の依存性は、それより強い可能性がある。しかし、 $\gamma \ll 1/L$ ならば、導関数*du<sub>d</sub>/dl*もまた、流れの区間*L*上において事実上定常的である。なぜなら、 $\gamma l < \gamma L \ll 1$ および $e^{-\gamma l} \approx 1$ であるからである。§21.10 で、金属中および真空中(物質の非存在下)におけるエーテル流は、実践において出会う*L*の場合、条件 $\gamma \ll 1/L$ を満たしていることが示されている。

γ ≪ 1/Lの場合には, 次式が得られる:

$$u_{\rm d} \approx \left(\frac{k_{\rm m,0}E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}\gamma}\right)^{1/2}, \quad \frac{du_{\rm d}}{dl} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma k_{\rm m,0}E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}}\right)^{1/2}.$$
 (288)

これより、 $k_{m,0}E_0(0)/\rho_{m,*}$ を消去することによって次式が見出される:

$$\frac{du_{\rm d}}{dl} \approx \gamma \frac{u_{\rm d}}{2}.$$
(289)

すなわち,  $du_d/dl$ は, 媒質の構造 $\gamma$ および媒質中における速度 $u_d$ によって決定され,  $\sigma_{el}$  (281)は, それに加えて, さらにその媒質中におけるエーテル密度 $\rho_{m*}$ によっても決定

される。

関係式(289)は、物質中におけるエーテル流の方向に沿ったエーテル流のドリフト 速度の導関数が持つ物理的意味を、比幾何学的抵抗の係数およびエーテル流の定常速 度に比例する量として確定している。

 $|\mathbf{u}_d| = u_d$ であることに注意しよう。なぜなら、座標lの方向 $\mathbf{i}_d$ は $\mathbf{u}_d$ に沿って選ばれているからである。それゆえ、次式が得られる:

$$\frac{d|\mathbf{u}_{\rm d}|}{dl} = \frac{du_{\rm d}}{dl}.$$

公式(281)により、物質の非存在下または存在下におけるエーテルの電気伝導率に 関して次式が得られる:

$$\sigma_{\rm el} \approx \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*}} \left(\frac{d|\mathbf{u}_{\rm d}|}{dl}\right)^{-1} \approx \frac{k_{\rm m,0}^2}{\rho_{\rm m,*}} \frac{1}{\gamma u_{\rm d}}.$$
(290)

ニュートニウムの電流の媒質中で定常化した速度 $u_d$ は、一般的な場合には、印加された電流 $E_0$ 、媒質中のエーテル密度 $\rho_{m,*}$ および比幾何学的抵抗 $\gamma$ に依存している((288) 参照)。

しかし、 $u_d$ が光速度と比較可能な大きさの場合 ( $u_d \leq c$ ) には、次式が得られる:

$$\sigma_{\rm el} \gtrsim \frac{k_{\rm m,0}^2}{\rho_{\rm m,*}} \frac{1}{\gamma c}.$$
(291)

このような近似において、外力の密度に対する*u*dの依存性は電気伝導率*σ*elに含まれ なかった。この結果は、実験的事実、すなわち、普通の条件下では、電流によって引 き起こされる外力に対する多数の物質の電気伝導率の依存性は弱いという事実と一致 している。

構造要素の様々な方向への急速な熱振動により、障害物の面積 $\alpha$ は $(v_{mean}t_1)^2$ として 増大する。ここで $t_1$ は媒質の構造要素 1 個の 1 回の熱振動の時間;  $v_{mean}$ は構造要素 1 個の熱振動の平均速度である。すると、(256)により、 $\alpha$ ~Tである。それゆえ、 $\alpha$ が 小さい(障害物の面積密度が小さい)ときには、 $\gamma$ ~ $\alpha$ (282)および

$$\gamma \sim T$$
 (292)

である。

そのとき,電気伝導率(291)は,Tの増大に伴って1/Tのように低下する。まさにこのような挙動が金属に関する実験において観測されている[121, p.438; 32, p.213]。

金属の電気伝導率に関するエーテル理論の公式(291)の正確性のさらなる裏付けが §21.11 で与えられている。そこでは、ウィーデマン-フランツの実験的法則が、金属中 におけるニュートニウムの運動論についての考察によって再現されている。

一般的な場合には、電気伝導率 $\sigma_{el}$ は、Tのより複雑な関数になる可能性がある。な ぜなら、 $u_d$ は、Tおよびそれ以外の運動論的パラメーターに依存している可能性があ るからである((288)参照)。(288)の $u_d$ を(290)に代入しよう:

$$\sigma_{\rm el} \approx \frac{k_{\rm m,0}^2}{\sqrt{\gamma}} \left( \frac{1}{\rho_{\rm m,*} k_{\rm m,0} E_0(0)} \right)^{1/2}.$$
(293)

 $\alpha$ が小さいとき、 $\gamma \sim T$  (292)であることが上記において示された。それゆえ、電気伝 導率 $\sigma_{el}$ は1/ $\sqrt{T}$ のように振る舞う。  $\sigma_{el}$ に関する公式(293)は、いくつかの半導体に対応している。なぜなら、[121, p.438; 32, p.228]の実験では、それらの半導体の電気伝導率は、Tの増大とともに1/Tよりも 緩慢に、例えば $1/\sqrt{T}$ のように振る舞い、あるいは増大さえしている(これは障害物の 面積 $\alpha$ の割合が大きいときに生じる可能性がある)([121, p.438; 32, p.228]および[152, chap.6]の理論的推定値参照)。

良好な誘電体中では、 $\gamma \rightarrow \infty$ である。それゆえ、 $u_d \rightarrow 0$ 、 $du_d/dl \rightarrow \infty$ となり((288) 参照)、(281)により、電気伝導率はゼロに向かっていく:

 $\sigma_{\rm el} \rightarrow 0.$ 

超伝導体の場合には、 $\gamma \rightarrow 0$ である。すると、(288)より  $du_d/dl \rightarrow 0$ となり、(281) により、次式が得られる:

### $\sigma_{\rm el} \rightarrow \infty$ .

このとき、ドリフト速度u<sub>d</sub>は光速度によって制限されていなければならない。さもないと衝撃波が発生し、それが超伝導性を、さらには超伝導体自体さえをも破壊してしまう。

超伝導体の顕著な特徴は,  $\gamma \sim 0$ により,  $u_d$ および  $du_d/dl$  (287)における空間依存性 が既にきわめて小さい距離において消滅することである。このことは, 超伝導体の内 部において, エーテル流束密度の導関数によって決定される電場および磁場(20),(21) がゼロになることと一致している。この結論は,  $u_d \approx const$ の場合について構築され た, 問題(307)の解の極限 $\sigma_{el} \rightarrow \infty$ について検討することによって裏付けられる。

一般的な場合には、比幾何学的抵抗γ (282)および電流の湧き出しによって創出される電場*E*<sub>0</sub>は、エーテル流の速度に沿った座標に強く依存している可能性がある。その結果、エーテル中または物質中における電気伝導率σ<sub>el</sub>は空間点の複雑な関数となる可能性があり、これには、エーテル流の遮断モード、強化モードその他が発生する可能性も含まれる。

§21.4 においてその概説が与えられている運動論の一般的方法論によれば、比較的 短い時間間隔では、比較的小さい領域中におけるエーテルの状態は、準平衡状態とみ なすことができ、したがってクラペイロン-メンデレーエフ方程式(250)、(262)を利用 することができる。すると、 $\sigma_{el}$  (290)はニュートニウムの熱力学パラメーターおよび 質量を通じて表すことができる:

$$\sigma_{\rm el} \approx k_{\rm m,0}^2 \frac{kT}{m_{\rm et}p} \frac{1}{\gamma \, u_{\rm d}}.$$

ここでTおよびpは電流中のエーテルの温度および圧力である。熱力学的平衡が存在しない一般的な場合には、法則(250)、(262)は方程式(284)で利用することができない。

古典的アプローチも、また量子的アプローチも、物質の電気伝導率 $\sigma_{el}$ の容認可能な 値を与えないことが知られている [32, p.213; 152, chap.6, p.55; 154, chap.3]。それゆ え、実践においては経験的データが用いられている [121]。原子およびその総体に関 するエーテル的表現の発展が、 $\sigma_{el}$ に関する正確な公式の取得をもたらすことを期待す ることができる。

### 21.10. 電気伝導のエーテルモデルのパラメーターの実験データによる推定

エーテルの電気伝導率(280)と物質中のエーテルの電気伝導率とは、エーテルの運

動速度勾配および密度の大きな違いにより,著しく異なっている可能性がある。エー テルの運動速度勾配および密度は,物質の構造要素の具体的な構造,構造要素の総体 のアーキテクチャー,障害物,流路,ノズルの存在および外部作用によって決定され る。

既に再三指摘したように,物質中のエーテル流に関する詳細な理論的研究は,原子, 分子その他のエーテルモデルの発展を必要としており,これが今後における研究方向 となっている。

ここで検討されている単純化された電流モデル(285)-(288)の枠内では,電気伝導率 の定量的推定を行うためには,流れの区間L上におけるエーテル流に対する障害物の 面積の割合αを知る必要がある。エーテルの粘性および自己拡散の計算(§21.7 および §21.8 参照)の場合と同様に,αを精密に計算するためには,エーテル媒質の構造的再 編成の細部に関する綿密な検討を行う必要がある(例えば [147, p.272-278] 参照)。 物質中におけるエーテル流について検討する際には,さらに,エーテル構造要素の挙 動も考慮する必要がある。そのような研究はこれまで行われたことがない。

それゆえ、ここでは、§21.9 の電気伝導のエーテルモデルのパラメーターを実験デ ータに基づいて決定するという、逆の課題について検討しよう。金属およびエーテル の場合におけるそれらのパラメーターの推定値を取得し、それらの値の実験との一致 について考察しよう。いくつかのパラメーターの値は§21.11 で必要になる。

まず最初に、銅を例に取って金属中の電流について検討しよう。

自然のエーテルモデルでは,自由電荷を持たない他の物質中におけるのと同様に, 金属中における電流の担体はエーテルである。しかし,金属中では,エーテル流は一 連の特殊性を持っている。金属は,例えばエーテル,気体あるいは多数の非晶体とは 異なり,原子からなる高秩序の結晶構造を持っている。それゆえ,金属中のエーテル 流は,狭窄領域と拡大領域を含んでいる流路,すなわちラバール・ノズルタイプの流 路[9, p.118; 15, p.46]に沿って生じている可能性がある。

導管の存在は、より大きい距離への媒質の流れを促進することが流体力学から知ら れている。それゆえ、金属中のエーテルの電気伝導率は、真空中のエーテルの電気伝 導率より大きいと予想するべきである。

流路に沿った金属中のエーテル流と、電気伝導の電子論におけるトンネル効果との 間で類推を行うことができる。トンネル効果によれば、電子は、粒子としての電子の 自由行程より著しく大きい距離を波の形で進行するはずである [32, p.213]。しかし、 電流のエーテル理論では、所々に相容れない点のある性質を電流の担体に与える必要 性は生じない。

ノズルが存在することにより、電流が存在するときの銅中のエーテルの圧力pは、 §21.12 で昇華エネルギーに基づいて計算されている平均エーテル圧力 $p_{int,Cu} \approx 0.634 \cdot 10^9$  [Pa] = 0.634 · 10<sup>10</sup> [dyn/cm<sup>2</sup>]より大きくなる可能性があることを考慮しよう。電流中のpを~0.9 $p_{int,Cu}$ と推定しよう。すると、(262)および(248)により、銅中の電流中のエーテルの特性密度を次のように推定することができる:

$$\rho_{\rm m,*,Cu} \approx \frac{0.9 p_{\rm int,Cu}}{p_0} \approx 0.52 \rho_{\rm m,0}.$$
(294)

エーテル流の速度勾配の大きさ $d|\mathbf{u}_d|/dl$ を、実験から知られている銅の電気伝導率 によって見出そう。それは、温度T = 273 [K]のとき、 $\sigma_{el,Cu} \approx 5.8 \cdot 10^{17}$  [1/s]である([121, p.438] 参照)。 $k_{m,0}$ が(247)の値で、銅中のエーテル密度が $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,*,Cu}$ の場合には、 公式(281)より次式が得られる:

$$\frac{d|\mathbf{u}_{\rm d,Cu}|}{dl} \approx \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*,Cu}} \frac{1}{\sigma_{\rm el,Cu}} \approx 0.037 \ [1/s].$$

すなわち,長さdl上における速度の変化は、わずか $d|\mathbf{u}_{d,Cu}| = 0.037 \, dl \, [cm/s]$ にすぎな い。 $d|\mathbf{u}_{d,Cu}|$ に関するこの結果は、経験から知られている銅の高い電気伝導性、すなわ ち銅中におけるエーテル速度のきわめて弱い減衰と一致している。

銅の場合の比幾何学的抵抗 $\gamma$  (282)を、公式(289)を用いて、これもやはり $\sigma_{el,Cu}$ を通じて表そう。そのためには、特性速度 $u_d$ を知る必要がある。その速度は、流れの前面の伝播速度に基づいて実験的に測定することができる。しかし、そのような測定値を見つけることはできなかった。それゆえ、銅中における電流の技術的に到達可能な最大密度に関するデータ $j_{Cu,max}\sim 10^3$  [A/cm<sup>2</sup>] = 3 · 10<sup>12</sup> [statA/cm<sup>2</sup>] [28, p.184] を用いよう。この電流に対応するエーテル速度は $u_{d,Cu,max} = j_{Cu,max}/k_{m,0} \approx 4.5 \cdot 10^8$  [cm/s] ≈ 1.5 · 10<sup>-2</sup> c である ((143)参照)。公式(289)より、 $u_{d,Cu} \approx u_{d,Cu,max}/100$ のとき、次式が得られる:

$$\gamma_{\rm Cu} \sim \frac{d|\mathbf{u}_{\rm d,Cu}|}{dl} \frac{200}{c} \approx 1.7 \cdot 10^{-8} \, [1/\text{cm}].$$
 (295)

比幾何学的抵抗係数γのきわめて小さい線密度は,銅中のエーテルは流路の集合体 に沿って流れているという予想を裏付けている。

 $\alpha$ の値を推定しよう。公式(282)において、 $\alpha$ は、流束全体の横断面積に対する、流れ が長さL上で出会う、流れに対して横方向の断面中に存在する通過不可能な障害物の 平均面積の比である。一般的な場合には、 $\alpha$ はLに依存している。しかし、例えば理想 結晶を持つ導線断片のサイズのオーダーの小さい距離においては、 $\alpha$ の大きさはLに対 して微弱にしか依存しない可能性がある。なぜなら、結晶中の幾何学的構造は不変で あるからである。

銅中の結晶粒のサイズをL<sub>cr</sub>~10<sup>-4</sup> [cm]と推定しよう。すると、公式(282)より次式が 見出される:

$$\alpha_{\rm Cu} = \frac{\gamma_{\rm Cu} L_{\rm cr}}{1 + \gamma_{\rm Cu} L_{\rm cr}} \approx 1.7 \cdot 10^{-12}$$

エーテル流が銅の結晶粒間において顕著な妨害を受けないとすると、α<sub>Cu</sub>のこの値は、 大きい距離L » L<sub>cr</sub>上において維持される。銅中のエーテル流に対する障害物の面積の きわめて小さい割合αは、銅の高い電気伝導性と一致している。

原子のサイズおよび原子間距離を通じたα<sub>Cu</sub>の推定は、あまりにも粗雑かもしれないことを強調しよう。なぜなら、この推定は、個別原子の周りのエーテル流の細部、また、その原子自体およびその近隣原子によって創出される流れがそのエーテル流に 及ぼす影響を考慮していないからである。

**§23.9.1**に提示されている測定値に基づき,物質の非存在下(真空中)におけるエー テルの電気伝導率σ<sub>el,et</sub>を推定しよう。工学的真空中の残留気体および電極上における 微粒子現象がエーテルの電気伝導に影響を及ぼしている可能性がある。しかし, **§23.9.1**に示されているように,そこで検討されている実験では,非荷電粒子(ニュー トニウム)が電流の主要な担体となっている。

断面積2.5 [mm<sup>2</sup>]の電極の場合,4 [cm]の真空ギャップにおける電位差が~10<sup>3</sup> [V]の とき,回路中の電流は~10 [mA]であった。電位差とは、エーテルの圧力差(73)である。 電極間のギャップにおける電流の創出のために費やされるのは、圧力差の全体ではな く、その一部分のみであることを考慮しよう。なぜなら、発光によって観測される陰 極からのエーテルの流出は、あらゆる方向へ進んでいるからである。エーテル流がその領域から陽極に流入していく、陽極区域内における陽極に対して横方向の領域のサイズに基づいて、その部分を近似的に推定しよう。その領域のサイズは、陽極の周囲のグリッドの発光に基づいて推定することができる。実験では、その領域の面積は  $\sim \pi 3^2$  [cm<sup>2</sup>]であった。これは、電極間の距離と等しい半径4 [cm]の球の表面積の $\sim \pi 3^2/(4\pi 4^2) \approx 0.14$ である。したがって、検討されている領域の外部のエーテル流は陽極に流入しないと仮定した場合、陽極の周囲におけるエーテル圧力の分布が多かれ少なかれ一様なとき、電極間において電流の創出のために実際に利用されるエーテルの圧力 差は $\sim 10^3 \cdot 0.14$  [V]となる。

この実験における真空(エーテル)の電気伝導率をオームの法則から見出そう:

$$\sigma_{\rm el,et} \sim \frac{j}{E} = \frac{10 \cdot 10^{-3} / (2.5 \cdot 10^{-6})}{10^3 / (4 \cdot 10^{-2}) \cdot 0.14} \approx 1.14 \cdot [\text{S/m}] \approx 1.03 \cdot 10^{10} \text{ [1/s]}.$$

このような値は,金属の電気伝導率と比べると極端に小さい。金属の電気伝導率は, 例えば銅の場合,  $5.8 \cdot 10^{17}$  [1/s]である([121, p.438] 参照)。このとき,  $\sigma_{el,et}$ を5桁 大きくしたとしても,それはこの結論を原理的に変えるものではない。得られたエー テルの電気伝導率は,経験から知られている真空のきわめて高い電気絶縁性と一致し ている。

 $k_{m,0}$ が(247)の値で,エーテル密度 $\rho_{m,*,et} \approx \rho_{m,0}$ が(246)の値の場合,公式(281)より 次式が得られる:

$$\frac{d|\mathbf{u}_{\rm d,et}|}{dl} \approx \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*,et}\sigma_{\rm el,et}} \approx 1.1 \cdot 10^6 \ [1/s].$$

すなわち,速度は長さdl上でかなり急速に変化し,速度の増分は $d|\mathbf{u}_{d,et}| = 1.1 \cdot 10^6 dl [cm/s]$ となる。 $d|\mathbf{u}_{d,et}|$ に関するこの結果は,経験から知られている真空の低い電気伝導性,すなわち真空中におけるエーテル流束に対するきわめて強い抵抗と一致している。

真空の場合の比幾何学的抵抗 $\gamma$  (282)を $\sigma_{el,et}$ を通じて表そう。エーテル中における特性速度は光速度に匹敵する。それゆえ、(289)において $u_{d,et} \approx c$ と取ろう。次式が得られる:

$$\gamma_{\rm et} \sim \frac{d|\mathbf{u}_{\rm d,et}|}{dl} \frac{2}{c} \approx 7.3 \cdot 10^{-5} \, [1/\text{cm}].$$
 (296)

電極間の距離L~4 [cm]上における障害物の面積の割合は次のようになる(282):

$$\alpha_{\rm et} = \frac{\gamma_{\rm et}L}{1+\gamma_{\rm et}L} \approx 2.9 \cdot 10^{-4}.$$

本節に提示されている方法は、測定された電流の電気伝導率および速度に基づいて 物質の内部構造の幾何学yおよびαを解明することを可能にしている。

## 21.11. 金属中およびエーテル中におけるウィーデマン-フランツの法則

ウィーデマン-フランツの法則は、金属およびプラズマの電気伝導率に対する熱伝 導率の比に関する公式を定めている(例えば [28, p.186, p.423, p.508] 参照):

$$\frac{\chi}{\sigma} \approx \beta \left(\frac{k}{e}\right)^2 T.$$
 (297)

電子の古典論および量子論における計算は、それぞれ $\beta = 3$ および $\beta = \pi^2/3$ を与えてい

る [28, p.185, p.186]。

ところが、金属の場合にウィーデマン-フランツの法則が十分に満たされているのは、温度が数ケルビンのときおよび室温以上のときのみであることを実験は物語っている。中間領域においては、この法則は妥当しない(例えば[121, p.339; 154, p.71]および概説記事[291]参照)。この温度領域においては、 $\beta$ の実験値との食い違いは10倍に達している可能性がある。理論的に計算された $\beta \approx 3$ は、純金属の場合には実際値をあまりにも大きく上回っており、合金の場合にはあまりにも大きく下回っている[121, p.339]。それゆえ、この法則において原理的な意味を持っているのは、比 $\chi/\sigma_{el}$ が温度に比例しているということ、そして若干の温度領域内においては、 $\beta$ の値ではなく、 $\beta$ の係数がその比例性に対して相対的に弱い依存性を持っているということである。

エーテルの運動論は,熱伝導と電気伝導の諸現象が持つ,エネルギー密度勾配に起 因するエーテルの運動としての起源の共通の基礎を解明しつつある((157),(268)参 照)。そのとき,エーテル中におけるエネルギー密度勾配の物理的な発生原因は様々な ものであり得る。

エーテル理論の立場から見ると、巨視的物体、例えば金属の熱伝導は、エーテル流 を介して相互作用する物体の構造要素(原子)のカオス振動によって説明される (§21.5)。内部に自由電荷を持たない巨視的物体の電気伝導は、物体中で創出される、 連続媒質としてのエーテルの流束に起因している(§12.2, §21.9)。

普通の実験室条件下における巨視的物体の熱伝導,粘性,拡散および電気伝導は, エーテルの熱伝導,粘性,拡散および電気伝導とは無関係に検討することができる (§21.5-21.8 の考察参照)。

金属の場合の電気伝導率に対する熱伝導率の比を計算しよう。電気伝導率に関する 公式(290)は十分に普遍的なものである。すなわち、この公式は任意の物質のための普 遍的な形を持っている。§21.9 で考察したように、金属の場合には、(291)の推定値の 方がより適している。なぜなら、実験では、金属中における電流の伝播速度は光速度 に匹敵しているからである。金属の熱伝導に関する公式(279)は、金属中における熱量 子の運動が考慮されている点で、エーテルに関する公式(273)とは異なっている。

金属の場合の比 $\chi_{tq}/\sigma_{el}$ を次の形で表現しよう:

$$\frac{\chi_{\rm tq}}{\sigma_{\rm el}} = \left(\frac{k}{e_{*,\rm tq}}\right)^2 T.$$
(298)

ここでTは金属の温度である(§21.5 の末尾参照)。エーテルの諸パラメーターは、電荷の次元を持つ係数e<sub>\*</sub>の中にまとめられている:

$$e_{*,\mathrm{tq}} \equiv \left(k^{2}T\frac{\sigma_{\mathrm{el}}}{\chi_{\mathrm{tq}}}\right)^{1/2} = \left(k^{2}T\frac{\frac{k_{\mathrm{m,0}}^{2}}{\rho_{\mathrm{m,*}}\sqrt{\eta_{\mathrm{ud}}}}}{\frac{k}{M_{\mathrm{tq}}}\rho_{\mathrm{m,*,tq}}\bar{u}_{\mathrm{ht,tq}}\bar{\lambda}_{\mathrm{tq}}}\right)^{1/2} =$$
(299)

$$\left(\frac{1}{\gamma/T}\frac{\kappa_{\rm m,0}\kappa_{\rm H}}{u_{\rm d}\rho_{\rm m,*}\rho_{\rm m,*,tq}\bar{u}_{\rm ht,tq}\bar{\lambda}_{\rm tq}}\right) \quad .$$

金属中では、 $u_d$ および $\bar{u}_{ht,tq}$ は光速度および $\gamma/T \approx const$  (292)に匹敵する。それゆえ、 (298)において、係数 $e_*$  (299)のTに対する依存性は弱い。これより、金属中における エーテルの挙動は,実験から知られているウィーデマン-フランツの法則(297)を再現 している,すなわちχ<sub>ta</sub>/σ<sub>el</sub>~Tであるという結論が導き出される。

 $\bar{\lambda} \sim a_r r_{et}$  (275)およびエーテルの電気伝導率 $\sigma_{el}$  (290)のとき, (273)の形式でのエー テルの熱伝導率 $\chi$ に関する,真空(物質が存在しないエーテル)中における比 $\chi/\sigma_{el}$ に ついて検討しよう。金属の場合と同様に, $\chi/\sigma_{el}$ を次の形で表現しよう:

$$\frac{\chi}{\sigma_{\rm el}} = \left(\frac{k}{e_*}\right)^2 \bar{T}.$$
(300)

ここで**T**はエーテルの温度; e<sub>\*</sub>は電荷の次元を持つ係数である:

$$e_{*} \equiv \left(k^{2}\bar{T}\frac{\sigma_{\rm el}}{\chi}\right)^{1/2} = \left(k^{2}\bar{T}\frac{\frac{k_{\rm m,0}^{2}}{\rho_{\rm m,*}}\frac{1}{\gamma u_{\rm d}}}{\left(\frac{k}{m_{\rm et}}\right)^{3/2}\rho_{\rm m,*}(3\bar{T}+U_{0})^{1/2}\alpha_{r}r_{\rm et}}\right)^{1/2} =$$
(301)

$$\left(\frac{1}{\gamma/\bar{T}}\frac{1}{(3\bar{T}+U_0)^{1/2}}\frac{\kappa + \kappa_{m,0}m_{et}}{u_d\rho_{m,*}^2\alpha_r r_{et}}\right)$$

(300)において,係数 $e_*$  (301)の $\bar{T}$ に対する依存性は弱い。なぜなら, $\gamma/\bar{T} \approx const$  (292)であるからである。また, $(3\bar{T} + U_0)^{1/2} \sim c$ である。なぜなら,エーテル中におけ る平均 2 乗熱速度(256)および有向流れの速度 $u_0$ は,光速度のオーダーを持っている からである。このように、ウィーデマン-フランツの法則(297)  $\chi/\sigma_{el} \sim \bar{T}$ は、真空中に おいても妥当する。

金属中および真空中におけるウィーデマン-フランツの法則の再現は、それらの中の比幾何学的抵抗yがきわめて小さく、そこでは比y/Tが定数に近いこと(292)、また、 それらの媒質中おけるエーテル流の速度が光速度に匹敵するほどの大きさであること によって説明される。ここでは、電流の電子論とは異なり、ニュートニウムの運動論 に関する検討は、金属中の自由電荷および電荷に作用する力の導入を要求しないとい う点を強調する必要がある。なぜなら、エーテル的理解における電場は、他ならぬニ ュートニウムの有向運動によって引き起こされるからである(公式(21)、(156)参照)。

*e*<sub>\*,tq</sub>および*e*<sub>\*</sub>をウィーデマン-フランツの法則(297)に現れている電子の電荷*e*と比較しよう。

銅中における熱量子の濃度 $\rho_{m,*,tq}/M_{tq}$ および平均自由行程 $\overline{\lambda}_{tq}$ は§21.6 で推定されている。 $u_d \approx u_{d,Cu,max}/100$ , エーテルの特性密度 $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,*,Cu}$  (294),  $\gamma \approx \gamma_{Cu}$  (295), そして(279)において $\overline{u}_{ht,tq} \approx \alpha_{tq,d}u_d$ ,  $k_{m,0}$  (247), T = 273 [K]のとき, 次式が得られる:

$$e_{*,\mathrm{tq}} \approx 3.0 \cdot 10^{-11} \sqrt{\frac{1}{\alpha_{\mathrm{tq,d}}}} \, [\mathrm{statC}] \approx 0.063 \sqrt{\frac{1}{\alpha_{\mathrm{tq,d}}}} e.$$

ここでeは電子の電荷である。

すると、公式(298)は次の形を取る:

$$\frac{\chi_{\rm tq}}{\sigma_{\rm el}} \approx \beta_{\rm tq} \left(\frac{k}{e}\right)^2 T, \quad \beta_{\rm tq} \equiv 256 \alpha_{\rm tq,d}.$$

例えば*α*<sub>tq,d</sub> = 0.013のとき, *β*<sub>tq</sub> ≈ 3.3が得られる。これは公式(297)におけるβの値に 近い。 (301)より、定数 $k_{m,0}$  (247)、 $m_{et}$  (252)、 $r_{et}$  (253)、エーテルの特性密度 $\rho_{m,*} \approx \rho_{m,0}$  (246)、エーテル中における電流の流速 $u_d \approx u_{d,et} \approx c$ 、 $\gamma \approx \gamma_{et}$  (296)、エーテルの温度  $\overline{T} = 2.7 [K]$ のとき、次式が得られる:

$$e_* \approx 1.47 \cdot 10^{-9} \sqrt{\frac{1}{\alpha_r}} \text{ [statC]} \approx 3.1 \sqrt{\frac{1}{\alpha_r}} e.$$

すると、公式(300)は次の形を取る:

$$\frac{\chi}{\sigma_{\rm el}} \approx \beta_{\rm et} \left(\frac{k}{e}\right)^2 \bar{T}, \quad \beta_{\rm et} \equiv 0.11 \alpha_r.$$
 (302)

エーテル中における自由行程は,外力の作用下で増大する可能性がある。それゆえ, (275)において $\alpha_r = 10$ と取ろう。 $\beta_{et} \approx 1.1$ が得られる。この値は,公式(297)における, 実験から知られている $\beta$ の誤差(例えば [121, p.339] 参照)の範囲内にある。

このように、ウィーデマン-フランツの法則は、金属および真空に関するエーテル理 論において、定性的にだけでなく、定量的にも再現されていると結論することができ る。

これより,次の重要な結論が導き出される。すなわち,ウィーデマン-フランツの法 則が何らかの媒質中において満たされていることは,その媒質中に自由電子が必然的 に存在することを伴うわけではない。

ところが、物理学では、ウィーデマン-フランツの法則(297)は、金属の伝導性に関 する電子論の基礎的な裏付けの1つとして受け入れられている[154, p.71]。本節に示 されている、自由電子の非存在下における媒質中のエーテル流の場合におけるこの法 則の導出は、そのような根拠が論理的に破綻していることを証明している。

何らかの媒質の場合についてウィーデマン-フランツの法則を導出する際には,熱 伝導率において,電流中に存在するその媒質の粒子の有向運動を考慮すること,すな わち同一の運動論的過程の熱伝導および電気伝導について検討することが重要である ことを強調しよう。ところが,物理学では,ウィーデマン-フランツの法則について検 討する際,伝導率において,粒子の有向運動が考慮されていない [28, p.185]。この事 情が,数ケルビンから室温までの温度範囲において,物理学で理論的に計算された (297)の係数βとその実験値との間で生じている不一致の,自由電子仮説に帰せられる べきさらにもう1つの原因となっている。

エーテル理論では,エーテル中および金属中における電流のメカニズムは,ニュー トニウムの圧力勾配(157)の創出によって説明されており,自由電子の存在を必要と しないことを再度強調しよう。

### 21.12. 固体材料および液体の内部におけるエーテルの圧力

固相または液相から気相への転移は、材料中のエーテルの圧力が外部エーテル圧力 と等しくなったときに生じると仮定した上で、材料中における内部エーテル圧力 p<sub>int</sub> を推定しよう。

物質の密度 $\bar{\rho}$ および昇華エネルギーQまたは昇華エネルギーに近い蒸発(沸騰)エネ ルギー[121, p.288] に関する[120, p.304] および[121, p.99, p.289] のデータは, 昇華圧 $p_{s} = \bar{\rho}Q$ を計算することを可能にしている(§18.10 参照)。圧力が $p_{s}$ に達したと き,材料の気相への転移が生じる。

エネルギーの急速な供給時における気相の形成は、材料の構造要素の一部分の解離

を伴う可能性がある。例えば液相中の気体が標準的な条件におけるのと同じ分子からなっている場合,例えばH<sub>2</sub>,O<sub>2</sub>等々からなっている場合には,(固体の昇華時におけるような)大きなエネルギーの「瞬時の」投入時における沸騰は,エネルギーの吸収を伴って進行する気体の分子またはクラスターの解離をもたらす可能性がある。

このように、材料の崩壊は、非擾乱エーテルの圧力 $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$  [Pa] (248)と創出 される外部圧力 $p_{ext}$ との足し合わせからなる外部エーテル圧力が、材料中の内部エー テル圧力 $p_{int}$ と材料中に伝達された圧力 $p_s$ との和から、エネルギーの吸収を伴って進行 する解離その他の過程のために費やされた圧力 $p_{dis}$ を差し引いたものと平衡したとき

 $(p_0 + p_{ext} = p_{int} + p_s - p_{dis})$ に生じる。これより、内部エーテル圧力に関して $p_{int} = p_0 + p_{ext} - p_s + p_{dis}$ が見出される。エネルギーの放出を伴う過程の場合には、 $p_{dis}$ の前の符号は反対の符号に変わる。

 $p_{\text{ext}} \ll p_0, p_{\text{dis}} \ll p_s$ のときの何種類かの材料中におけるエーテル圧力 $p_{\text{int}}$ の推定結果を下表に示す。係数 $\alpha \in [0,1]$ は、蒸発時に蒸気の状態になった材料の割合を与える。蒸発(または昇華)エネルギーQは、他ならぬ蒸発した物質 $\alpha \bar{\rho}$ のために費やされることが仮定されている。すると、蒸発のエネルギー密度(圧力)は $p_s = \alpha \bar{\rho} Q$ となる。[120, p.304] および [121, p.99, p.289] の表には、係数 $\alpha$ の値は挙げられていない。ここでは、係数 $\alpha$ は1に等しい、すなわち物質全体が蒸発させられるとみなされている。

材料	密度 <i>向</i> , 10 <sup>3</sup> [kg/m <sup>3</sup> ]	昇華または蒸	気体に相	昇華または蒸発	内部エーテル圧
		発エネルギー	転移した	圧力 $p_{\rm s} = \alpha \bar{\rho} Q$ ,	力 $p_{\text{int}} = p_0 - p_s$ ,
		Q,10 <sup>6</sup> [J/kg]	割合α	10 <sup>11</sup> [Pa]	10 <sup>11</sup> [Pa]
チタン	4.505	蒸発 8.56	1	0.386	0.714
ウラン <sub>92</sub> U	19.04	蒸発 2.075	1	0.395	0.705
電解鉄	6.88	昇華 7.5	1	0.516	0.584
電解銅	8.32	昇華 5.6	1	0.466	0.634
アルミニウム	2.38	昇華 12.1	1	0.288	0.812
99.5%					
鉛	11.3	蒸発 0.86	1	0.0972	1.003
ビスマス	9.78	蒸発 0.85	1	0.0828	1.017
アンチモン	6.691	蒸発 1.022	1	0.0683	1.032
水銀	13.7	蒸発 0.292	1	0.0400	1.060
ナトリウム	0.928	蒸発 4.2	1	0.0390	1.061
水 H <sub>2</sub> 0	1.00	蒸発 2.258	1	0.0226	1.077
水素 H <sub>2</sub>	液体	蒸発 0.453	1	$6.4211 \cdot 10^{-4}$	1.09936
	$2 \cdot 0.0708$				
ヘリウム	液体 0.1221	蒸発 0.0209	1	2.5549·10 <sup>-5</sup>	1.099975
窒素 N <sub>2</sub>	液体2 · 0.808	蒸発 0.1996	1	0.003226	1.0968
酸素 0 <sub>2</sub>	液体2 · 1.14	蒸発 0.2135	1	0.004869	1.0951

昇華エネルギーおよび密度が相異なっているにもかかわらず,固相状態の金属 Ti, 92U, Cu, Al, Feの昇華圧および内部圧力は互いに近いことが分かる。それと同じこと が「軟質」金属である Pb, Hg, Na および水の場合にも生じているが,昇華圧はそれよ り顕著に小さい。金属がより固いほど,その中の内部エーテル圧力はより小さいとい う傾向が見て取れる。ただし,物質の硬度はさらに金属の構造要素の結合力によって も決定される。

ガス状物質H<sub>2</sub>, He, N<sub>2</sub>, O<sub>2</sub>の液相の内部におけるエーテル圧力は、非擾乱エーテルの 圧力 $p_0$ に近い。ヘリウムの液相中の内部エーテル圧力が $p_0$ に特に近い理由は、常圧下 ではヘリウムには固相が存在しないこと[121, p.289]によって説明される。すなわち、 ヘリウム中の内部圧力は、既に液相において非擾乱エーテルの圧力と均等になってお り、したがってヘリウムを固相に転移させるためには、顕著な追加的外部圧力 $p_{ext} = 3 \cdot 10^6$  [Pa]を創出する必要がある[121, p.289]のである。

原子の熱振動の時間より小さい時間の間にレーザー放射によって結晶を破壊する実験[172]もまた,結晶中におけるp<sub>0</sub>を上回るエーテル圧力の創出によって説明することができる(§23.8 参照)。

材料中の内部エーテル圧力は,材料の構造要素間のエーテル流によって決定される。 内部圧力に関する詳細な研究を行うためには,原子および分子のエーテルモデルが発 展し,様々な材料の昇華圧の正確な測定を含む新たな実験が実施される必要がある。

## 21.13. 板と平滑面の粘着,カシミール効果.物体の状態の相転移.放射性崩壊

カシミール効果とは、小さい距離の所に置かれている十分に磨かれた2枚の板が互いに強く引き寄せ合うということである[97]。

カシミール効果に対しては,原子間力に加えて,物体の外部および内部のエーテル 流束が本質的な寄与をしている可能性がある。

物体中のエーテルは、物体の構造要素の構造の特徴により、より高速度で運動する ことができる。物体の表面近傍では規則的構造が乱され、このことがエーテルの進行 を妨げる。その結果、エーテル状態方程式(15)により、物体の外側のエーテルが物体 を圧迫する。

+分に磨かれた表面を持つ物体同士が接近すると、それらの間のエーテル流束が増 大する。それゆえ、それらの物体の外側のエーテル圧力が物体を互いに押し付け合わ せるのである。

非晶体中では,エーテルはより緩慢に運動し,カシミール効果効果はそれほど顕著 ではない。

カシミール効果のエーテル的解釈は、ワイヤーおよびエミッターを用いた実験(そこでは材料中に創出されたエーテル圧力が外部エーテルに接近すると、ワイヤーおよびエミッターの破壊が生じる)(§18.10参照)、§21.12の分析、また§23.8 で論じられている実験(そこでは固体の予想外の崩壊が観測される)によって裏付けられている。

カシミール効果のエーテル的解釈は,原子間力の作用に加えて,気体状態または液体状態の固体状態への相転移の説明に適用することができる。分子の熱運動の減少が 分子間におけるエーテル流束の速度の増大をもたらす。その結果,物体内部の圧力が 低下し,外部エーテルが物体を固体状態になるまで押し付けるのである。

ここでは,原子間相互作用のファンデルワールス力および表面効果のエーテル的解 釈という課題が生じる。

放射性物体の崩壊は、あれこれの原因によって物体内部のエーテル速度が減少し、 それが物体の内外におけるエーテルの圧力差の減少をもたらし、その結果、物体の構 造要素を保持している力が弱化する過程として解釈することができる。

### 21.14. 接触面における現象

2 つの相異なる固体導体が接触すると、電位差の発生が観測される。その電位差は 接触電位差と呼ばれている(例えば[28, chap.8]ならびに概説記事[292]およびそ こに示されている文献参照)。物理学では、接触電位差を説明するために、自由電子モ デルおよび固体中の電子運動の量子力学理論(バンド理論)が用いられている。しか し、例えば§18.13,§23.2.1,§23.2.2に示されているように、導体の電気的性質における 主要な役割を電子に与えることは、多数の実験の解釈をめぐる大きな問題点をもたら す。

接触現象のエーテル的解釈は単純で一目瞭然である。§18.10, §18.13, §21.12, §23.8, §23.9.6 で、多数の実験の分析に基づき、物質中のエーテル圧力は非擾乱エーテルの圧 力とは異なっており、様々な物質ごとに様々な値を持っていることが明らかにされて いる。それゆえ、相異なる材料の境界上には、独自のエーテル圧力、すなわち、(74) により、独自の電位が存在している。導体同士が接触すると、圧力差がエーテル流(5) をもたらし、電流が観測される。接触時のエーテル圧力の均等化はきわめて長い過程 となる可能性がある。なぜなら、物質中のエーテル圧力は、物質の容量性構成要素に よって創出される、安定したエーテル流によって決定されるからである。

外部作用が存在しない場合,相異なる金属からなる円環中には起電力が存在しない こと [28, p.450] は,エーテルの運動量保存則(5)からの帰結である。

導体間の接触面が相異なる温度下にある,直列に接続された異種導体からなる閉回 路中では,電流の発生が観測される(ゼーベック効果[28,p.454;36,p.417])。エーテ ル的観点から見ると,2つの相異なる材料の接触面を加熱したときの熱電流の強化は, 次の効果のうちの1つ,またはそれらの効果の何らかの総体によって説明することが できる: 導体の境界面を構成する原子の熱振動の増大による境界面の通過能力の減 少; より低温の領域からより高温の領域の方向に向かって多孔質境界面を通過する エーテルのエフュージョン[27,§95;155,chap.4]; 相異なる材料ごとの温度上昇に対 するエーテル圧力p(15)の依存性の違い。

例えば、端部がはんだで接合されているアンチモンの板と銅の板からなる回路を用いた有名な実験 [28, p.455, fig.239] は、導体間の境界面の通過能力の減少によってかなり簡単に説明することができる。この実験では、電流の方向は、板の間に配置された磁針を用いて決定されている。はんだ付け箇所のうちの一方を加熱すると、アンチモンから銅に向かって、その箇所を通過する電流が観測される。そのはんだ付け箇所が冷えると、電流の方向が逆方向に変わる。

アンチモン中のエーテル圧力は、銅中のエーテル圧力のほぼ 1.5 倍である(§21.12 の表(p.247)参照)。各板の接触面が同じ温度のとき、エーテルは各接触面上をアン チモンから銅に向かって(より小さい圧力の方へ)流れ、2 つの接触面を通過する電 流の和はゼロに等しい。1 番目の接触面の加熱は、その接触面近傍の原子の振動を増 大させるため、それを通過するエーテル流を妨げる。2 番目の接触面上のエーテル流 が支配的となり、その流れが閉回路中における全エーテル流を決定する。それゆえ、 1 番目の接触面上では、エーテル流は銅からアンチモンに向かって生じる。それとは 逆に、1 番目の接触面の冷却は、1 番目の接触面上におけるエーテル流の進行を2 番 目の接触面上におけるより容易にする。回路中の全エーテル流は、逆方向へ、すなわ ち1番目の接触面上においてアンチモンから銅に向かって生じる。

相異なる材料からなる2つの導体の境界を通過する電流の進行には、電流の方向の 違いに応じて、ジュール-レンツの法則に従って放出熱に追加される熱の放出または 吸収が伴う(ペルティエ効果[28, p.454; 36, p.419])。ペルティエの放熱は電流の力に 比例しており,ジュール-レンツの放熱は電流の力の2 乗に比例している。それだけ でなく,放出または吸収される熱は,接触箇所における2つの導体の温度差に依存し ている(トムソン効果[28, p.420])。

エーテル方程式は気体力学方程式と近似している(§1.2 参照)。それゆえ、ペルティ エ効果を、気体の挙動と類推しながら分析しよう(§21.2 も参照)。固体粒子からなる 理想気体(粉粒体媒質の類似物)の状態方程式は $p = \rho_m \bar{R}T/M_{et}$ という形を持っている。 ここでpはエーテル圧力;  $\bar{R}$ は普遍気体定数;  $\rho_m$ は力学単位でのエーテル密度 (§20.1);  $M_{et}$ はエーテル粒子のモル質量)(例えば[36, p.151]参照)である。する と、接触面上におけるエーテルのモル体積 $\rho_m/M_{et}$ の変化が小さいとき(すなわちエー テル密度の変化が小さいとき)、熱Tの放出または吸収のペルティエ効果をエーテル圧 力の急激な変化、すなわちpの低下時における冷却およびpの増大時における加熱と関 係付けることができる。

材料中の内部エーテル圧力は、材料の構造要素によって創出されるエーテル流によ って決定される。それゆえ、接触現象に関する詳細な定量的研究を行うためには、原 子および分子のエーテルモデル、物質の内部構造および表面層のモデルの発展が必要 である。

### 21.15. 化学元素の電気陰性度

化学元素(核種)の電気陰性度は、物理学および化学では、原子が他の原子の電子を自らの方へ引き寄せる能力として定義されている [36, p.780; 293]。しかし、そのような能力の発生メカニズムの基本的な細部は解明されていない。

各核種は,厳密に決定されている陽子数および中性子数,また,原子核のあるエネ ルギー状態によって特徴付けられている。それゆえ,エーテル的理解では,各核種は, その構造の特性と関係を持つ,独自のエーテル流を生み出している。(15)によれば, 各核種の周りでは,独自のエーテル圧力,すなわち独自の電位(74)が形成されている。 圧力勾配が電場を生み出している(72)。電気力が発生し,それが核種の電子に影響を 及ぼしている。

このように、エーテル的理解では、化学元素間の電気陰性度は、化学元素の固有の 構造および状態と関係を持つ、化学元素近傍における個別的なエーテル圧力に起因し ているのである。

ここで我々は再び,微視的世界の物体,すなわち電子,陽子,中性子,原子核,原 子,分子の詳細な定量的エーテルモデルを開発する必要性に到達する。これらの物体 の内部,境界上および外部におけるエーテルの運動を正確に記述し,物体同士の接近 時に発生するエーテル流同士の力の相互作用を詳細に研究する必要がある。これらの 課題の解決が今後における研究方向となる。

### 21.16. 気体放電中におけるエーテル電流密度

気体放電中のエーテル流に対しては,特性電流密度と特性エーテル流速度とを関係 付ける,導線に対する公式(143)と同じ公式

$$\mathbf{j}_{\rm et} = k_{\rm m,0} \mathbf{u}_{\rm d}.\tag{303}$$

が妥当することを示そう。

このことの根拠付けは F.S.ザイツェフによって提案された。

公式(288)は、導線と気体放電のいずれに対しても適用可能である。なぜなら、これ らの公式が導出される際、電流は何らかの具体的な媒質中を流れているという仮定は 用いられていなかったからである。

これらの公式から,比幾何学的抵抗γを消去しよう:

$$\gamma \approx \frac{k_{\rm m,0}E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}u_{\rm d}^2}, \ \frac{du_{\rm d}}{dl} \approx \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma k_{\rm m,0}E_0(0)}{\rho_{\rm m,*}}\right)^{1/2}.$$

次式が得られる:

$$\frac{du_{\rm d}}{dl} \approx \frac{1}{2} \frac{k_{\rm m,0} E_0(0)}{\rho_{\rm m,*} u_{\rm d}}$$

導線の電気伝導率(155)と同様に、気体放電中のエーテルの電気伝導率を定義しよう:

$$\sigma_{\rm el,et} \equiv \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*}} \left(\frac{d|\mathbf{u}_{\rm d}|}{dl}\right)^{-1}.$$

この式に、見出されたdud/dlに関する表式を代入しよう:

$$\sigma_{\rm el,et} = \frac{k_{\rm m,0}^2}{2\rho_{\rm m,*}} \frac{2\rho_{\rm m,*} u_{\rm d}}{k_{\rm m,0} E_0(0)} = k_{\rm m,0} \frac{u_{\rm d}}{E_0(0)}.$$

すると、荷電体のない放電に関するオームの法則(小電流の場合)

$$j_{\rm et} = \sigma_{\rm el,et} E_0(0)$$

を,理論的推論からの結論(§12.2)としてではなく,実験的事実としてみなすと,求める公式が得られる:

$$j_{\text{et}} = \sigma_{\text{el,et}} E_0(0) = k_{\text{m,0}} \frac{u_{\text{d}}}{E_0(0)} E_0(0) = k_{\text{m,0}} u_{\text{d}}.$$

この公式の導出に際しては、気体放電中のエーテル流に関するオームの法則を実験 的事実として適用していることが重要な意味を持っている。公式(156)を、(306)の根 拠付けのために援用してはならない。なぜなら、(156)の導出の際には、導線に関して 証明された関係式j = k<sub>m</sub>ouが利用されていたからである。

# 21.17. エーテルモデルにおいて熱力学的エントロピー概念を適用することの 非適切性

クラウジウスの熱力学的エントロピーの概念について検討しよう。この概念の内容 ならびに熱力学および連続体力学におけるこの概念の適用に関する実験は、連続体モ デルにおけるエーテルにとって実践的に有意義な結果の取得を期待することを可能に しないことを示そう。

まず最初に,熱力学および統計物理学のモデルに関する手短な概論を述べるととも に,それらのモデルを本書で提唱されているエーテルモデルと対比しよう。

古典熱力学はカルノー,クラウジウス,トムソン(ケルビン卿)その他の科学者たちによって創出された。古典熱力学は巨視的,現象論的な熱理論として研究されていた(例えば[294, p.13]参照)。熱力学における物理系は,巨視的に測定可能なパラメ

ーターのある集合として表現される。それらのパラメーターの間の関係およびそれら が従っている一般的法則性は、実験的事実に基づいた公理から導き出される。熱力学 [thermodynamics, 熱動力学]は、事実上、平衡状態の理論であり(例えば[27, p.129]参 照)、それゆえ、静電気学[electrostatics, 電気静力学]との類推に基づいて静熱学[thermostatics, 熱静力学]と呼んだ方がより正確である。

統計物理学では,熱力学とは異なり,全ての巨視的熱力学量およびそれらの間の関係は,確率密度の統計平均として得られる。

古典統計物理学では、系を構成している原子および分子は古典力学の法則に従って 運動しているとみなされている [294, p.14]。この意味において、古典統計物理学モデ ルは、エーテルは媒質に関するニュートンの第2法則に従って運動していると予想し ている、本書で提唱されているエーテルモデルに似ている。

ところが,普通の巨視的系に関して構築されているあらゆる統計的理論の正確性の 判断基準となっているのは,熱力学の現象論的法則の再現である。それゆえ,それら の系に関する巨視的・原子論的モデルに対しては,統計論的記述において熱力学の法 則に対する違反をもたらさないような諸性質がアプリオリに付与されている。しかし, 多数の研究者が指摘しているように,その際,熱力学的パラメーターと統計論的パラ メーターとを直接的に同一視してはならない [294, p.14]。

それだけでなく、全ての粒子は運動論的運動形態のみを持ち、気体の内部エネルギーは運動論的運動形態にのみ依存していると古典気体運動論は仮定しているにもかかわらず、圧力と単分子の並進運動の平均運動エネルギーとの間の関係に関する考察には、実際には、物質\*の3つの運動形態、すなわち熱的運動形態、力学的運動形態(バルクの形状および大きさの変化)および運動論的運動形態が関与している[295, p.276]。

本書で提唱されているエーテルモデル(4)-(6), (15)は, 平衡過程または準平衡過程 だけでなく, 非平衡過程も記述している。§1.4 で導入されたエーテル状態方程式は p = p(pmu<sup>2</sup>)という仮定のみを用いており, 準平衡状態の逐次性というこの方程式の解釈 は必須の解釈ではない。しかも, このエーテルモデルは, 物質\*の力学的運動形態およ び運動論的運動形態を含んでいるだけでなく, エーテル中における熱量子による運動 量(運動エネルギー)の伝達(p.230参照)による物質\*の熱的運動形態も追加してい る。それだけでなく, エーテル理論は, 可逆過程と不可逆過程の両方を記述している。 次に, 熱力学的エントロピー概念の分析に移ろう。

熱力学の基本原理―第1および第2法則―はクラウジウスによって定式化された。 熱力学の第1法則は、実験から見出された、熱的性質および力学的性質に関するエ ネルギー保存則である(例えば[27, p.59]参照):

$$dQ = dU + pdV. \tag{1}$$

ここで*dQ*は系に伝達される熱量; *dU*は系の内部エネルギーの変化; *pdV*は体積が*dV* だけ増加したときに圧力に対してなされる仕事である。

エントロピー概念がそこに現れている「熱力学第1法則」という用語は、物理学に おいて既に100年以上用いられている。しかし、今に至るまで、様々な著者がこの用 語に相異なる内容を含めている(例えば[27, p.44; 296]参照)。

1865年、クラウジウスは熱量dQを次の公式の形で定義した:

$$dQ = TdS.$$
 (2)

ここでTは絶対温度; Sはクラウジウスのエントロピーである。この表式は熱力学第2
253 21. エーテルの担体―ニュートニウム―の構造. エーテル中および物質中に…

法則の方程式と呼ばれている(例えば [27, p.222-229] 参照)。

古典熱力学の基礎をなしているのは、ギブズによって化学的自由度に関する表式が 補足された、方程式(1),(2)である。

熱力学的エントロピー概念(2)が導入されたときから既に 150 年以上が経った。しかし,熱力学第2法則の定式化に対する不満が今なお存在しており,その不満が,この法則の最適な表現に関する議論,また,エントロピー概念を利用する必要はないという議論に現れている[296;295;297,p.371;298]。

熱力学的エントロピー概念に関連する問題のいくつかの原因を列挙しよう。

- エントロピーの明瞭な物理的意味が存在しない(例えば [296(a)] における考察 参照)。普通,エントロピー(2)は、2パラメーター媒質に関するある種の計算特 性として形式的に導入されている(例えば [14, p.229, p.230] 参照)。系のエン トロピーは変化することができるが、しかし、物体から物体へ移行することはで きない。移行するのは熱のみである[14, p.229]。2パラメーター媒質の熱力学 的決定変数としては、UおよびVを取れば十分である[14, p.241]。
- 2. クラウジウスによって与えられた方程式(2)の「根拠付け」は破綻している([297, p.371-373] 参照)。このような結論は[299, p.41-49] からも導き出される。
- 3. エントロピー(1), (2)の形式的定義には,熱伝達に関する物理的表現とのある種の不一致がある。(1),(2)について,好きなだけ小さい体積要素ΔVの増分dVに関して検討しよう([14, p.230] で行われているのと同様の仕方で)。公式(1)によれば,熱dQは,ΔVに伝達される。公式(2)によれば,増分dQは,温度Tの変化を伴うことなく,エントロピーの増分dSの創出のために消費される。その結果,好きなだけ小さい体積ΔVに熱dQが伝達されるが,しかしそのとき,その体積の温度Tは変化せず,変化するのはそのエントロピーであるという結論が得られる。
- 4. 現象論的熱力学では、閉じた系中における全ての過程はエントロピー増大の方向 に進行する。その結果、エントロピーは最大値に達し、全ての過程が停止する。と ころが、そのような結論は分子運動論の基礎的理解[27, p.285]と矛盾している。 分子運動論によれば、閉じた系中ではゆらぎが生じる可能性があり、そのゆらぎが エントロピーの減少をもたらす。
- 5. 物理学では、4 の矛盾の解消は、エントロピーと確率の関係に関する公理を設定す る方法で行われている(例えば[27,§80;147,p.61-67]参照)。そのようなアプロ ーチでは、熱力学的エントロピー概念は統計論的エントロピー概念に置き換えら れる[27,p.289]。ところが、統計論的エントロピーは既に別の内容を持っている。 すなわち、統計論的エントロピーは熱の増分に関する表現(2)ではなく、確率と関 係付けられているのである。統計論的解釈におけるエントロピーは、カオスの尺度、 系の無秩序性の尺度である。系の様々な微視的状態が多くなるほど、エントロピー はより大きくなる[14,p.61]。
- 6. エントロピー概念の数学的導入方法([296(b)]参照)は現実と一致していない。 この方法は、2 変数UおよびVのパフィアン形式として検討される表式(1)のため に積分因子1/T(ここでT = T(U,V))が存在しており、その積分因子が、そのパ フィアン形式をある関数S = S(U,V)

$$dS \equiv \frac{dQ}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{pdV}{T}$$

の全微分

$$\frac{dQ}{T} = \frac{dU}{T} + \frac{pdV}{T}$$

に変換するということに立脚している。関数*S*(*U*,*V*)はエントロピーと、*T*(*U*,*V*)は 熱力学的絶対温度と関連付けられている。エントロピー概念のこのような導入方 法に関して [296(a)] で述べられているいくつかの問題点には、さらにもう1つ の問題点を付け加えることができる。すなわち、内部エネルギーの増分*dU*と体積 の増分*dV*は、一般的に言えば、互いに独立ではない。そのような場合には、方程 式(1)は2変数ではなく、1変数のパフィアン形式であり、したがって*Q*はエント ロピー概念の導入なしに計算することができる。

7. この 150 年の間,実践にとって重要な意義を持つ,エントロピー概念の本格的かつ有益な適用の例は現れなかった。エントロピーの主な適用は,事実上,符号の計算に基づいたエントロピー増大の導出に帰着している(例えば[14, p.239, p.240, §5-11; 9, p.100]参照)。

その際,断熱不可逆過程の分析には、クラウジウスが提唱したのと類似した推論が適用されている(例えば[14,p.230,p.231]参照)。1番目の無限小の体積の 温度T'は、2番目の無限小の体積の温度T''より小さいとしよう。それらの体積を 接触させる。伝熱過程は不可逆であり、系からの熱損失はないので、2番目の物体は熱量-dQを失い、1番目の物体は熱量dQを得る。そのような熱交換の結果、 1番目の体積のエントロピーは

$$dS' = dQ/T'$$

だけ増大し、2番目の体積のエントロピーは

$$dS^{\prime\prime} = -dQ/T^{\prime\prime}$$

だけ減少する。2つの体積の全エントロピーSは加法的関数

$$dS = dS' + dS''$$

であると仮定し,T">T'であることを考慮すると,次式が得られる:

$$dS = \left(\frac{1}{T'} - \frac{1}{T''}\right) dQ = \frac{T'' - T'}{T'T''} dQ > 0.$$

これより,不可逆断熱相互作用にはエントロピー増大が伴うという結論が下される。

古典熱力学では、断熱不可逆過程はエントロピー増大の方向にのみ進行し、非 断熱不可逆過程は非補償熱(熱損失)の増大が非負となるような仕方でのみ進行 することができる [14, p.240]。統計物理学では、この命題は破綻する可能性が ある。

- 8. 連続体力学では、エントロピーの変化は特定の方程式によって記述され、その際、 エントロピーはそれ以外の方程式には含まれない [14, p.396, p.235]。実践にお いては、普通、エントロピーを含まない状態方程式および熱容量の実験値が計算 のために用いられている。
- 9. 系中における不可逆的な熱損失の存在は、通常、dS/dtの計算をしなくても明らかなことである。実践においては、熱損失の計算は、エントロピーを用いることなく、実験的に決定された伝熱係数を持つ熱伝導方程式の解に基づいて行われている。

- 255 21. エーテルの担体―ニュートニウム―の構造. エーテル中および物質中に…
  - 10. 熱および伝熱過程には様々な理解がある: 熱素説 [27,§16;300], エネルギー 論 [energetics] [294, p.13], 分子運動論。

このように、熱力学的エントロピーは明確な物理的解釈を持っておらず、一般的法 則性の本質を解明しておらず、事実上、実践において利用されていない。自然のエー テルモデルにおけるエネルギー過程の分析にエントロピー概念を適用することは不適 切である。

我々の見解によれば,熱力学的エントロピーの概念,また波動関数の概念に過度の 注意を払うことは,自然認識の前進,現実の諸過程の理解,そして実践上の適用にと って有益な諸効果の予想から研究者たちを遠ざける役割しか果たしていない。

本書で行われた多数の実験に関する定性的・定量的分析に基づき,エーテル研究の 現在のレベルにおいては、力学的性質のみを考慮に入れた最も単純な形式のエーテル 状態方程式 $p = p(\rho_m \mathbf{u}^2)$  (§1.4 参照)のみで十分であると結論することができる。

終わりに,エーテルモデルは物質\*の運動に関する熱力学的・統計論的理解を定量的 にも著しく補充し,一般化していること,特に,熱量子の概念(p.230, p.231)を用い て伝熱過程を一般化し,精緻化していることを再度強調しよう。

## 22. ローレンツカおよび重力の力の発生を引き起こす境界層の半径の推定

一般的な場合には、物体近傍のエーテル流、境界層のサイズ、およびエーテルから 発生する物体に対する作用力の計算は、初期エーテル方程式系(4)-(6)の解に基づいて 行う必要がある。しかし、§16.1 および§16.2 の理論的結果が、境界層の半径の値を近 似的に推定することを可能にしている。

22.1. 荷電体

§16.1 で得られた物体の電荷に関するエーテル的表現は、電荷の所与の値に基づいて荷電体の中心から境界層の外側境界までの特性距離を推定する可能性を与えている。

特性サイズ $r_0$ の球状物体について検討しよう。物体の中心から、一般化ジュコーフスキー力 $F_{obj}$  (192)の出現をもたらす渦流または不連続流がその中で形成される境界層の外側境界までの特性距離を $a_*$ を通じて表そう。翼の具体的な形状が研究されている揚力の古典理論とは異なり、ここでは、推定値を得るため、流束がその周りを流れる物体の幾何学的特性が、 $r_0$ および $a_*$ の2つの有効サイズによって近似的に記述される。

**u** $_{obj}$ および $\rho_{m,obj}$ が $f \approx \pm 1$ となるように振る舞う (p.151 のfに関する公式参照)と仮定した上で、表式(191)を単純化しよう。すると、次式が得られる:

$$q_f = k_{m,0} \iiint_V f d\tau \approx \pm k_{m,0} V = \pm k_{m,0} \frac{4\pi}{3} (a_*^3 - r_0^3).$$

この推定において、 $q_f$ の値は、境界層のサイズおよび物体のサイズの特性値を含んでいる差 $a_*^3 - r_0^3$ によって決定されている。この差から次式が見出される:

$$a_* = \sqrt[3]{r_0^3 + \frac{3}{4\pi} \frac{|q_f|}{k_{\rm m,0}}}$$

例えば、電荷 $|q| = 29.979 [cm^{3/2}g^{1/2}/s = statC = 10^{-8} C]$ が一様に分布している半径  $r_0 = 2 [cm]$ の球の場合には、境界層のサイズは $r_0$ に近い ( $a_* \approx 2.0001 [cm]$ )。 $a_*$ が $r_0$ に 近いということは、実験と一致している。なぜなら、巨視的荷電体が接近したとき、 それらの相互作用の法則の強い変化は観測されていないからである。

荷電素粒子の中心から境界層の外側境界までの特性距離の推定値を、素電荷の既知の値 $|e| = 4.8032 \cdot 10^{-10}$  [statC]に基づき、等式 $|e| = 4\pi (a_*^3 - r_0^3) k_{m,0}/3$ から求めよう。距離 $r_0$ が電子または陽子の半径

 $r_{\rm e} = \hbar/(m_{\rm e}c) = 3.8617 \cdot 10^{-11} \,[{\rm cm}], \ r_{\rm p} = \hbar/(m_{\rm p}c) = 2.1032 \cdot 10^{-14} \,[{\rm cm}]$ 

と等しい場合には、境界層の半径はほぼ同一であり、 $a_* \approx 2.6 \cdot 10^{-5}$  [cm]となる。

 $a_*$ の大きさは、電子および陽子の半径よりはるかに大きいという結果になった。ただし、用いられた近似 $f \approx \pm 1$ が、あまりにも高い $a_*$ の推定値を与えている可能性がある。正確な推定値を得るためには、電子および陽子の構造を理解し、初期エーテル方程式の解に基づいて電子と陽子のそれぞれの境界層中におけるエーテル流を計算する必要がある。

a<sub>\*</sub>の値は, §19.2 で検討された磁場モデルにおけるエーテル渦間の特性距離

*a*~10<sup>-3</sup> [cm]よりはるかに小さいことが判明した。距離*a*<sub>\*</sub>と*a*とのこのような関係は, 境界層の領域中における力の場の変化は微弱であると仮定して得られた公式(192)を 素粒子に適用することが可能であることを裏付けている。この仮定は,*a*<sub>\*</sub>の値がより 小さいほど,より十分に満たされる。

ローレンツ力のエーテル的表現(192)および*a*\*の推定値は,電場および磁場が荷電体 に及ぼす作用は,その荷電体自体のサイズとは異なった距離において行われることが 可能であると結論することを可能にする。なぜなら,それに対応するエーテル流束の 力の相互作用は,境界層中で生じているからである。

一般的な場合には、力の計算は、例えば初期エーテル力学方程式に基づいたあれこ れのモデルの物体の周りにおけるエーテルの運動の数値計算を用いて、境界層をより 正確に記述することを必要とする。そこでは、生じる可能性のある、物体の境界を通 過するエーテル流束の透過を考慮することも含め、境界条件を正確に設定することが 不可欠となる。

## 22.2. 質量を持つ物体. エーテル重力束の地球周りの回転速度, 圧力勾配および圧力 の推定

§16.2 で, 重力境界層のサイズa<sub>\*</sub>の推定値が得られた:

$$a_* = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_b}{\rho_{\mathrm{m},0} r_B}}$$

この推定値は、物体の所与の質量 $m_b$ に基づいて $a_*$ を近似的に計算することを可能にする。

例えば、非擾乱エーテルの密度が $\rho_{m,0} = 2 \cdot 10^{-9} [g/cm^3]$ のとき、地球表面 $r \approx r_B \approx 6.37 \cdot 10^8 [cm]$ 上における質量 $m_b = 10^4 [g] = 10 [kg]$ の物体の重力境界層の特性サイズは $a_* \approx 43 [cm]$ となる。

地球表面近傍におけるエーテル流中の電子および陽子の重力境界層の特性サイズは 次のようになる:

$$a_{*,e} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_e}{\rho_{m,0} r_B}} \approx 1.3 \cdot 10^{-14} \text{ [cm]}, \quad a_{*,e}/r_e \approx 3.4 \cdot 10^{-4},$$
$$a_{*,p} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{3}{\pi} \frac{m_p}{\rho_{m,0} r_B}} \approx 5.6 \cdot 10^{-13} \text{[cm]}, \quad a_{*,p}/r_p \approx 27.$$

したがって,これらの近似的推定値によれば,重力境界層は電子の内部および陽子の 外部に位置している。

地球の周りには、§16.2 で検討した地球の中心と一致する中心*B*を持つエーテル重力 束が存在するという仮定から出発して、物体*b*に対するエーテルの方位角速度 $|u_{\varphi,0}|$ の 値を推定しよう。自由落下の加速度を $g \approx 9.8 \cdot 10^2$  [cm/s<sup>2</sup>]、地球の平均半径を $r_B \approx$ 6.37 · 10<sup>8</sup>[cm]とすると、地球表面近傍において $|u_{\varphi,0}| = \sqrt{gr_B/\lambda} \approx 7.9 \cdot 10^5/\sqrt{\lambda}$  [cm/s]が 得られる。

この式の分子は、物体を、r<sub>B</sub>に近い半径を持つ円軌道に沿って公転する地球の衛星

にしようとする際,物体に与える必要のある速度,すなわち第1宇宙速度と等しいこ とが判明した。

利用可能な実験データから出発して、定数 $\lambda$ によって決定される値 $|u_{\varphi,0}|$ を推定しよう。

地球の自転方向とその逆方向へのロケット打ち上げは、それらのロケットの軌跡の 差が、地球表面の自転の線形速度≈  $(2\pi/(24\cdot 60\cdot 60))\cdot 6.37\cdot 10^8 \sin\theta \approx 4.6\cdot 10^4 \sin\theta$ [cm/s]と一致していることを示している [80]。

もしエーテル速度 $|u_{\varphi,0}|$ がロケット速度に匹敵する速度であるとすると、その打ち上げの際、エーテルに対するロケット速度の変化に起因する軌跡の違いが観測されるはずである((197)参照)。もしエーテル速度がロケット速度よりはるかに小さい速度であるとすると、物体が「普通の」速度で運動したとき、軌跡の違いが観測されるはずである。これより、エーテルの地球周りの回転速度 $|u_{\varphi,0}|$ は、第1宇宙速度よりはるかに大きくなければならず、例えば第2宇宙速度11.2 · 10<sup>5</sup> [cm/s]より大きくなければならないが、しかし、光速度によって制限されていると我々は結論する:

 $7.9 \cdot 10^5 < |u_{\varphi,0}| \ll 3 \cdot 10^{10} \text{ [cm/s]}.$ 

地球表面近傍におけるエーテルの地球周りの回転速度*u<sub>φ,0</sub>のより正確な推定値を得*よう。地球表面近傍における磁場および電場の平均値および方向[121, p.1183, p.1196] を利用しよう:

$$\mathbf{B} \approx -0.6 \cdot 10^{-4} \mathbf{i}_{\theta} [\mathrm{T}], \ \mathbf{E} \approx -130 \mathbf{i}_{r} [\mathrm{V/m}].$$

ここで $\mathbf{i}_r$ および $\mathbf{i}_{\theta}$ は地球の中心を原点とする球座標系の単位動径ベクトルおよび単位 子午線ベクトルであり、角度 $\theta$ は地球の自転軸から測られる。

エーテル流束の分類によれば、重力束(180)中では次式が得られる:

## $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c \approx 0.$

これより,次式が見出される:

$$\mathbf{u} \approx u_{0,\omega} \mathbf{i}_{\omega}, \quad u_{0,\omega} \approx 2.17 \cdot 10^8 \text{ [cm/s]}. \tag{304}$$

ここでioは方位角方向の単位ベクトルである。

測定に基づいて見出された速度u<sub>0,φ</sub>の推定値を理論的結果において利用すると,理 論からの帰結を実験データと比較することにより,理論の適切性を検証することがで きる。例えば公式(72)および(194)は,地球電場に関する次の理論的表現を与える:

$$\mathbf{E} = -\rho_0 u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r.$$

この式に $u_{0,\varphi}$ を代入すると、地球の半径のオーダーの距離 $r \sim r_B$ において $\tilde{\mathbf{E}} \sim -1$  i<sub>r</sub> [V/m]が得られる。(194)の導出の際になされた多数の単純化、磁場の方向および値の著しいばらつき [121, fig.44.1-44.5, table 44.9]、また10 [km]超の高度では1 [V/m]にも達する電場の急速な低下 [28, p.82] を考慮すると、 $\tilde{\mathbf{E}}$ は高度10 [km]における測定値を平均した地球電場と一致していると我々は結論する。数理モデリングの方法論によれば、このような結論は、公式(72)および(194)で利用されているエーテル重力束(180)という分類の理論的表現、また、重力的引力のエーテル圧力としての理解(164)が適切であ

ることを物語っている。

既知の速度*u<sub>0,φ</sub>*および自由落下加速度に基づき,(200)より,典型的な物体の場合の 因数λを見出すことができる:

 $\lambda \approx 1.33 \cdot 10^{-5}$ .

 $\lambda$ の値は、物体の境界層中における速度エーテル速度 $\tilde{u}_{0,\varphi}$ を公式(195)に基づいて推定することを可能にする。上記において検討した質量10 [kg]の物体の場合には、 $\tilde{u}_{0,\varphi} \approx 3.0 \cdot 10^9$  [cm/s]が得られる。物体の境界中におけるエーテル速度 $\tilde{u}_{0,\varphi}$ がエーテルの地球周りの回転速度 $u_{0,\varphi}$ を上回っている理由は、物体の構造要素の構造に起因するエーテルの運動に外部のエーテルの運動が重なり合ったときの渦の形成と関係付けることができる。

地球表面近傍 ( $r_B \approx 6.37 \cdot 10^8$ [cm]) においては、エーテルの重力圧力 (エーテル重力の体積密度)の勾配は、(194)、(246)、(304)により、次のオーダーを持っている:

$$\nabla p = \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r^2} \mathbf{i}_r \approx \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{1}{r_B} \mathbf{i}_r \approx 0.147 \, \mathbf{i}_r \, [dyn/cm^3] =$$

1.47 
$$\mathbf{i}_r [\text{N/m}^3] \approx 0.15 \, \mathbf{i}_r [\text{kgf/m}^3] = 0.15 \cdot 10^{-3} \, \mathbf{i}_r [\text{gf/m}^3].$$

重力密度の値は相対的に小さいが、しかし物体の境界層中では、その作用は強くなる (公式(195)、(196)参照)。その重力を、例えばエーテル重力束にとって透過困難な材 料からなる障害物の創出、あるいは物体の境界層中におけるエーテル速度 $\hat{u}_{0,\varphi}$  (195) の減少によって減少させる方法の開発が大きな興味を引く(§23.10参照)。

地球表面近傍におけるエーテルの重力圧力は,無限遠点におけるそれよりかなり大きい:

$$\Delta p_{\infty} = \int_{r_B}^{+\infty} \frac{dp}{dr} dr = -\rho_{\rm m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r}\Big|_{+\infty} + \rho_{\rm m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_B}{r}\Big|_{r_B} = \rho_{\rm m,0} u_{0,\varphi}^2 \approx$$

 $9.38 \cdot 10^7 \,[\text{dyn/cm}^2] = 9.38 \cdot 10^6 \,[\text{N/m}^2] = 9.56 \cdot 10^5 \,[\text{kgf/m}^2] = 9.56 \cdot 10^4 \,[\text{gf/cm}^2].$ 

地球の半径より小さい距離においては, 例えばr<sub>\*</sub> = 100 [cm]では, 重力圧力は小さい:

$$\Delta p_* = \int_{r_B}^{r_B + r_*} \frac{dp}{dr} dr = \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \left( 1 - \frac{r_B}{r_B + r_*} \right) = \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_*}{r_B + r_*} \approx \rho_{m,0} u_{0,\varphi}^2 \frac{r_*}{r_B} \approx$$
(305)  
14.7 [dyn/cm<sup>2</sup>] = 1.47 [N/m<sup>2</sup>] = 0.15 [kgf/m<sup>2</sup>] = 0.015 [gf/cm<sup>2</sup>].

ただし,エーテルの重力圧力は,物体の境界層中では強くなることを念頭においてお くべきである。

あれこれの主張を根拠付けるために実験的事実を一般化する科学としての物理学の 方法論は、多数の実験の実施および分析を要求する。本節には、あらゆる過程がその 中で生じている媒質としてのエーテルが存在するという物理学的結論を下すことを可 能にする、多数の既知のおよび新たな実験的事実が収集されている。この結論の信頼 性を高めるためには、下記において記述されている実験のうち、それに関する既存デ ータの完全性が不十分な部分を最新の実験・測定装置を用いて再度再現するとともに、 本節および p.395 に節番号が列挙されているその他の節において提案されている、新 たな実験を実施することが目的にかなっている。

本節に示されている資料は,エーテルの存在の裏付けにとってだけでなく,具体的 な物理現象や実験の分析に対するエーテル理論の適用方法の例証としても重大な意義 を持っている。

#### 23.1. 電気力学および重力の主な一般法則

既に示したように、電気力学および重力の主な一般法則は、物質\*の保存則およびエ ーテルの運動量保存則(4)-(6)(エーテルの運動方程式)からの数学的帰結である。そ のような帰結に属するのは、マクスウェル方程式(§2.1)、ローレンツ力(§2.1 および §16.1)、ガウスの定理およびクーロンの法則(§3)、ビオーサバールの法則(§7)、電磁 誘導の法則(§9)、アンペールの法則(§12.1)、電気工学および電気化学の効果および 公式(§18)、磁気現象(§19)、重力的引力の法則(§16.2 および§17.2)である。

上に列挙した法則は多数の実験によって裏付けられ,実践において技術的装置で利用されている。それゆえ,それらの法則がエーテルの運動方程式から論理的に導出されたということは,実験的事実を一般化する科学としての物理学の方法論において, エーテルの存在を承認することを支持する重要な論拠の1つとなっている。

#### 23.2. 導線中の電流

物理学では、金属中の電流の担体となっているのは、もっぱら、結晶格子のイオンとの結びつきが比較的弱く、結晶格子の内部で自由に移動することができる[28, p.178] 自由電子である [28, p.173] とされている。

エーテル的立場から見ると、金属中の電流は、ニュートニウム(エーテル)の渦流、 そしてその渦流と金属結晶格子の構造要素との相互作用として解釈される。もし自由 電子のようなものが存在するのであれば、自由電子の運動は排除されないが、しかし、 自由電子は電流の主要な担体ではない。

以下の3つの節では、自由電子モデルの内部矛盾が示され、伝導の電子論を用いた 実験の解釈の問題点が記述され、導線中におけるエーテル流の計算が提示される。

伝導の電子論のいくつかの矛盾点がポピュラーサイエンス形式で解説されている (例えば YouTube チャンネル«Крамола [反逆] » [320] 参照)。

## 23.2.1. 固体導体中における自由電子モデルの内部矛盾

固体導体(金属を含む)の電気伝導および熱伝導の古典的電子論では,自由電子の存在が仮定され,自由電子の運動はニュートンの古典力学の法則に従っているとされている。自由電子間の相互作用は無視されており,自由電子と結晶格子の正イオンとの相互作用はそれらの衝突にのみ限定されている [34,§147-150;36,p.376-378]。伝導の電子論では,ある原子の軌道から別の原子の軌道への電子のジャンプはないと仮定されている。我々もそのような効果については検討しないことにする。

言い換えると、伝導電子は、分子物理学における理想原子ガスのような電子ガスと して描き出されている [34, p.336; 36, p.376]。それゆえ、自由電子が固体中を運動す るとき、自由電子が集積化した領域または希薄化した領域とが発生しなければならな い。すなわち、プラズマ中におけるように負電荷と正電荷との分離が生じなければな らない。ところが、固体中における自由電子の運動について検討する際にはこの効果 は黙殺されており、しかもどうやら、それは偶然ではないらしい。なぜなら、この先 で明らかになるように、この効果は自由電子を自由でなくするからである。

プラズマ物理学にとって典型的なアプローチ [160, §1.2] に従い, 電荷の分離の空間的スケールを評価しよう。

ある層の中で、電気的中性が撹乱されたと想像しよう。計算を単純化するため、そ の撹乱は、電子層が変位し、それに伴って負および正の空間電荷層が形成された結果 生じるとみなそう。正電荷は、自由電子がそこから移動した、固体結晶格子の原子に よって形成される(イオンの類似物)。

それらの層の間の電場は、平板コンデンサーの電場と等価である [160, p.11]。その 電場の強度Eは、コンデンサーの「皮膜」上における表面電荷密度 $\sigma_s$ によって決定される:

#### $E = 4\pi\sigma_{\rm s} = 4\pi n_{\rm e} ex.$

ここでeは電子の電荷;  $n_e$ は電子濃度; xは層の変位量である。

層中の電子1個に対し、イオンから $eE = 4\pi n_e e^2 x$ の引力が作用する。その引力の作 用下における電子の運動は、層の変位量の変化をもたらす。その力の場における電子 の運動方程式は次の形を持っている:

$$m_{\rm e}\frac{d^2x}{dt^2} = 4\pi n_{\rm e}e^2x.$$

ここでm。は電子の質量である。m。は周波数

$$\omega_{\rm pl} = \sqrt{4\pi n_{\rm e} e^2/m_{\rm e}}$$

の調和振動を記述する。この周波数はプラズマ周波数あるいはラングミュア周波数と 呼ばれている。

電子層は正電荷層に引き寄せられ,慣性によってそのそばを通過し,再び引き寄せられ…,等々を繰り返す。

電子層の振動を決定しているのは、準中性の回復メカニズムである。平均すると、 多数回の振動周期の間、検討されている固体の領域は中性であるとみなすことができ る。それゆえ、電荷分離の時間的スケールは、プラズマ中におけるのと同様に、

$$t_{\rm D} = 1/\omega_{\rm pl}$$

の大きさによって決定される。

熱速度 $v_{T_e} = \sqrt{kT_e/m_e}$  (ここで $T_e$ は[K]での電子の温度)を持つ電子が時間 $1/\omega_{pl}$ の間 に変位する距離は、荷電粒子の熱運動と関係する電荷分離の空間的スケールを特徴付 ける [160, p.12]:

$$r_{\rm D} = \frac{v_{T_{\rm e}}}{\omega_{\rm pl}} = \sqrt{\frac{kT_{\rm e}}{4\pi n_{\rm e}e^2}}.$$

この公式に基づき, 典型的な電子温度のときの銅中における電荷分離の空間的スケールを見出そう。その温度は, 第1に室温 $T_e = 0.025$  [eV] = 293° [K] = 20° [C]であり, 第2に外部電場中における電子のエネルギー $T_e = 10$  [eV]に対応する温度, すなわち電 位差が10 [V]を通過するときの温度である。銅( $n_{Cu}$ )中の自由電子の濃度は§23.6.1 (p.292)で推定されており, その値は $n_e \sim 2 \cdot 10^{23}$  [1/cm<sup>3</sup>]である。第1の場合には $r_D =$ 2.6 · 10<sup>-10</sup> [cm], 第2の場合には $r_D = 5.3 \cdot 10^{-9}$  [cm]が得られる。見出された $r_D$ の値は, 銅中における原子間距離 $r_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{-8}$  [cm] (p.292 参照)より小さいことが分かる。 $r_D$ がこれほどまでに小さい理由は、プラズマ中と比べて固体中の電子温度が相対的に低 く,電子濃度が相対的に高いことにある。

これより,固体中の原子は,自由電子が原子間距離において電気的中性を撹乱する ことを可能にしない,すなわち,自由電子には原子間距離より小さい距離だけしか移 動することを許さないという結論が導き出される。

このように、もし自由電子が導体中に存在するとしても、自由電子は原子間距離の スケールの距離において事実上静止状態にあり、導体への小さい電位差の印加(また は小さい電位差を持つ場の中への導体の設置)は、自由電子の運動に起因する電流も、 また、導体の個別部分における電荷の集中も引き起こすことができない。ところが、 導体に関する実験では、きわめて低い電圧のときでさえ、電流および電荷の集中が観 測されている。

このように、固体中における伝導の電子論は内部矛盾を含んでいる。それは、一方では、自由電子は、ある電子と衝突してから次の電子と衝突するまでの間、自由に移動するとみなされているのに対し、他方では、自由電子は、著しい外力の非存在下では原子間距離を超える距離まで原子から離れることができず、原子間距離より大きいスケールにおいては集積を形成することができないという矛盾である。

## 23.2.2. 伝導の電子論における実験の解釈の問題点

現代物理学では、導体中における電流の励起および流れは、もっぱら、導体中における自由電子の運動と関係付けられている [28, 31, 34]。電解質および気体放電に関する実験では、荷電粒子の運動が直接観測されている。ところが、導線中における電流の基礎研究に関する過去 200 年間の出版物の調査は、金属内部における電子の直接 的運動はまったく観測されたことがないことを示している。

固体導体中の自由電子論は内部矛盾を含んでいることに再度注目しよう(§23.2.1 参照)。

それだけでなく、導体中における電流の伝達における主要な役割を電子に与えることは、多数の実験の解釈をめぐる大きな問題点をもたらす。その例を挙げよう。

20世紀の物理学では、トルマン-スチュアートの実験[32, p.226; 34, p.332]が、金属中における電流の電子による伝達の主な証拠とみなされている。しかし、§23.6.1に示されているように、一般に受け入れられている解釈において、伝導の電子論の基礎方程式j = en<sub>e</sub>v<sub>mean</sub>(ここでn<sub>e</sub>は単位体積中の伝導電子の数; v<sub>mean</sub>は伝導電子の秩序運動の平均速度)を考慮し、それと同時に、その解釈において利用されているニュートンの第2法則において、コイルの制動時間のオーダーの時間的スケールで多数回発生する電子と導体原子との衝突(p.292参照)を考慮すると、トルマン-スチュアートの実験から、導体中の電流は自由電子によって伝達されるという結論を下すことはできない。

ケタリング [C.F. Kettering] とスコット [G.G. Scott] の実験は、トルマン-スチュアートの 実験の一般化とみなされている[28, p.413]。ケタリング-スコットの実験の解釈では、 既に伝導の電子論の基礎方程式が適用されている。しかし、電子と原子との衝突は依 然として考慮されていない。そのような衝突はコイルの特性振動時間の間に膨大な回 数発生しており (p.292 参照)、このことが、電子の運動は電場の作用下でのみ生じる という仮定を実験の分析において利用することを誤りとしている。

エーテル的観点から見ると、トルマン-スチュアートの実験におけるのと同様、ケタ リング-スコットの実験において主要な役割を演じているのはエーテル流なのであっ て(§23.6.1 参照)、導体中における自由電子の運動は、もし自由電子が存在するとし ても、2 次的効果なのである。すなわち、これらの実験は、エーテルの存在の裏付け とみなすことができる。

物理学において金属の伝導の電子論のさらにもう1つの重要な裏付けとみなされているのは、ウィーデマン-フランツの法則である。しかし、§21.11で示されているように、その伝導を説明するためには、金属中における自由電子の存在は必要とされない。

§9 で既に示したように、長い導体の一方の端部で励起された直流電流は、導体中における電子の特性運動時間より著しく速く他端に出現する。例えば [28, p.214] によれば、金属の場合、電子の秩序運動の速度は毎秒数 cm であり、電解質中ではそれよりさらに小さい。それゆえ、導線に沿った事実上瞬時のエネルギー伝達は、導体中で生じることが可能な電子の運動によっては説明されない。

電流によるワイヤーの爆発実験(§18.10)において、電子は電流のエネルギーの主要な担体となることができない、なぜなら、電子はワイヤー全体が爆発するまでの時間の間に、ワイヤーの長さの小さい部分しか進むことができないからである。

このように、一般に受け入れられている導線中の電流の解釈には、首尾一貫性の欠 如が生じている。すなわち、一方では、導体の内部に存在する自由電子が電流の担体 とみなされているにもかかわらず、他方では、「電流によって伝達されるエネルギーは、 導体の周囲の空間中を運動しており」、そのとき、「電磁エネルギーは周囲の空間から 導体の側面を通って導体中に流入する」[32, p.398] とされているからである。そのよ うな解釈に対しては、自然な疑問が生じてくる。例えば、電流の熱パワー密度に関す るジュールーレンツの法則 [36, p.462]、回路のパワーに関する表式(203)、電流のエネ ルギーに関する公式 [36, p.462] において、電流密度および全電流の値が導線の外部 の領域ではなく、導線の内部で検討されているのはなぜなのか? もしエネルギーが 側面を通って導線に流入するのなら,エネルギーはその側面の近傍でどのようにして 形成されるのか,側面に沿ったエネルギーの伝播のメカニズムとはどのようなものか, そしてエネルギーが導線に流入する際,具体的には何が生じているのか? もし電磁 場が導線の外側で伝達されるのなら,何のために自由電子の概念を導入する必要があ るのか,何しろ,電磁場は電子がなくても存在することができるではないか? 高周波 電流の表皮効果も含め,金属内部への磁場の侵入は磁場拡散方程式 [28,p.63] によっ て記述されているが,この方程式には電子のパラメーターは含まれていない。そうで あるとすると,何のために金属中の電流のエネルギーを自由電子の運動と必ず結び付 けなければならないのか? 電流のエネルギーを説明するためには導体中の自由電子 は必要がなく,必要なのは電磁場のみであるのなら,それは,電流のエーテルメカニ ズムを裏付けている。なぜなら,電磁場とはエーテルの運動の発現であるからである。

これらの疑問やその他の疑問に対する答えの探求が、あらゆる過程がその中で生じている媒質という概念が否定されている状況の下で行われたことが、シュレーディンガー方程式に基づいた解釈困難な量子論を構築する必要性へと物理学を導いた。物理学では、実験と整合する動力学的電気伝導理論の構築を可能にするのは量子論のみであるとみなされている[28, p.185]。

しかし、本書に示されているように、自然界における過程は空虚の中ではなく、ある種の媒質—エーテル—の中で生じていることを受け入れれば、物理学における事実上全ての解釈上の問題点や矛盾は容易に解消される。その際には、様々な原理や解釈困難な波動関数に関するシュレーディンガー方程式を公準として定める代わりに、出発点となるまったく自然な2つの保存則(4)-(6)、すなわち物質\*保存則および物質\*の運動量保存則のみが適用される。

エーテル的解釈では、導体中の電流とはエーテルの渦流である(詳しくは§12参照)。 実験から知られている電気力学の全ての公式は、有効であり続け、または精緻化され、 そしてこれは世界の仕組みを理解する上できわめて重要なことであるが、きわめて少 数の出発点となる前提—エーテル方程式(4)-(6) 一からの論理的帰結として、共通の 理論的根拠を得る。

エーテル的表現では、電流のエネルギー密度の伝達は、エーテルのそれ以外の任意 の運動のエネルギー密度の伝達と同様に、ベクトルポテンシャルによって記述される (§2.3 参照)。§18.9 に示したように、物理学で適用されているウモフーポインティン グ・ベクトルは人為的に導入された。それゆえ、このベクトルを用いて行われる導体 中の電流のエネルギーに関する推論 [32, p.398] は、一般的法則性の本質を解明する ことができない。

次の例として,発電所から遠距離への電流の伝送に関する一般に受け入れられてい る解釈における矛盾の解消について検討しよう。問題はどこにあるかと言えば,それ は、もし導線(位相)中で交流電流のエネルギーを担っているものが交流電場の作用 下で振動する自由電子であるとすれば,第2の接地線(中性線)は何のために必要な のか?ということである(中性線は独立した導体の役割を持っていると電気工学はみ なしている[301])。何しろ,相導体中の電子は,電解中におけるのと同様に,自らの 振動によって仕事をする可能性を持っていなければならないのである。

エーテル的理解では,発電所とは,エーテルの余剰圧力または相対的に低い圧力(電位,公式(74)参照)の源であり,地球とは,エーテルの独自の準不変圧力(準不変電

位)を持つ,容量がきわめて大きいタンクなのである。当然のことながら,エーテル の余剰圧力または相対的に低い圧力(あるいはエネルギー密度,§1.4 参照)が均等な 状態にあるときには,相導体中において仕事がなされる。そのような均等化は,例え ば,導線と外部媒質との間におけるエーテルの自由な流れが確保されている場合に生 じる。そのような流れは,例えば,良好な接地がなされているときにできる。

一般的な場合には、電流のエーテル的理解は、概して言えば、閉回路あるいは地面 との接触を仕事がなされるための条件として要求しない。必要とされるのは、導線か らのエーテルの流出または導線中へのエーテルの流入が、あれこれの方法で確保され ることのみである。

したがって、物質\*の本性とはエーテルの運動であるという哲学的理解が、自由電子 がどこから現れ、どこへ消えるのかという問題に注意を払うことなく、新原理に基づ く電流源や1線式エネルギー伝送システムの根拠に基づいた開発を開始することを可 能にしていることは、一見して明らかであると思われる。

言い換えると、自然界に存在するエーテル流の利用方法を習得する必要がある。例 えば、地球表面近傍には~130 [V/m]という十分強力な電場が存在しており(例えば[28, p.82] 参照)、その電場は人間の身長ほどの距離において~200 [V]の電圧低下(エーテ ルの圧力差)を与える(p.397の考察も参照)。また、地球表面と大気上層との間の電 位差は~400 [kV]に達する。(72)によれば、定常電場の存在は、エーテル圧力勾配の存 在を意味している。そのような電位差(圧力差)を利用するためには、地球表面の上 方へ突き出された接地線の端部(地球内部のエーテル圧力)と、その端部の空気中に おけるエーテル圧力との間のエーテル圧力を均等化するための条件を何らかの方法で 創出する必要がある。現在知られているエーテル圧力の均等化のための主な方法は、 電流の2つの導体または2つの高密度物体を直接接触させる方法である。しかし、空 気は良導体でも高密度物体でもない。それゆえ、空気中に存在するエーテル圧力の導 線への伝達は困難である。

1線式電気エネルギー伝送システムの開発および適用に関する興味深い研究 [156] に注目しよう。ただし、それらのシステムにおいて検討されているのは、導体の終端 部または表面を通過する自由なエーテル流の確保に関する課題ではなく、導体中にお けるエーテルの共振運動に関する課題である。

#### 23.2.3. 導線内部のエーテル流の計算

一般的な場合には、導線内部におけるエーテル流の計算を行うためには、エーテル 方程式に関する数学的問題の綿密な設定が要求される。電流源の作用を適切に記述す る必要がある。すなわち、エーテル流と外部媒質との相互作用を記述する、導線の端 部および表面における境界条件を与えること; エーテル流に影響を与える導体の原 子構造のモデルを構築すること; 初期条件を設定することが必要である。そのような 課題は、最も単純な近似においては§21.9 で解決されている。しかし、一般的な場合に おけるこの課題の検討は、今後の研究において取り組むべき事柄である。

ここでは、それとは別の単純化された課題、すなわち導線中におけるエーテル速度 およびエーテル密度、ならびにこれらの量と関係するその他の量の動径依存性の解明 に関する課題の定量分析を例にとり、エーテル理論の方法論の適用について説明しよ う。自由電荷を持たない無限に長い直線円筒導線の内部におけるエーテルの定常化し た密度 $\rho$ および速度uを求めよう。単位基底ベクトル $i_r$ , $i_q$ , $i_z$ を持つ円筒座標系(r,q,z) を導入しよう。ここで $i_z$ は導線に沿った方向を向いている。電流源が導体内部で電場  $E_0 = E_{0,z}(1 + \alpha)i_z$ を創出しているとしよう。ここで $E_{0,z}$ は所与の定数であり、この問題 の解から決定される関数 $\alpha$ は、電流の場とエーテル流との自己整合を記述している。エ ーテル流束と導線構造要素との相互作用をオームの法則(156)を用いて記述しよう:

$$\mathbf{j} = \sigma_{\rm el} \mathbf{E}.\tag{306}$$

ここで*σ*<sub>el</sub>は電気伝導率; Eは導線中におけるエーテルの運動の結果生じる電場である。 定常モードにおいて,エーテル密度の湧き出しが存在せず,外部作用E<sub>0</sub>が存在する とき,導線中のエーテルの密度および速度は,状態方程式(15),連続方程式(22),ア ンペールの方程式(34),運動方程式(72),電流密度のエーテル的表現(143)およびオー ムの法則(156)を満たさなければならない:

$$\begin{cases} p = k_{m,0}(\rho_* u_*^2 - \rho \mathbf{u}^2) \\ \mathbf{V} \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi \mathbf{j} \\ k_{m,0} \mathbf{E} = -\nabla p + k_{m,0} \mathbf{E}_0 \\ \mathbf{j} = k_{m,0} \mathbf{u} \\ \mathbf{j} = \sigma_{el} \mathbf{E}. \end{cases}$$
(307)

第1式から勾配を取ろう。第4式のEをオームの法則に代入しよう。第5式で用いられているjに関する表式を得よう。次式が得られる:

$$\begin{cases} \nabla p = -k_{m,0} \nabla(\rho \mathbf{u}^2) \\ \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi k_{m,0} \mathbf{u} \\ \sigma_{\rm el} \left( -\frac{1}{k_{m,0}} \nabla p + \mathbf{E}_0 \right) = k_{m,0} \mathbf{u}. \end{cases}$$

第4式において**∇**pに関する公式を考慮しよう:

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi k_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \\ \sigma_{\mathrm{el}} (\nabla (\rho \mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0) = k_{\mathrm{m},0} \mathbf{u}. \end{cases}$$

第3式の*k*<sub>m,0</sub>uを第2式の右辺に代入すると,4つの未知数を持つ4つの方程式の系に到達する:

$$\begin{cases} \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \\ \nabla \times (|\mathbf{u}|^2 \nabla \times (\rho \mathbf{u})) = 4\pi \sigma_{\rm el} (\nabla (\rho \mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0). \end{cases}$$
(308)

これらの方程式は、相異なるきわめて多数の解を持っている。このことは、導線中 で多数の相異なるエーテル流束を組織化することが可能であることを意味している。

求める関数*ρ*, **u**, αに関するいくつかの解析公式を, Maple 記号計算システムを用いて 構築することができる。しかし、一般的な場合には、それらの公式はきわめて煩雑で ある。

単純な表式を得るため、(308)の解を $\rho = \rho(r)$ 、 $\mathbf{u} = u_z(r)\mathbf{i}_z$ 、 $\alpha = \alpha(r)$ 、 $|\alpha(r)| \ll 1$ の形 で求めよう。導線に沿った定常エーテル東密度を持つ流れのモデル $\rho(r)u_z(r)\mathbf{i}_z$ は、流 れを加速させる力と、媒質の抵抗によって減速させる力との平衡の結果定常化した流 れに対応している。それだけでなく、方程式系(308)の第2式において、1との比較に 基づいて関数 $\alpha(r)$ を無視する、すなわち場の湧き出しを $E_0 = E_{0,z}i_z$ の形で検討するこ とにしよう。この場合、 $\sigma_{el} \approx const$ のときに方程式系(308)を満たすのは次の関数である:

$$\rho(r) = \frac{64}{(C_1 r^2 - 2C_2 \ln r - C_2 + 2C_3)^{2'}}$$

$$\mathbf{u}(r) = \frac{\left(\pi \sigma_{\rm el} E_{0,z} C_1^2\right)^{1/3}}{4C_1} (C_1 r^2 - 2C_2 \ln r - C_2 + 2C_3) \mathbf{i}_z.$$
(309)

ここで*C*<sub>1</sub>, *C*<sub>2</sub>, *C*<sub>3</sub>は任意の定数である。

このようなエーテル流は,湧き出しに追加される電場を導線中において創出しない。 なぜなら, ∇p = 0であるからである。(309)の解に基づいて計算された電場は導線に沿 った方向を向いている:

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{k_{m,0}} \nabla p + \mathbf{E}_0 = \nabla(\rho \mathbf{u}^2) + \mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_0 = E_{0,z} \mathbf{i}_z.$$
 (310)

この電場は、方程式系(308)の解を単純化するために捨てられた小さい項 $|\alpha(r)| \ll 1$ までの精度で、出発点となる、単純化されていない電流源の場 $\mathbf{E}_0 = E_{0,z}(1 + \alpha)\mathbf{i}_z$ と一致している:

$$\mathbf{E} = E_{0,z} \mathbf{i}_z \approx E_{0,z} (1+\alpha) \mathbf{i}_z. \tag{311}$$

方程式系(309)の解を求める際に用いられた $E_0$ に関する近似 $|\alpha(r)| \ll 1$ は、 $\rho(r)$ および  $\mathbf{u}(r)$ に関するより単純な表式を得たいという願望によってのみ導入されたものであることを再度強調しよう。Maple システム[247]は任意関数 $\alpha(r)$ の場合にも $\rho(r)$ , $\mathbf{u}(r)$ の解を見出すが、それが与える公式は、解析するにはあまりにも煩雑すぎる。

一般的な場合には、導線中の電場Eは、非ゼロのエーテル圧力勾配∇pが現れるため、 E<sub>0</sub>とは異なったものになる可能性がある。

導線内部の磁場**B** = *c*∇ × (*p***u**) (20)は, (309)の解では方位角成分のみを持っている:

$$\mathbf{B}(r) = \frac{32c(\pi\sigma_{\rm el}E_{0,z}C_1^2)^{1/3}}{C_1} \frac{C_1r^2 - C_2}{r(C_1r^2 - 2C_2\ln r - C_2 + 2C_3)^2} \mathbf{i}_{\varphi}.$$

公式(309)を, rが小さく, 速度が制限されている場合, すなわち $C_2 = 0$ の場合について解析しよう:

$$\rho(r) = \frac{64}{(C_1 r^2 + 2C_3)^2}, \quad \mathbf{u}(r) = \frac{\left(\pi \sigma_{\rm el} E_{0,z} C_1^2\right)^{1/3}}{4C_1} (C_1 r^2 + 2C_3) \mathbf{i}_z$$

定数 $C_1$ および $C_3$ は、例えば、導線軸上の既知の(測定された)電流密度 $j_z|_{r=0} = \sigma_{el}E_{0,z}(1 + \alpha(0)) \approx \sigma_{el}E_{0,z}$ 、およびある特性密度 $\rho_*$ を持つ導線の表面上 $r = r_0$ におけるエーテル密度 $\rho(r)$ の等式 $\rho(r_0) \approx \rho_*$ に基づいて見出すことができる。しかし、この2番目の条件はあまりにも煩雑な公式をもたらす。コンパクトな公式は、全ての小さいrの場合にはエーテル密度はその特性密度に近い、すなわち $\rho(r) \approx \rho_*$ であるという条件から出発して $C_3$ を決定すれば得ることができる。すると、次式が得られる:

$$C_{3} \approx \frac{4}{\sqrt{\rho_{*}}}, \quad C_{1} \approx \frac{8\pi k_{\mathrm{m},0}^{3}}{\sqrt{\rho_{*}^{3}} (\sigma_{\mathrm{el}} E_{0,z})^{2}}, \quad \rho(r) = \rho_{*} \xi^{-2}(r),$$

$$\mathbf{u}(r) = \frac{\sigma_{\mathrm{el}} E_{0,z}}{k_{\mathrm{m},0}} \xi(r) \mathbf{i}_{z}, \quad \xi(r) \equiv 1 + \frac{\pi k_{\mathrm{m},0}^{3}}{\rho_{*} (\sigma_{\mathrm{el}} E_{0,z})^{2}} r^{2}.$$
(312)

このとき,次式が得られる:

$$\mathbf{B}(r) = \frac{2\pi c k_{m,0}^2}{\sigma_{\rm el} E_{0,z}} r \xi^{-2}(r) \mathbf{i}_{\varphi}.$$
(313)

残る手順は、電流源によって導線中に創出される電場に対するエーテル流の影響を 記述する、関数α(r)を見出すことのみである。この関数は、この関数の解の公式を著 しく単純化する条件|α(r)| ≪1を方程式系(307)の第4式において利用した結果、(309) の解から消えていた。方程式系(307)のそれ以外の式においては、この近似を適用しな いことにしよう。オームの法則(306)((307)の第6式)が、単純化された電場(310)と ではなく、α(r)の誤差分を考慮に入れた電場(311)と同時に満たされることになるよう な仕方でα(r)を決定しよう。

湧き出しによって創出される電場と導線中のエーテル流との整合は,方程式系(307) の最後の2つの式によって記述される:

$$\mathbf{j} = k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u}, \quad \mathbf{j} = \sigma_{\mathrm{el}}\mathbf{E} = \sigma_{\mathrm{el}}E_{0,z}(1+\alpha(r))\mathbf{i}_z.$$

これより,次式が得られる:

$$k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u} = \sigma_{\mathrm{el}}E_{0,z}\big(1 + \alpha(r)\big)\mathbf{i}_z.$$

**u** = **u**(*r*)の解を(312)に代入すると、α(*r*)が見出される:

$$\xi(r)\mathbf{i}_z = (1 + \alpha(r))\mathbf{i}_z, \quad \alpha(r) = \xi(r) - 1.$$

方程式系(307)を解く際に部分的に用いられた条件 $|\alpha(r)| \ll 1$ は、少なくとも、導線の半径 $r_0$ が十分に小さいとき、すなわち細い導体の場合に満たされる:

$$r_0 < \sigma_{\rm el} |E_{0,z}| \sqrt{\frac{\rho_*}{\pi k_{\rm m,0}^3}}$$

公式(312),(313)は重要な結論を下すことを可能にする。

電流密度 $|j_z| = \sigma_{el} |E_{0,z}(1 + \alpha(r))|$ が増大するにつれて,導体内部の磁場は低下する。 このことは、磁場は超伝導モードへの移行 ( $\sigma_{el} \rightarrow \infty$ )時に導体から押し出されるという、マイスナー-オクセンフェルト効果 (例えば [28, p.320] 参照)を説明している。 電気伝導率 $\sigma_{el}$ の増大は、エーテルの密度および速度の半径に対する依存性の弱化を もたらす。すなわち、エーテル流束密度 $\rho$ uは半径全体にわたって不変となる。

細い導体の内部における最大磁場

$$B_{\max} = \frac{3\sqrt{3\pi}}{8}c\sqrt{k_{\mathrm{m},0}\rho_*}$$

は,

$$r_{\max} = \sigma_{\rm el} E_{0,z} \sqrt{\frac{\rho_*}{3\pi k_{\rm m,0}^3}}$$

としたとき、 $r_{\max} \leq r_0$ ならば導体中において達成され、 $r_{\max} > r_0$ ならば導体の表面上  $r_0$ において達成される。

 $r_{\text{max}} < r_0$ のとき,最大値|**B**|は特性エーテル密度 $\rho_*$ によってのみ決定される。 $\rho_*$ の値 が非擾乱エーテル密度に近い場合 ( $\rho_* \approx \rho_0$  (245))には, |**B**| <  $B_{\text{max}} \approx 1.6$  [MG] = 160 [**T**]となる。この結果は,エルステッドの法則(115)における導線軸の近傍での磁場 の無限増大という問題を解決している。なぜなら、導線の内部においては,磁場に関 する表式(313)は、導線の半径に対するそれとは別の依存性を持っており、その依存性 は導線軸上において特異性を含んでいないからである。

様々な外部作用の存在下において導線内部のエーテルの速度分布が導体中で創出される磁場および電流密度に及ぼす影響については**§12.4**で検討されている。

速度**u**(*r*)をエーテルのそれ以外のパラメーターと関係付ける公式の存在は、導線内 部の特性エーテル密度*p*<sub>\*</sub>の推定に関する実験を提案することを可能にしている。その 際には,我々が単純な関係式を得る目的でのみ行った単純化の手法を用いることなく, **u**(*r*)に関する可能な限り精緻な公式を適用するべきである。

定常モードにおいて、導線の一方の端部において直流電流の小さい擾乱を創出し、 他方の端部にその擾乱が到達するまでの時間を測定すれば、その時間に対する導線の 長さの比が、導線中のエーテルの運動速度の推定値を与える。(143)により、電流0.1 [A] のとき、断面積2.5 [mm<sup>2</sup>]の導線中のエーテル速度は~1.8 · 10<sup>6</sup> [cm/s]となる。これは光 速度よりはるかに小さい。それゆえ、擾乱の到達までの時間を光信号に対する遅れに 基づいて推定することができる。見出された速度および測定された電流密度jをu(r)に 関する公式に代入すると、 $\rho_*$ が見出される。提案されているこの実験の結果は、エー テルの存在のさらなる証拠となるであろう。

ここで検討され、分析されたのは、導線中の直流電流に関する最も単純な課題のみ であることを再度強調しよう。交流電流に関する課題を含め、より複雑な課題の設定 とその解決が、電流の進行のメカニズムを深いところから解明することを可能にする であろう。新たな知識が、電流伝送方法の改良および新たな電流発生装置の開発への 道を開くことであろう。

### 23.3. 単極発電機を用いた実験. アスプデン効果

単極発電機を用いた実験に対する特別の関心は、この発電機で生じる起電力に対す る説得力のある説明が物理学に存在しないことによって引き起こされた。普通、その ような困難はエーテル効果を考慮する必要性を指し示している。なぜなら、現代物理 学はエーテル効果を検討から完全に排除しているからである。§18.11 では、単極発電 機における起電力の出現は、磁場中で回転する円板中における一般化ジュコーフスキ ー力の出現の結果であるという、明快なエーテル的解釈が与えられている。

伝導に関する電子論とエーテル理論を比較し、単極発電機に関するエーテル理論 (§18.11)を実験データの分析に適用するため、筆者らは I.N.ステパノフおよび V.A.チ ジョフと共同で単極発電機を設計・製作し、それを用いて一連の実験を行った。設計



図 13. ブルース・デパルマの N マシン

の基礎にはブルース・デパルマ [Bruce De Palma] の単極 N マシン(例えば [125, p.72-75] 参照)の着想が置かれている。N マシンのスキームを図 13 に示す。

同様の実験を任意の実験室で再現することができるようにするため,装置および測 定に関する十分詳細な記述を下記に示す。

絶縁体を介してモーターと接続されている直径15 [mm]の銅軸に,厚さ6.5[mm]の銅 円板が嵌められて固定されており、銅円板の両側には、2 つの磁石がぴったりと取り 付けられている。各磁石の厚さは15 [mm],半径は $r_{un} = 40$  [mm] [ $r_{un}$ の un は unipolar generator)]である。銅円板の半径もやはり $r_{un}$ である。

磁石より大きい直径を持つ銅円板の使用は,発生する電流の弱化をもたらすことを 強調しよう。なぜなら,銅円板中の磁石の外にはみ出ている区域において,磁石の側 面近傍の磁場の方向が逆方向に変化するため,逆電流が発生するからである。

磁場の逆方向への変化は、磁石の中央の穴の側面上でも生じる(図 13 参照)。軸との接触部上で電流を取る場合にも、やはりそのような変化が電流を弱化させる。ただし、 $\alpha > 0$ のとき、軸近傍における線回転速度(225)はより小さいので、この場合における電流の弱化の顕著さの度合いは相対的に小さい。

磁場の測定は, 誤差±0.0001 [T]の磁力計 ATE-8702 を用いて行われた。磁石を軸に 取り付ける前に, 磁石の平面を6.5 [mm]まで接近させたときの磁場の大きさが測定さ れた。この隙間中の磁場の大きさは≈ 0.4 [T]であった。銅円板にぴったりと取り付け られた状態での磁石の外側平面近傍における回転軸に平行な磁場の測定は0.34± 0.001 [T]を与えた。この磁場は磁石から遠ざかるにつれて急速に弱化し, ~7 [cm]の距 離の所で~0.01 [T]となった。磁石の平面および側面の近傍における回転軸に垂直な磁 場も小さく, ~0.007 [T]であった。測定装置が配置されている場所における磁場はゼロ に近かった。モーターから出る磁場は,回転軸の磁石との導電性接触子が付いている 部分がそこから始まる距離の所においては, 無視し得るほど小さかった。装置が静止 状態にあるときと,様々な角速度で回転している状態にあるときの磁場の測定結果は, 事実上異ならなかった。

銅円板の回転周波数nは回転速度計 DT2234B で測定された。回転の角速度の大きさ

 $|\omega|$ は,関係式 $|\omega| = 2\pi n/60$  [rad/s]により, [rpm]で測定される周波数nと関係付けられた。

測定の信頼性を高めるため,UT71E,MAS838,M890G,SP-110 を含め,各種のデジタ ルマルチメーターおよびポインターマルチメーターが用いられた。表示桁数は、マル チメーターUT71E は 5 桁,MAS838 は 3.5 桁である。

計器類の示度は、断面積1.5 [mm<sup>2</sup>]の銅線を回転軸および銅円板の外縁に接続する方 法で取られた。装置の回転要素に接する場所における接触子の抵抗はコントロールさ れており、測定値に対して本質的影響を与えなかった。

発電機が静止状態にあるとき、マルチメーターUT71Eを用いて行われた回転軸と銅 円板の外側との間の回路区間の抵抗の測定は、この計器の誤差のオーダーの値

(0.009 [ $\Omega$ ]未満)を与えた。シャントを適用した他のマルチメーターによる測定は、 それと類似した値を示した。断面積0.2 [mm<sup>2</sup>]のプローブ接触子が配置されている長さ 0.08 [m]の回路区間の銅の比抵抗の基準値0.17 · 10<sup>-9</sup> [ $\Omega$  · m]は、0.007 [ $\Omega$ ]という値を与 えている。このように、測定値および理論計算によれば、検討されている単極発電機 の抵抗 $R_{un}$ は小さい。

銅を含め、大部分の金属の磁気抵抗効果は、温度~20°[C]のとき、大きさ2[T]以下の 経時的に不変な磁場中においては小さいことが実験から知られている。そのような条 件下における磁気抵抗効果の増分は~0.01%にすぎない[121, p.738, 左側の列の下側]。 それゆえ、単極発電機中の 2 つの磁石の間に存在している銅円板の磁気抵抗効果は、 事実上、磁石の外におけるのと同じままとなっている。

誘導リアクタンスは、方程式(213)により、回路のパラメーターが経時的に変化しな くなっている定常モードでは、電流に影響を及ぼさない([28, p.541] も参照)。

したがって、 $R_{un}$ が小さいため、記録される電流は、それに直列に接続している電気回路の抵抗Rに強く依存している可能性がある ( $I = \mathcal{E}_{Zh}/(R_{un} + R)$ )。

デジタルマルチメーターは、単極発電機中の電流の測定時に考慮する必要がある、 ある特徴を持っている。一方は抵抗計モードにあり、他方は電流計モードにある2台 のマルチメーターを用いることにより、デジタル電流計の内部抵抗は、感度が低くな るほど小さくなることを確かめることができる。例えばマルチメーターMAS838の場 合には、2,20,200,10000 [10<sup>-3</sup> A]の各モードに対しては、その内部抵抗105,15,6.4, 0.7 [Ω]が対応している。その結果、10 [A]モードでは、単極発電機およびこのデジタ ルマルチメーターのみから構成されている回路中において、2 [10<sup>-3</sup> A]モードにおけ るよりも著しく大きい電流が記録されることになる。

回転周波数nを200±5 [rpm]から2500±25 [rpm]まで増大させたとき,MAS838 に よって2 [10<sup>-3</sup> A]モードで測定された電圧 $\mathcal{E}_{Zh}$ および電流は,0.00400±0.0001 [V]から 0.0710±0.0005 [V]まで,および0.051±0.001 [A]から0.687±0.001 [10<sup>-3</sup> A]まで線形 的に変化した。この実験における角速度に対する電圧の線形依存性は,§18.11 におい て解析的に得られたジュコーフスキーの起電力 $\mathcal{E}_{Zh}$ に関する公式(226)と一致している。 回転方向の変化は,電圧および電流の符号の反対符号への変化をもたらした。そのと き,電圧および電流の絶対値は、3番目の有効数字のみが異なっていた。

回路区間の抵抗は、そこで測定された電圧と電流の比に等しい。検討された全ての回転周波数の場合において、回路区間の抵抗はほぼ 100 [ $\Omega$ ]であることが判明した。これは、2 [ $10^{-3}$  A]モードのときの MAS838 の内部抵抗と一致している。すなわち、

単極発電機とデジタルマルチメーターから構成されている回路の抵抗は、電流計の抵抗によって決定されている。

単極発電機を含んでいる回路中の電流は、起電力が小さいときでさえ、きわめて大きいものになる可能性があることを強調しよう。例えば、単極発電機の回転軸と外縁が閉じている場合には、回路の抵抗は単極発電機の抵抗によって決定され、電流 $I = \mathcal{E}_{Zh}/R_{un}$ は、回転周波数 2500 [rpm]のとき、0.071 [V]/0.007 [ $\Omega$ ] = 10 [A]超に達する可能性がある。ただし、そのような電流の流れは、低電圧時に「電流の通り」がより悪くなる可能性がある接触部において、上昇した抵抗によって妨げられる可能性がある。実践においては、単極発電機の接触部では液体導体が適用されている。

伝導の電子論は、物質の様々な性質を物質中における電子の存在および運動によっ て説明している(例えば [34, §147-150; 36, p.376-378]参照)。金属の古典的電子論 では、電子の運動は古典ニュートン力学の法則に従っているとされ、電子間の相互作 用は無視され、電子と結晶格子の正イオンとの相互作用は衝突のみに限定されている。 言い換えると、伝導電子は、分子物理学における理想原子ガスのような電子ガスとし て検討されている [34, p.336; 36, p.376]。

検討されている単極発電機の銅円板中の電流は磁石の回転によっては説明されず, また,伝導の電子論によっても説明されないことを示す実験的事実を挙げよう。

- 1. 実験的事実を一般化している物理学では、N-S軸に対して円筒対称な磁場を持つ 永久磁石が N-S軸に沿って回転するとき、その磁石の作用は、磁石が静止して いるときの磁場の作用と等価であるとみなされている。例えば、そのような回転 は、銅円板が静止している単極機中では電流を創出せず [127; 157, §2, 例 1]、 磁針その他の磁石に対して影響を及ぼさず [157, §3.2]、金属切削屑の位置を変 化させないとされている。しかし、そのような効果は、回転速度が小さいときで さえ、磁石内部の比較的小さい空間領域中の各磁区の電流は、別の磁区の電流に よって急速に取って代わられており、きわめて多数の磁区によって決定される 磁石外部の磁場は、その交代に対して微弱にしか依存していないという理由に よって説明することができる。回転している単極発電機中の磁場の作用と、静止 している単極発電機中の磁場の作用は、このような理由によって同一になるの である。それゆえ、磁石の回転は、銅円板中における電流の出現を説明しない。
- 2. 電流を自由電子の遠心効果によって説明することはできない。なぜなら、もしそうだとすると、電流の符号は回転方向に依存しないはずであるのに、実験では、単極発電機の回転方向が変化すると、電流の符号が変化するからである。それだけでなく、§23.2.1 で行われた簡単な分析は、固体導体中の自由電子は、強い外部作用の非存在下では、結晶格子のイオンから、原子間距離より小さい距離しか離れることができないことを示している。
- 3. 電子が銅円板と一緒に円運動することの効果もまた、電流の出現を説明しない。 回転の開始以前には、電場は存在しない。 自由電子は銅円板と一緒に秩序だって回転し始めると仮定すると、自由電子 に対してローレンツ力の磁気成分が作用し始めることになる。ところが、ローレ ンツ力の磁気成分の作用下でラーモア回転が発生するため、磁場が、磁場を横切 る荷電粒子の運動を妨害する(磁気トラップ)。単極発電機中で電子が銅円板と 一緒に 0.4 [T]の磁場を横切る線回転速度が~5 [m/s]の場合には、ラーモア半径は

7.1・10<sup>-11</sup> [m]となるはずである。これは、銅中における平均原子間距離より著 しく小さい(§23.6.1, p.292 参照)。このような条件下では、電子は銅中の磁場に よって閉じ込められた状態になるはずであり、動径方向に秩序だった運動をす ることができない。それゆえ、動径方向の電流が回転時に発生するはずはない。 また、回転の開始以前に存在していなかった動径方向の電場も出現するはずは ない。なぜなら、オームの法則によれば、電場は電流に比例しているからである。

それだけでなく、ローレンツ力とは異なる何らかの効果の結果、もし単極発電 機中で電流が電子を移動させているのだとすると、電子の動径方向の運動を妨 げている回転軸に対して縦方向の磁場がオフになったとき、大きな電流が観測 されるはずである。ところが、磁場のオフは電流を増大させないだけでなく、逆 に、電流をかすかに認められる程度の値まで減少させる[167]。

一般的な場合には、導体中における電流の移動における電子の役割を検証す るためには、[171, p.478-480] に類似した実験を提案することができる。その実 験では,磁場を増大させることにより,陽極電流の著しい減少が得られる。 その ような実験を行うためには、導線に対して横方向の様々な大きさの不変磁場を 創出する可能性を確保することが要求される。起電力源としては、十分に微弱な ものを選ぶべきである。これは、伝導の電子論に従って計算された電子の平均有 向運動速度がそこから取られているローレンツ力における磁気項より、電気項 をより顕著に小さくすることができるようにするためである。実験において、も し回路中の電流が導線に対して横方向の磁場の大きさに依存していないのなら, 電流の流れを決定しているのは電子ではないということになる。 なぜなら, 電荷 の運動方程式によれば、ローレンツ力の磁気成分の作用下においては、電子はラ ーモア回転によって閉じ込められ、微弱な電場中の導線に沿った電子の運動は 著しく困難になるからである。 提案されている実験は, 金属の電気伝導が持つエ ーテル的性格を裏付けるであろうと予想するべきである。なぜなら,金属の磁気 抵抗効果は典型的な条件下ではきわめて小さいことが、既に実験から知られて いるからである [121, p.738, 左側の列の上側]。

 4. 単極発電機中の電流を電磁誘導の法則によって説明してはならない。なぜなら、 検討されている単極発電機の構造中では、閉じた測定回路(フレーム)の平面を 通過する磁場の流束はゼロに等しいからである。それだけでなく、磁石および銅 円板と一緒に回転する(すなわち磁石および銅円板に対して静止している)フレ ームを用いたこの実験は、この場合、フレームは磁場に対して運動していないに もかかわらず、起電力および電流の発生を示しているからである。

このように、単極発電機が回転している状態において、銅円板中で作用しているの は、静止状態におけるのと同じ磁場である。発生する電流を、電子が遠心運動するこ と、あるいは電子が銅円板と一緒に回転することによって説明してはならない。電磁 誘導の法則は、ゼロ電流を与える。ただし、回転時に電流は観測されている。このよ うに、伝導の電子論は単極発電機中における電流の出現を説明することができない。 すなわち、電子は電流の主要な担体ではない。この効果のメカニズムを記述するため には、それとは別のモデルが必要とされる。

エーテル理論は、単極発電機中における電流の発生に対して単純明快な説明を与える。 起電力が電子の運動によって説明されない以上、回転する銅円板が創出している のは、非ゼロの周速度Vを持つエーテル循環流でなければならない。もしそうでない とすると、V=0のとき、回転していない銅円板の場合におけるのと同様に、起電力は 存在しないはずである。磁場の渦流へのエーテル循環流の重なり合いが、動径方向に おいて一般化ジュコーフスキー力(131)の出現をもたらし、その力が回転軸上と外縁 上において相異なるエーテル圧力を創出し、これによってジュコーフスキーの起電力 (226)が発生する。動径方向に強く渦巻いた(141)エーテル流、すなわち電流が発生す る。

銅円板の構造要素の回転に起因するエーテルの円運動は,ジュコーフスキー力によ って引き起こされた旋回運動と組み合わさって,単極発電機の銅円板中にエーテル旋 回流を形成する。この流れのパラメーターを推定しよう。

電圧,角速度および磁場の測定は,エーテルの接線速度V (225)の動径分布を記述す るパラメーター $\alpha$ の値を公式(226)を用いて計算することを可能にする。 $\alpha$ の大きさは, 動径エーテル流束がそこを通過して流れる,銅円板の材料の構造によって決定される。  $\alpha$ の値は,回転周波数の検討された範囲 $n \in [200, 2500]$  [rpm]の全体において 1.3 であ ることが判明した。関数 $(r/R)^{\alpha}$ は、 $\alpha = 1.3$ のとき、区間 $r \in [0.75, 4]$  [cm]において線形 関数に近い。すなわち、エーテルは銅円板とほとんど同じように回転している。rが小 さいときの非線形性は、回転軸の近傍における銅円板の線回転速度がより小さいとい うことによって説明される。そのような速度のとき、銅円板の材料の構造要素にとっ て、エーテルを速度Vで回転させることがより困難になるのである。

単極発電機は、 $\alpha \neq -1$ のとき、エーテル中に渦を創出する。なぜなら、 $\alpha \neq -1$ なら ば $\nabla \times V \neq 0$ であるからである。その渦に対応する磁場の大きさは公式(20)によって計 算される:

$$\mathbf{B}_{\mathbf{V}} = c \mathbf{\nabla} \times (\rho \mathbf{u}) = c \mathbf{\nabla} \times \left( \rho R \left( \frac{r}{R} \right)^{\alpha} \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_{r} \right).$$
(314)

ベクトル $\mathbf{B}_{\mathbf{V}}$ は、エーテル密度 $\rho$ が回転軸に沿った座標に依存していない場合には、回 転軸に沿った方向を向いている。 $\rho \sim \rho_0$  (ここで $\rho_0$ は非擾乱エーテル密度(245))の場合 には、回転周波数n = 2500 [rpm]のとき、検討されている単極発電機中において  $|\mathbf{B}_{\mathbf{V}}| \sim 4 \cdot 10^{-4}$  [T]である(§23.6.6 も参照)。これは、磁石の磁場の大きさよりはるかに 小さい。

測定された動径方向の電流の密度 $j_r$ は、公式(143)によって動径方向のエーテル速度 $u_r$ を見出すことを可能にする:

$$u_r = \frac{j_r}{k_{\rm m,0}}.$$

回転周波数n = 2500 [rpm]のとき, $u_r \approx \pm 3 [m/s]$ が得られる。この動径速度は、それ と同じ回転周波数nのとき、銅円板の縁の線回転速度 $\approx \pm 10 [m/s]$ と対比可能である。 しかし、回路(電流計)の抵抗が減少すると、動径速度が線回転速度を著しく上回る 可能性がある。

電磁石が用いられている大型単極発電機による興味深い実験がビデオ[158]で紹介されている。回転周波数6000 [rpm]でのそれらの実験では、電圧1 [V]のとき、5000 [A]という著しい電流が得られた。電磁石のオフとオンは生成される電流のゼロから5000 [A]への変化をもたらしたが、しかし、単極発電機を回転させているモーターの消費電力量に対して事実上影響を及ぼさなかった。磁場が再びオンになった後、

5000 [W]の出力がどこからともなく発生したかのように見えた。そのような結果は、 単極発電機によってエーテル中で安定した渦が創出され、その渦が、渦運動量(磁場 の角運動量)保存則(§10.2 参照)により、磁場がオフになったとき、自らを保存しよ うとするという理由によって説明される。その結果、磁場が再びオンになったときに は、磁場の渦との相互作用時に5000 [A]の電流を創出しているエーテル渦を維持する ために必要とされる、駆動装置からのエネルギーが著しく減少する。

アスプデン [Harold Aspden] <sup>[款注]</sup>の実験 [159; 125, p.69] も渦運動量保存則によって 説明することができる。この実験では、大重量の磁石を回転させ始めるのに消費され るモーターのエネルギーが分析された。磁石を回転させ始めるのに必要なエネルギー は、同じ質量および形状の非磁性材料を回転させ始めるのに必要なエネルギーの 20 倍 であるが、システムを停止し、1 分間以内に再始動した後には、磁石を回転させるた めに必要なエネルギーは 10 分の 1 になると主張されている。残念ながら、筆者らは アスプデンの実験を再現することを可能にする詳細な記述を見出すことができなかっ た。それでもなお、§23.6.4 では、エーテル中におけるファントムの創出が可能である ことが実例を挙げて実験的に示されている。

デパルマ,アスプデン,F.S.ザイツェフ(§23.6.4)および V.V.チェルノフ(§23.10.3)の実験に関する検討は、§23.13.3 に述べられている方法に従って行うことができる。

## 23.4. 電磁波の運動量. 推進機関 EM ドライブについて

実験で観測される電磁波の粒子と波動の二重性は、単純なエーテル的解釈を持っている。電磁波のエーテル的表現では、粒子的作用は電磁波の速度の縦方向成分(例えば公式(80),(238)の成分*u*<sub>z,0</sub>*i*<sub>z</sub>および*ci*<sub>z</sub>参照)の発現とされ、波動的効果は速度の横方向成分の発現とされる。

重力に対する反作用に関するポドクレトノフの実験は、エーテルの運動量の物体への伝達によって説明される(§23.10.1 参照)。

物理学では、上記に挙げた効果は明確な説明を見出していない。

準定常エーテル流束pu ≈ constの運動量を完全に感受するためには,エーテルの透 過率が低い材料(これとの関連で§23.10.2,§23.10.4 参照),あるいは運動方程式(23)に よれば,強いエーテル圧力勾配の形での障壁が必要とされる。

それゆえ,エーテル的立場から見ると,物体への電磁波の運動量の伝達を基礎とする推進機関を開発しようとする試みは,ごく自然な試みのように思われる。

そのような試みとして挙げられるのは、広く報じられている EM ドライブプロジェ クト [302] である。EM ドライブの推力に関する情報は相矛盾している。NASA の実 験を含め、ある実験では推力が存在すると主張されているのに対し、別の実験では推 力は存在しないと主張されている [303]。

その知識の蓄えから媒質(エーテル)という概念を投げ捨てた物理学は,運動量保 存則の破れを援用して,EM ドライブの創出の可能性を否定している [302]。エーテ ル的理解では,それとは逆に,EM ドライブは他ならぬその運動量保存則と合致して いる可能性がある。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> H.アスプデンの主な著作をサイト ENERGY SCIENCE REPORTS (haroldaspden.org)で入手すること ができる。論文[159] は N199502s.PDF (newenergytimes.com)に掲載されている。

EM ドライブには放出される放射が存在しないこと、また共振空洞および超伝導板 が利用されていること [304] は、その動作のエーテル的原理を裏付けている。すなわ ち、準定常エーテル流束を記録することは困難であるが、超伝導体はそのような流束 の運動を妨げるのである (§23.10.2)。

エーテル流束と物質との間における運動量交換,また本節で定式化されている運動 量交換の効率性条件が,顕著な推力を得るための目標指向的な EM ドライブの構造改 善を可能にするに違いない。例えば,エーテル流束に対する隔壁の強化を,超伝導体 の回転によって達成する試みを行うことができる(§23.6)。

#### 23.5. 金属の熱伝導

物理学では、金属中における熱の伝達体は自由電子の無秩序運動であり、この過程 におけるイオンの役割は無視できるほど小さいとみなされている [28, p.185]。金属中 における電子の無秩序速度 $v_{dis}$ は、 $v_{mean}$ に関する公式(256)によって推定されている ([28, p.183]参照)。

しかし、§21.6 で、金属の熱伝導は、それ以外の物質の場合と同様に、自由電子の存在 という仮説を導入せずに説明することが可能であることが示された。それだけでなく、 §21.11 によれば、ウィーデマン-フランツの法則は、金属中における自由電子の存在を 必要とせず、物質が存在しないエーテル中においても満たされる。

エーテル的立場から見ると、金属中の熱伝導効果は、熱量子の形のニュートニウムの流れ(§21.6)、およびニュートニウムと金属結晶格子の構造要素との相互作用によって説明される。

以下では,熱伝導のエーテルモデルからの帰結と実験データとの比較が行われる。 理論と実験との定量的一致は,金属の熱伝導のエーテルモデルの適切性を裏付けている。

本節では,エーテル過程を考慮に入れて,金属中における熱伝導に関する最も単純 な課題が解決されている。それらの課題は,この現象の解明を目的としたエーテル理 論の適用方法を実例によって示している。

#### 23.5.1. 重力場中における熱伝導

自然界における基本的諸過程の理解にとって重要な意味を持ち,それと同時に比較 的単純な実験が A.R.レピョーシキン [Alexander Roaldovich Lepeshkin, 文献 [167-170] 参照] に よって行われた(サイト [248] における彼の 2017 年 2 月 22 日付報告参照)。クロ ムめっき処理されたニッケル合金ワイヤー(航空タービンのブレードで用いられてい るものに類似した材料)の諸部分の熱伝導(より正確には温度伝導)が研究された。 ワイヤーの長さ2*l* = 20 [cm]の区間が,十分に真空になっている管の内部に収められて いる。ワイヤーの中央にはマイクロヒーターが配置されている(図 14 参照)。実験時 間の間にマイクロヒーターの温度は20° [C]から70° [C]まで変化した。ワイヤーの両端 1 および 2 には熱電対が取り付けられている。~30° [C]の温度に到達するまでの時間 は、ワイヤーが垂直姿勢の場合には、下側の熱電対では $t_1 \approx 52$  [s]、上側の熱電対では  $t_2 \approx 48$  [s]となった。すなわち、それらの差は $\Delta t \equiv t_1 - t_2 \approx 4$  [s]、比は $t_2/t_1 \approx 0.92$ で



図 14. 垂直姿勢および水平姿勢のワイヤーを用いた実験のスキーム。 マイクロヒーターは点 0 にある。[図中の $\mathbf{i}_{nr}$ は $\mathbf{i}_{ht}$ ;  $M_{r\kappa}$ gは $M_{tq}$ g]

あった。ワイヤーの180°の方向転換は結果を変化させなかった。ワイヤーが水平姿勢の場合(図14,右側)には、その温度への到達までの時間は2つの熱電対において等しく、 $t_1 = t_2 \approx 50$  [s]であることが判明した。

ワイヤーの長さが2l = 100 [cm]のとき, 垂直姿勢における差Δtは著しく減少した。

金属中の自由電子論は、点1および点2における熱の到達時間の違いという効果を 説明することができない。準平衡状態においては、導体が配置されている金属管内部 には、負に荷電している地球の電場も含め、外部電場は存在せず(§18.13)、それゆえ、 導体内部の電子の運動に影響を及ぼさない。重力は自由電子を下方に変位させなけれ ばならない。そうだとすると、電子ガス中におけるアルキメデスの力、および自由電 子と結晶格子の正に荷電した原子核とのクーロンの相互作用を無視した場合には、ワ イヤーの上側の端部ではなく、下側の端部の方が、より速く加熱されなければならな いはずである。ところが、クーロンの相互作用を考慮した場合には、その考慮は、外 力(アルキメデスの力も含む)の値の十分広い範囲内において、自由電子が正に荷電 した原子核に対して変位することができるのは、原子間距離と対比可能なきわめて小 さい距離のみであるという結論をもたらす(§23.2.1 参照)。それゆえ、熱伝導の電子 論によれば、重力およびアルキメデスの力が存在するにもかかわらず、自由電子のカ オス運動によって伝達される熱のワイヤーの上側端部と下側端部への到達時間は同一 でなければならない。

§21.6 では,結晶格子を持つ物質中における熱伝達の最も単純なモデルが検討された。熱量子一結晶格子の構造要素(格子点)の熱振動によって生成される,一定の速度方向を持つ,小さい領域中におけるエーテル流一の概念が定式化された。熱の伝播方向i<sub>ht</sub>における熱量子の運動速度(279)が導入された:

# $\overline{\mathbf{u}}_{\text{ht,tq}} = \overline{u}_{\text{ch,tq}}\mathbf{i}_{\text{ht}} + (\mathbf{u}_{0,\text{tq}} \cdot \mathbf{i}_{\text{ht}}) \cdot \mathbf{i}_{\text{ht}}.$

ここで $\bar{u}_{ch,tq} = \sqrt{3kT/m_{se}}$ は熱量子の平均カオス熱運動速度; $\mathbf{u}_{0,tq}$ は熱量子の平均有向 運動速度; $m_{se}$ は結晶格子点の質量;Tは材料の温度である。

固体物質の熱伝導率χ<sub>ta</sub> (279)は速度**ū**<sub>htta</sub>の2乗に比例している:

$$\overline{\mathbf{u}}_{ht,tq}^2 = \overline{u}_{ch,tq}^2 + 2\overline{u}_{ch,tq} (\mathbf{u}_{0,tq} \cdot \mathbf{i}_{ht}) + (\mathbf{u}_{0,tq} \cdot \mathbf{i}_{ht})^2.$$
(315)

それゆえ、平均速度**u**<sub>0,tq</sub>は、熱流束の方向**i**<sub>ht</sub>においては熱伝導率を増大させ、熱流束 と反対の方向においては熱伝導率を減少させる。

この実験の条件下では、ベクトル $i_{ht}$ は、ワイヤーの上側部分では上方を向いており、 下側部分では下方を向いている(図 14 参照)。この先で述べることから、ワイヤー全 体において、熱量子の平均有向運動速度 $u_{0,tq}$ は上方を向いていることが明らかになる。 それゆえ、下側部分 $u_{0,tq}$ ・ $i_{ht} = -u_{0,tq}$ では

$$\bar{u}_{\rm ht,tq,1} = \left(\bar{u}_{\rm ch,tq}^2 - 2\bar{u}_{\rm ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2\right)^{1/2}$$
(316)

となるのに対し、上側部分 $\mathbf{u}_{0,tg} \cdot \mathbf{i}_{ht} = u_{0,tg}$ では

$$\bar{u}_{\rm ht,tq,2} = \left(\bar{u}_{\rm ch,tq}^2 + 2\bar{u}_{\rm ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2\right)^{1/2}$$
(317)

となる。ここで $\bar{u}_{ht,tq} \equiv |\bar{\mathbf{u}}_{ht,tq}|, u_{0,tq} \equiv |\mathbf{u}_{0,tq}|$ である。

普通,温度の経時的挙動は熱伝導率 $\chi_{tq}$ に対して指数関数的依存性を持っている[62, p.192, p.233]ので, $\chi_{tq}$ の相対的に小さい変化でさえ,当該の点に熱が出現するまでの時間に影響を及ぼす可能性がある。

検討されている実験における熱伝導の計算は、側面が断熱されている棒の区間 $0 \le x \le l$ において初期温度 $T(0,x) = 0^{\circ}$  [C]が不変であり、棒の一方の端部x = 0では所与の一定温度 $T_0$  [C]が維持され、他方の端部x = lが断熱されているとき、棒の温度T(t,x)を見出すという標準的な問題の解決に帰着する。

熱伝導方程式には温度伝導率が含まれている [62, p.192]:

$$a^2 = \frac{\chi_{\mathrm{tq}}}{c_{\nu,\mathrm{tq}}\rho_{\mathrm{m},*,\mathrm{tq}}}.$$

(279)により,次式が得られる:

$$a^{2} = \frac{\frac{1}{3}\rho_{\mathrm{m},*,\mathrm{tq}}\bar{u}_{\mathrm{ht},\mathrm{tq}}c_{\nu,\mathrm{tq}}\bar{\lambda}_{\mathrm{tq}}}{c_{\nu,\mathrm{tq}}\rho_{\mathrm{m},*,\mathrm{tq}}} = \frac{1}{3}\bar{u}_{\mathrm{ht},\mathrm{tq}}\bar{\lambda}_{\mathrm{tq}} = \frac{1}{3}\bar{u}_{\mathrm{ht},\mathrm{tq}}^{2}dt.$$
(318)

ある温度範囲内においてa<sup>2</sup>が定数に近い場合には,問題は線形的である。線形的問題の解は,例えば[130,例 No.27, p.48, p.290]で得られている:

$$T(t,x) = T_0 \left( 1 - \frac{4}{\pi} \sum_{k=0}^{\infty} \frac{1}{2k+1} e^{-\left(\frac{(2k+1)\pi a}{2l}\right)^2 t} \sin\frac{(2k+1)\pi x}{2l} \right)$$

そこでは、いわゆる規則的モード [regular mode] がそこから始まる時点 $t^*$ が定められている [130, 例 No.22, p.47]。それは、数列の第2項以降の全ての項の和の第1項に対する比が、あらかじめ与えられた数 $\epsilon > 0$ より明らかに小さくなる、すなわち、所与の相対誤差 $\epsilon$ より小さくなる時点である。 $t^*$ に関して次の公式が得られた:

$$t \ge t^* = -\left(\frac{l}{\sqrt{2\pi}a}\right)^2 \ln(3\varepsilon). \tag{319}$$

すなわち、 $t \geq t^*$ のとき、温度を数列の第1項に相対誤差 $\varepsilon$ で近似することができる:

$$T(t,x) \approx T_0 \left( 1 - \frac{4}{\pi} e^{-\left(\frac{\pi a}{2l}\right)^2 t} \sin\frac{\pi x}{2l} \right).$$
(320)

点 1 および点 2 (図 14) において同一の温度 $T_l$ が記録される時間 $t_1$ および $t_2$ は,ワ イヤーの下側区域および上側区域の温度伝導率 $a_1^2$ および $a_2^2$ によって決定される:

$$T_l \approx T_0 \left( 1 - \frac{4}{\pi} e^{-\left(\frac{\pi a_k}{2l}\right)^2 t_k} \right), \quad k = 1, 2.$$
 (321)

条件 $T_1 = T_2$ より,次式が得られる:

$$a_1^2 t_1 \approx a_2^2 t_2$$
 or  $\frac{t_1}{t_2} \approx \frac{a_1^2}{a_2^2}$ 

公式(318)により、自由行程の同一の時間間隔dtにおいて次式が得られる:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{\bar{u}_{\rm ht,tq,1}^2}{\bar{u}_{\rm ht,tq,2}^2}.$$
 (322)

2

すると、(316)、(317)により、次式が得られる:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{\bar{u}_{ch,tq}^2 - 2\bar{u}_{ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2}{\bar{u}_{ch,tq}^2 + 2\bar{u}_{ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2} = \frac{1 - 2\frac{u_{0,tq}}{\bar{u}_{ch,tq}} + \frac{u_{0,tq}}{\bar{u}_{ch,tq}^2}}{1 + 2\frac{u_{0,tq}}{\bar{u}_{ch,tq}} + \frac{u_{0,tq}^2}{\bar{u}_{ch,tq}^2}}.$$
(323)

この実験において平均カオス熱運動速度**ū**<sub>ch,tq</sub>に付け加わる形で現れた速度**u**<sub>0,tq</sub>に 関する最も単純なモデルについて検討しよう。

微小熱源が生成する熱量子の運動速度

$$\tilde{\bar{u}}_{\rm ch,tq} = \sqrt{\frac{3k(T + \Delta T)}{m_{\rm se}}}$$

は、まだ加熱されていない格子点によって生成される熱量子の運動速度(279)

$$\bar{u}_{\rm ch,tq} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\rm se}}}$$

より大きい。速度 $\tilde{u}_{ch,tq}$ を持つ熱量子は格子点と衝突し、それらの格子点に運動量を与える。すると、このようにして励起された格子点自体が、より増大した熱速度を持つ熱量子を生成し始める。

相異なる熱運動速度を持つ熱量子中におけるエーテル密度の比を状態方程式(15)に 基づいて推定しよう。熱量子中のニュートニウムはマクスウェル分布(257),(258)に従 っていると仮定した上で,空間全体の平均速度を(15)から取ろう。相異なる速度で運 動する熱量子中における平均値に関して次式が得られる:

$$p_* = \bar{p} + \bar{\rho}_{\mathrm{m}} \overline{\mathbf{u}}^2 + \overline{\Pi}, \quad p_* = \tilde{p} + \tilde{\bar{\rho}}_{\mathrm{m}} \overline{\widetilde{\mathbf{u}}}^2 + \overline{\Pi}.$$

ここで $\bar{p}$ および $\bar{p}$ はニュートニウムの平均圧力; $\bar{\rho}_{m}$ および $\bar{\rho}_{m}$ は平均密度; $\bar{u}^{2}$ および $\tilde{\bar{u}}^{2}$ は平均2乗速度(265)である。

準平衡状態では,熱量子の体積の変化は生じない。それゆえ,熱量子内部の圧力は,

周囲エーテルの圧力と均等にならなければならない( $\bar{p} = \tilde{\bar{p}} = p$ )。

平均化された2番目の状態方程式から1番目の状態方程式を引くと、次式が得られる:

$$\tilde{\rho}_{\mathrm{m}}\widetilde{\mathbf{u}}^2 - \bar{\rho}_{\mathrm{m}}\overline{\mathbf{u}}^2 = 0 \text{ or } \frac{\tilde{\rho}_{\mathrm{m}}}{\bar{\rho}_{\mathrm{m}}} = \frac{\overline{\mathbf{u}}^2}{\widetilde{\overline{\mathbf{u}}}^2}.$$

ニュートニウムは熱量子と一緒に運動する。それゆえ,熱量子中のニュートニウムの運動の平均2 乗速度は,熱量子の運動の平均2 乗速度**ū**<sup>2</sup><sub>ht,tq</sub> (279)と等しい。すると,次式が得られる((265),(315)参照):

$$\frac{\tilde{\rho}_{\rm m}}{\bar{\rho}_{\rm m}} \approx \frac{\overline{\mathbf{u}}_{\rm ht,tq}^2(T)}{\overline{\mathbf{u}}_{\rm ht,tq}^2(T+\Delta T)} = \frac{\left(\bar{u}_{\rm ch,tq}^2 \pm 2\bar{u}_{\rm ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2\right)_{T=T}}{\left(\bar{u}_{\rm ch,tq}^2 \pm 2\bar{u}_{\rm ch,tq}u_{0,tq} + u_{0,tq}^2\right)_{T=T+\Delta T}}.$$

ニュートニウムの平均有向運動速度 $u_{0,tq}$ が平均カオス熱運動速度 $\bar{u}_{ch,tq}$ と比べて小さい場合には、次式が得られる:

$$\frac{\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}}{\bar{\rho}_{\rm m}} \approx \frac{\bar{u}_{\rm ch,tq}^2(T)}{\bar{\bar{u}}_{\rm ht,tq}^2(T + \Delta T)} = \frac{T}{T + \Delta T}, \quad \text{when } u_{0,\rm tq} \ll \bar{u}_{\rm ch,tq}.$$
(324)

これと同じ比が、平均値を直接操作しているクラペイロン-メンデレーエフ方程式 (262)からも得られる。

公式(324)から、ΔT > 0のとき、熱量子中のエーテル密度は減少することが分かる。 熱量子に作用するアルキメデスの力は、熱量子に印加される重力より大きいことが判 明する。暖かい空気が熱源から上昇するのと同様に、加熱された熱量子の浮上が生じ る。

熱量子の浮上の最も単純なモデルにおいて、熱量子に対してのみ作用するアルキメ デスの力 $F_A = \bar{\rho}_{m,tq}gV_{tq}$ (例えば [26, p.477]参照)、重力 $M_{tq}g$ (ここでgは自由落下加 速度)および結晶格子からの抵抗力を考慮しよう。エーテルの粘性および自己拡散が きわめて小さいこと( $\S21.7, \S21.8$ )に鑑み、熱量子によって引きずられるエーテルの 付加質量の運動は無視することにしよう。また、地球の自転の角速度は小さいので、 観測時間中における実験装置全体の運動は等速直線運動に近いとみなし、遠心加速度

(コリオリの力)も無視しよう。

さらに,熱量子がその運動エネルギーを格子点に移譲したときの熱量子の消滅過程, また,それに続く格子点による熱量子の再生成過程の詳細については検討しないこと にしよう。ただし,熱量子によって運動量が格子点に移譲された後,有向運動速度*u*<sub>0,tq</sub> が,その格子点によって生成される新たな熱量子の中で,その格子点によって再創出 される過程のみは考慮しよう。最も単純なモデルでは,そのような過程を,熱量子の 平均自由行程*λ*<sub>tg</sub>より大きい長さ上における熱量子の浮上と表現しよう。

運動に対する抵抗を記述するため, §21.9におけるのと同様に, 圧力低下モデル(284) を利用しよう。結晶格子が熱量子の運動に及ぼす抵抗の係数の線密度を,結晶格子が ニュートニウム流に及ぼす抵抗γ(282)との類推に基づいて決定しよう:

$$\gamma_{\rm tq} \equiv \frac{\alpha_{\rm tq}}{1 - \alpha_{\rm tq}} \frac{1}{L}.$$
(325)

ここでLは熱量子流の検討されている区間の長さ;  $\alpha_{tq}$ は長さL上における, 熱量子流

に対して横方向の断面内における熱量子にとって通過不可能な障害物の面積と,熱量 子流束全体の断面の面積との比であり, $\alpha_{tq} \in [0,1)$ である。 $\gamma$ との類推により, $\gamma_{tq}$ を熱 量子流束に対する結晶格子の比幾何学的抵抗と呼ぼう。

一般的な場合には、 $\gamma_{tq}$ は温度に依存している。なぜなら、障害物の割合 $\alpha_{tq}$ は、格子 点の熱振動の振幅の増大に伴って増加するからである。

こうして、密度 $\bar{\rho}_{m}$ を持つエーテルに囲まれている加熱された熱量子の運動に関する ニュートンの第 2 法則のx軸への射影は、検討されている諸力の作用下では次の形を 持つ:

$$\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}V_{\rm tq}\frac{du_{0,\rm tq}}{dt}=\bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}g-\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}V_{\rm tq}g-\bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}\gamma_{\rm tq}u_{0,\rm tq}^2.$$

ここで $\tilde{\rho}_{m}V_{tq}$ は熱量子の重量; $\bar{\rho}_{m}V_{tq}$ は押しのけられたエーテルの重量である。単位体 積当たりの熱量子に関して次式が得られる:

$$\tilde{\rho}_{\rm m}\frac{du_{0,\rm tq}}{dt} = (\bar{\rho}_{\rm m} - \tilde{\bar{\rho}}_{\rm m})g - \bar{\rho}_{\rm m}\gamma_{\rm tq}u_{0,\rm tq}^2, \quad \frac{\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}}{\bar{\rho}_{\rm m}}\frac{du_{0,\rm tq}}{dt} = \left(1 - \frac{\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}}{\bar{\rho}_{\rm m}}\right)g - \gamma_{\rm tq}u_{0,\rm tq}^2$$

(324)を考慮すると、次式が得られる:

$$\frac{T}{T+\Delta T}\frac{du_{0,\mathrm{tq}}}{dt} = \frac{\Delta T}{T+\Delta T}g - \gamma_{\mathrm{tq}}u_{0,\mathrm{tq}}^2$$

熱量子の浮上が定常速度  $(du_{0,tq}/dt = 0)$  の場合には、次式が得られる:

$$0 = \frac{\Delta T}{T + \Delta T}g - \gamma_{\rm tq}u_{0,\rm tq}^2, \quad u_{0,\rm tq} \approx \sqrt{\frac{\Delta T}{T + \Delta T}\frac{g}{\gamma_{\rm tq}}}$$

(324)の推定では、既に $u_{0,tq} \ll \bar{u}_{ch,tq}$ が利用されている。この場合には、公式(323)は次のように単純化される:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{1 - 2\frac{u_{0,\mathrm{tq}}}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}}}{1 + 2\frac{u_{0,\mathrm{tq}}}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}}}$$

こうして、 $u_{0,tq} \ll \bar{u}_{ch,tq}$ のとき、熱伝導率の大きさのみが相異なっている棒の下側区間および上側区間における熱伝播に関する線形的問題の解決の枠内において、それらの伝播時間の比に関して次式が得られる:

$$\frac{t_2}{t_1} \approx \frac{1 - 2\frac{u_{0,\mathrm{tq}}}{\overline{u}_{\mathrm{ch},\mathrm{tq}}}}{1 + 2\frac{u_{0,\mathrm{tq}}}{\overline{u}_{\mathrm{ch},\mathrm{tq}}}}, \quad \overline{u}_{\mathrm{ch},\mathrm{tq}} = \sqrt{\frac{3kT}{m_{\mathrm{se}}}}, \quad u_{0,\mathrm{tq}} \approx \sqrt{\frac{\Delta T}{T + \Delta T}} \frac{g}{\gamma_{\mathrm{tq}}}.$$
(326)

ニュートニウムとは異なり,熱量子のサイズは原子のサイズと対比可能である。そ れゆえ, α<sub>tg</sub>およびγ<sub>tg</sub>は幾何学的見地から推定することができる。

立方格子の結晶面内における断面を図 15 に示す。格子の断面の規則的(反復する) フラグメントは実線で区別されている。黒色で示されているのは、そのフラグメント 上において熱量子の運動に対する障害を創出している、原子核の一部分である。規則 的フラグメントの面積に対する障害物の面積の比は $\pi r_i^2/r_{inter}^2$ (ここで $r_i$ は格子の原子核



図 15. 立方格子の結晶面内における断面。実線は格子の規則的フラグメント。 黒塗り部分は熱量子の運動を妨げている区域。[図中のr<sub>M</sub>はr<sub>inter</sub>]

の半径;  $r_{inter}$ は原子間距離)である。

エーテル流をなしている熱量子は、障害物を迂回して流れることができる。すなわち、熱量子にとって通過不可能な面積の割合は、障害物の幾何学的面積の割合より小さくなる可能性がある。原子の通過不可能な部分の半径*ri*を~4.5分の1に縮小した上で、この効果を抵抗モデルにおいて考慮することにしよう:

$$\alpha_{\rm tq,0} \sim \frac{1}{20} \frac{\pi r_i^2}{r_{\rm inter}^2}.$$
(327)

上記において指摘したように、熱量子の有向運動に関する方程式は、このモデルでは、平均自由行程 $\bar{\lambda}_{tq}$ より大きい長さ上で検討されている。それゆえ、ここで我々の興味を引くのは、 $\bar{\lambda}_{tq}$ より大きい距離における熱量子の有向運動に対する格子の抵抗 $\alpha_{tq}$ である。熱の良導体の場合には、長さ $l_1 > \bar{\lambda}_{tq}$ のある小さい区間においては、通過不可能な面積の割合は維持される( $\alpha_{tq} = \alpha_{tq,0}$ )とすることができる。その先では、障害物の面積が増大するため、 $\alpha_{tq}$ の割合は増加しなければならない。ある長さ $l_2$ 上においては、熱量子流の有向運動速度の再創出の弱化(散乱)およびワイヤーの側面からの流出(放射)により、熱量子の有向運動の性質は完全に失われる。これは、 $\alpha_{tq} = 1$ という値への到達に相当する。

上に記述したatqの挙動モデルを区分線形関数の形で表現しよう:

$$\alpha_{\rm tq}(y) \approx \begin{cases} \alpha_{\rm tq,0}, & 0 \le y \le l_1 \\ 1 + (1 - \alpha_{\rm tq,0}) \frac{l - l_1}{l_2 - l_1}, & l_1 < y \le l_2. \end{cases}$$
(328)

ここでyは熱量子の運動方向に沿った座標である。

 $\gamma_{tq}(y)$ に関する公式(325)には、パラメーターL、すなわち、そこでは障害物の面積の 平均的割合が $\alpha_{tq}$ となっている熱量子流の区間の長さが含まれている。Lの正確な値は、 熱量子の形成および熱量子と格子点との相互作用の法則に関する詳細を知っている場 合にのみ計算することができる。そのような問題は今はまだ解決されていない。それ ゆえ、今はLの大きさの合理的な選択について語ることしかできない。検討されている  $\alpha_{tq}$ のモデルにおいては、Lを、そこでは $\alpha_{tq}$ の値が $\alpha_{tq} = \alpha_{tq,0}$ のまま維持されている長 さ $l_1$ と等しいと置くのが自然である。Lの選択の未確定性は、Lに対する $t_2/t_1$ (326)の 依存性が2乗根であり、したがって相対的に弱いということによってある程度まで埋 め合わされる。

ニッケルの場合には、次の値が得られる。そのイオン半径は $r_{\rm Ni} = 0.69 \cdot 10^{-8}$  [cm], 原子間距離は $r_{\rm inter,Ni} = 3.525 \cdot 10^{-8}$  [cm]である(例えば概説記事[305] 参照)。これより、 $\alpha_{\rm tra,0} \approx 0.0060$ が得られる。

そこでは通過不可能な面積の割合が維持されている ( $\alpha_{tq} = \alpha_{tq,0}$ ) 長さ $l_1$ は,実験的 に突きとめることができる。例えば、ワイヤーの長さを段階的に増大させていき、そ のとき比 $t_2/t_1$ の増加速度が低下し始めるようなワイヤーの長さを見出し、 $l_1 = l$ と取れ ばよい。

様々な長さのワイヤーを用いた実験の結果から、我々は $l_1 \sim 10$  [cm]、 $l_2 \sim 50$  [cm]と結論する。それゆえ、 $\gamma_{tg} \approx 6.0 \cdot 10^{-4}$  [1/cm]が得られる。

y = l = 10 [cm],  $T = 300^{\circ}$  [K]の実験条件下では、公式(320)は時点 $t \ge t^* \approx 8$  [s] (319)以降において $\varepsilon = 0.1$ 以下の相対誤差を持っている。

熱量子の平均カオス運動速度,熱量子の平均浮上速度,および上側の点における熱の到達時間と下側の点における熱の到達時間との比(326)に関しては,ΔTが 20-70°[K]の範囲内にあるとき,次の値が得られる:

$$\bar{u}_{ch,tq} = \sqrt{3kT/m_{se}} \approx 3.57 \cdot 10^4 \text{ [cm/s]},$$
$$u_{0,tq} \approx \sqrt{\Delta Tg/(T\gamma_{tq})} \approx 3.18 \cdot 10^2 - 5.53 \cdot 10^2 \text{ [cm/s]}, \quad t_2/t_1 \sim 0.96 - 0.94.$$

公式(321)から,線形的問題において,所与の温度 $T_l$  [C]が棒の端部に到達するまでの時間 $t_k$ を見出すことができる。 $T_0 = \Delta T = 60^\circ$  [C], $a_k^2 = \bar{u}_{ht,tq,k}\bar{\lambda}_{tq}/3$  (318),  $\bar{u}_{ht,tq,k}(316), (317)$ および $\bar{\lambda}_{tq} \sim 0.64 \cdot 10^{-4}$  [cm]のとき,温度 $T_l = \Delta T/2$ は次の時間が経過したときに現れる:

$$t_k = -\left(\frac{2l}{\pi a_k}\right)^2 \ln\left(\frac{\pi}{4}\left(1 - \frac{T_l}{T_0}\right)\right), \quad k = 1, 2, \quad t_1 \sim 51 \text{ [s]}, \quad t_2 \sim 49 \text{ [s]}.$$

ここでは、*λ*<sub>tq</sub>の値は、クロムめっき処理されたニッケル合金ワイヤーの熱伝導率が、 銅の熱伝導率(p.232 参照)とほぼ同じ高さになるように選ばれた。なぜなら、2 種類 の金属からなる導線は、それらの金属の間に事実上理想的な表面を持った管状の間層 が形成されるため、相対的に高い熱伝導性および電気伝導性を持っている可能性があ るからである。そのような効果は、例えば産業で使用されている銅ニッケル導線中で 発生する。

*t*<sub>2</sub>/*t*<sub>1</sub>, *t*<sub>1</sub>, *t*<sub>2</sub>の見出された理論値は,線形モデルの誤差の範囲内で,この実験のデータと一致している。数理モデリングの方法論では,このことは導体中における熱伝播のエーテルモデルの正しさを裏付けている。

本節に示されている方法は、エーテル熱量子の有向運動に対する物質の内部構造の 抵抗を決定する $\gamma_{tq}$ および $\alpha_{tq}$ の幾何学的特性を、測定された時間の比 $t_2/t_1$  (326)に基 づいて研究することを可能にしていることを強調しよう。

熱源からの熱の伝達における電子の役割を検証するためには,以上において検討し た実験に次の改変を加えた方法で行うことができる。ワイヤーの下側端部との比較に おける余剰電子を取り出すため,ワイヤーの上側端部に接触子を配置する。その接触 子を周期的に閉路する。もし上側の点へのより速い熱の到達が上側端部における自由 電子の増大によってもたらされているのなら,微小熱源が電気的に絶縁されていると

き、ワイヤー上には正電荷が、取り出し装置上には負電荷が残らなければならない。 エーテル的立場から見ると、接触子の閉路は、導体間におけるエーテル圧力の伝達 をもたらす。上側端部の温度がより高くなると、そこではニュートニウムの運動が強 まる。すなわち、状態方程式(15)により、そこでは圧力が低下しなければならない。 そのような状況は正電荷の発生に対応している(§18.13)。すなわち、エーテル的理解 では、上側端部から取り出されるのは負電荷ではなく、正電荷でなければならない。

本節で分析した A.R. レピョーシキンの実験は,事実上,K.E.ツィオルコフスキーに よって提案された重力場中における垂直な固体柱の熱伝導の研究に関する実験[161] の改変版である。結果は,K.E.ツィオルコフスキーが予想していたものと逆であること が判明した一熱はまず最初に,上方へ進行するのである。エーテル的解釈では,これ はアルキメデスの力の作用を考慮することによって説明される。

垂直に置かれた,加熱されていないワイヤー中における熱量子の運動について検討 しよう。熱量子中のエーテル流は,相対的に高い速度uを持っている。なぜなら,その エーテル流は,格子点によってエーテルが「突き動かされる」結果創出されるからで ある。平衡状態において,熱量子中のエーテル圧力が熱量子の周囲のエーテル圧力pと それほど大きく異ならない場合には,状態方程式(15)により,熱量子中のエーテル 度pmは周囲エーテルの密度より小さくなければならない。すると,アルキメデスの力 の作用下において熱量子の浮上,そしてワイヤーの両端部における圧力差,すなわち 電位差(75)の形成が生じる。K.E.ツィオルコフスキー [161] が提案したように,その 差を実験で測定し,その差がどれだけ長い時間維持されるかを観測すれば,興味深い 結果が得られるであろう。A.R.レピョーシキンの実験結果によれば,その実験は短い ワイヤーから始めるべきであることを強調しよう。

## 23.5.2. 回転する円板中における熱伝導

回転する円板中における熱伝導の研究に関する A.R.レピョーシキンの実験結果について分析しよう(サイト [248]の 2017 年 2 月 22 日付報告,スライド 19 参照)。この実験の改変版の着想は F.S.ザイツェフによって提案された。

動径12.5 [cm],厚さ0.5 [cm]のステンレス鋼製の円板が,高い角速度になるまで回転 される。円板の動径 $r_0$  = 7.5 [cm]上の点 0 に開けられた穴の中に、マイクロヒーター が設置されている(図 16 参照)。円板の表面上の点1,…,4には、点 0 から等しい距離 l = 2 [cm]の所に熱電対が取り付けられている。熱電対から出る導線はフォイルに包ま



図 16. 回転する円板中における熱伝導の研究に関する実験のスキーム

れており,円板の軸の穴の中に入っていく。高速回転時に剥離しないようにするため, 熱電対およびフォイルは点溶接で接合されている。実験装置の準備には1か月以上の 時間がかかった。

上記の熱電対に追加して設置された熱電対の示度に基づき,10-20 [min]の間,円板 は回転によって加熱されないことが分かった。

定常モードにおいて,8000 [rpm]までの様々な回転周波数で、~1 [min]の間,熱(温度)が点 $k = 1, \cdots, 4$ に伝達されるまでの時間 $t_k$ が測定された。回転していない円板中における熱伝達時間 $t_0 \approx 25$  [s]と時間 $t_k$ との比が計算された。回転周波数6000 [rpm]のとき、その比は $t_0/t_1 = 2.4, t_0/t_2 = 1.8, t_0/t_3 = 1.4, t_0/t_4 = 0.8$ であった。

§23.5.1 で行ったのと同様に, 熱伝導率における熱量子の平均運動速度u<sub>0,tq</sub> (279)の 考慮に基づいて, この実験のエーテル的分析を行おう。一般的な場合には, 円板の動 径に対して非等方的な温度伝導率が含まれる 2 次元非線形熱伝導方程式を解く必要が ある。しかし, 1 次元温度伝導方程式を動径方向と方位角方向とで個別に検討する方 法を用いれば, 最も単純な推定を得ることができる。

動径方向の運動を分析するため、円板の中心に原点を持ち、円板とともに回転する 極座標系( $r, \varphi$ )に移行しよう。このような座標系中で静止している質量 $\bar{\rho}_{m}V_{tq}$ の物体に 対しては、向心力 $F_{cp}$ および遠心力 $F_{cf}$ が作用し、それらは合計するとゼロを与える(例 えば[26,§64]参照):

$$\mathbf{F}_{\rm cf} = \bar{\rho}_{\rm m} V_{\rm tq} \omega^2 r \mathbf{i}_r$$

ここでωは円板の回転の角速度; irは半径方向の単位ベクトルである。

熱量子は結晶格子との間で剛結合を持っておらず,様々な力の作用下で変位するこ とができる。回転する基準系に対する熱量子の動径方向の有向運動の方程式を立てよ う。

検討されている実験においては、回転の角速度 $\omega$ が大きいため、遠心加速度 $\omega^2 r i_r$ が、 重力による加速度、および地磁気中における導体の回転時に生じる一般化ジュコーフ スキー力を著しく上回っている。それゆえ、これらの力は考慮しないことにしよう。

非一様な力の場においては、アルキメデスの法則の類似物が働いている(例えば[9, §26,§27;15,chap.8,§1;306]参照)。遠心力の場における、圧力 $p_A = \bar{\rho}_m(\omega^2 r)r/2$ に起 因する、熱量子の内部方向を向いているアルキメデスの力[9,§26,§27;15,chap.8]を 計算しよう:

$$\mathbf{F}_{\rm A} = -\int_{S_{\rm tq}} p_{\rm A} \, d\mathbf{S} = -\frac{1}{2} \int_{S_{\rm tq}} \bar{\rho}_{\rm m}(\omega^2 r) r \, d\mathbf{S} = -\frac{1}{2} \bar{\rho}_{\rm m} \omega^2 \int_{V_{\rm tq}} \nabla(r^2) \, dV =$$

$$-\bar{\rho}_{\rm m}\omega^2\mathbf{i}_r\int_{V_{\rm tq}}r\,dV\approx-\bar{\rho}_{\rm m}\omega^2r\mathbf{i}_r\int_{V_{\rm tq}}dV=-\bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}\omega^2r\mathbf{i}_r.$$

ここでは勾配定理 [51,§5.6.1;55, 公式(27)] が適用されている。また, 熱量子の体積 V<sub>tq</sub>が小さいことに鑑み, *r*は積分記号の外に出されている。

**§23.3**では、単極発電機を用いた実験の分析に基づき、定常モードにおいて、エーテルは事実上円板と一緒に(225)の速度で回転していることが示された。すなわち、α~1のとき:

$$\mathbf{V} = \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r r = \omega r \mathbf{i}_{\boldsymbol{\omega}}.$$

ここでioは方位角方向の単位ベクトルである。

円板の周縁上では、エーテルはより速く運動する。それゆえ、状態方程式(15)により、そこでの圧力はより小さい:

$$p_V = \rho_{\mathrm{m},*} u_*^2 - \bar{\rho}_{\mathrm{m}} (\omega r)^2$$

エーテルの圧力勾配

$$\nabla p_V = -2\bar{\rho}_{\rm m}\omega^2 r \mathbf{i}_r$$

が生じ、この圧力勾配が熱量子を円板の外縁に向かって力

$$\mathbf{F}_{V} = -V_{\mathrm{tq}} \mathbf{\nabla} p_{V} = 2\bar{\rho}_{\mathrm{m}} V_{\mathrm{tq}} \omega^{2} r \mathbf{i}_{r}$$

で押しやる。

運動方程式の動径成分においては、アルキメデスの力、圧力差に起因する力 $F_v$ 、遠心力および結晶格子の抵抗力のみを考慮しよう。

§23.5.1 におけるのと同様に,格子点による熱量子の再生成時における有向運動速度  $u_{0,tq}$ の再創出に関する最も単純なモデルを,熱量子の平均自由行程 $\overline{\lambda}_{tq}$ より大きい長さ 上における熱量子の速度 $u_{0,tq}$ での運動として検討しよう。

こうして, 密度 pmを持つエーテルに囲まれている加熱された熱量子の運動に関する ニュートンの第2法則の動径成分は, 検討されている諸力の作用下では次の形を持つ:

$$\tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}V_{\rm tq}\frac{du_{0,{\rm tq},r}}{dt} = -\bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}\omega^2r + \tilde{\bar{\rho}}_{\rm m}V_{\rm tq}\omega^2r + 2\bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}\omega^2r - \bar{\rho}_{\rm m}V_{\rm tq}\gamma_{\rm tq}u_{0,{\rm tq},r}^2$$

ここで $\tilde{\rho}_{m}V_{tq}$ は熱量子の質量; $\bar{\rho}_{m}V_{tq}$ は押しのけられたエーテルの質量である。単位体 積当たりの熱量子に関して次式が得られる:

$$\tilde{\bar{\rho}}_{\mathrm{m}} \frac{du_{0,\mathrm{tq},r}}{dt} = -\bar{\rho}_{\mathrm{m}} \omega^{2}r + \tilde{\bar{\rho}}_{\mathrm{m}} \omega^{2}r + 2\bar{\rho}_{\mathrm{m}} \omega^{2}r - \bar{\rho}_{\mathrm{m}} \gamma_{\mathrm{tq}} u_{0,\mathrm{tq},r}^{2},$$
$$\frac{\tilde{\bar{\rho}}_{\mathrm{m}}}{\bar{\rho}_{\mathrm{m}}} \frac{du_{0,\mathrm{tq},r}}{dt} = \omega^{2}r \left(1 + \frac{\tilde{\bar{\rho}}_{\mathrm{m}}}{\bar{\rho}_{\mathrm{m}}}\right) + \gamma_{\mathrm{tq}} u_{0,\mathrm{tq},r}^{2}.$$

動径方向の運動が定常速度の場合には、公式(324)を考慮すると次式が見出される:

$$u_{0,\mathrm{tq},r} \approx \sqrt{\omega^2 r \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right) / \gamma_{\mathrm{tq}}}.$$

区間 01 では熱流の方向i<sub>ht</sub>と動径速度ベクトルu<sub>0,tq,r</sub>が一致していること,また,区間 04 ではそれらの方向が反対になっていることを考慮すると,公式(315),(322)より 次式が得られる:

2

$$\frac{t_1}{t_4} \approx \frac{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}^2 - 2\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}u_{0,\mathrm{tq},r,4} + u_{0,\mathrm{tq},r,4}^2}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}^2 + 2\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}u_{0,\mathrm{tq},r,1} + u_{0,\mathrm{tq},r,1}^2} = \frac{1 - 2\frac{u_{0,\mathrm{tq},r,4}}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}} + \frac{u_{0,\mathrm{tq},r,4}}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}^2}}{1 + 2\frac{u_{0,\mathrm{tq},r,1}}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}} + \frac{u_{0,\mathrm{tq},r,4}^2}{\overline{u}_{\mathrm{ch,tq}}^2}}.$$

 $u_{0,tg} \ll \bar{u}_{ch,tg}$ の場合には、次式が得られる:

$$\frac{t_1}{t_4} \approx \frac{1 - 2\frac{u_{0,\text{tq},r,4}}{\bar{u}_{\text{ch,tq}}}}{1 + 2\frac{u_{0,\text{tq},r,1}}{\bar{u}_{\text{ch,tq}}}}.$$
(329)

我々は円板中で使用されている鋼の種類を知らない。それゆえ,鉄に関するデータを利用して $\alpha_{tq,0}$ を推定しよう。鉄のイオン半径は $r_{Fe} = 0.74 \cdot 10^{-8}$  [cm],原子間距離は $r_{inter,Fe} = 2.866 \cdot 10^{-8}$  [cm]である(例えば概説記事[307]参照)。普通,鋼の熱伝導率は鉄の熱伝導率より低い。すなわち,合金中では,熱量子の運動に対する障害物が増大する。このことを $\alpha_{tq,0}$  (327)の係数によって考慮しよう。その係数を,何種類かの鋼の典型的な熱伝導率40 [W/(m·K)] ([121, p.347–350] 参照) に対する,熱の良導体の熱伝導率400 [W/(m·K)]の比と等しく取ろう:

$$\alpha_{\rm tq,0} \sim \frac{1}{20} \frac{400}{40} \frac{\pi r_{\rm Fe}^2}{r_{\rm inter,Fe}^2} \sim 0.5 \frac{\pi r_{\rm Fe}^2}{r_{\rm inter,Fe}^2}.$$

これより, *α*tg,0 ≈ 0.11が得られる。

鋼中における熱量子の有向運動の散乱は,ニッケル中におけるより強い。それゆえ, 公式(328)において, $l_1 \sim 2$  [cm], $l_2 \sim 10$  [cm]と取るべきである。 $l_1$ および $l_2$ のより正確な 値は, §23.5.1 に記述されているように,相異なる長さの鋼製ワイヤーを用いた実験か ら決定することができる。

熱電対は、微小熱源に十分近い所に配置されている。そのような区間においては、 (328)のモデルの1行目が有効となる。すなわち、 $y \leq 2$  [cm]のとき、 $\alpha_{tq}(y) = \alpha_{tq,0}$ となる。(325)より、 $L = l_1 = 2$  [cm]のとき、 $\gamma_{tq} \approx 5.9 \cdot 10^{-2}$  [1/cm]が得られる。

公式 (329) より,  $T = 300^{\circ}$  [K],  $\Delta T = 40^{\circ}$  [K],  $\omega = 6000$  [rpm] = 628 [rad/s],  $r_1 \sim 8.5$  [cm],  $r_4 \sim 6.5$  [cm]の場合には, 次式が得られる:

$$\bar{u}_{ch,tq} = \sqrt{3kT/m_{se}} \approx 3.66 \cdot 10^4 \text{ [cm/s]},$$

$$u_{0,tq,r,1} \approx \sqrt{\omega^2 r_1 \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right)/\gamma_{tq}} \approx 1.04 \cdot 10^4 \text{ [cm/s]},$$

$$u_{0,tq,r,4} \approx \sqrt{\omega^2 r_4 \left(1 + \frac{T}{T + \Delta T}\right)/\gamma_{tq}} \approx 9.09 \cdot 10^3 \text{ [cm/s]}, \quad t_4/t_1 \sim 0.32$$

これらの結果を得る際に用いられた公式(320)は、 $\bar{\lambda}_{tq} \sim 7.0 \cdot 10^{-6}$  [cm]のとき、時点  $t \geq t^* \approx 2.9$  [s] (293)以降、 $\varepsilon = 0.1$ 以下の相対誤差を持っている。ここでは、鋼の場合 の熱量子の平均自由行程 $\bar{\lambda}_{tq}$ の値は、§21.6 の末尾(p.232)で推定された銅の熱伝導率 に対する鋼の熱伝導率の比に比例して減少されている。

公式(321)より,線形的問題の近似において,熱電対上での所与の温度 $T_l$  [C]への到 達時間を見出すことができる。(315)において加熱が存在しない場合 ( $\mathbf{u}_{0,tq} = 0$ )には,  $T_0 = \Delta T = 40^{\circ}$  [C],  $a_k^2 = \bar{u}_{ht,tq,k}\bar{\lambda}_{tq}/3$  (318)のとき,温度 $T_l = \Delta T/2$ には, $t_0 \approx 18$  [s]が経 過したときに到達する。このように,公式(320)の適用可能性の条件t  $\geq t^*$ は満たされ ている。

時間の比 $t_4/t_1$ および時間 $t_0$ は、大きさのオーダーという点で、実験において測定された比 0.33 および25 [s]と一致している。

区間 04 においてはアルキメデスの力 $F_A$ と熱の伝播方向 $i_{ht}$ が一致しているにもかかわらず,点4における熱の到達時間は点1における熱の到達時間より大きくなっていることは興味深い(図 16)。このことは、円板によるエーテルの回転により、圧力が相対的に低い領域が縁辺部に形成され、このことが力 $F_A$ の値より大きな力 $F_V$ を持っている熱量子がその領域に引き込まれる結果をもたらすという理由によって説明される。

次に、熱量子の方位角方向の運動について検討しよう。上記におけるのと同様に、 格子点による熱量子の再生成時における有向運動速度 $u_{0,tq}$ の再創出に関する最も単純 なモデルを、熱量子の平均自由行程 $\overline{\lambda}_{tq}$ より大きい長さ上における熱量子の速度 $u_{0,tq}$ で の運動のモデルとして適用しよう。

熱量子の方位角方向の運動について研究する際には、マイクロヒーターと熱電対の 間の区間における熱量子の相互作用を考慮することが重要になる。そのような考慮は 連続体モデルの中で行われる。

上記におけるのと同様に,円板と一緒に運動する極座標系の中で分析を行おう。便 宜上, x軸を,区間 02 では点 0 から点 2 への方向に,区間 03 では点 0 から点 3 への 方向に設定しよう(図 16)。

上記において推定した熱量子の方位角方向の変位速度は、熱量子の熱運動速度より はるかに小さい。それゆえ、区間 02 および 03 における熱量子の運動について研究す る際には、その変位速度を無視することができる。

静止状態にある微小熱源は、点0において平均2乗熱運動速度を持つ熱量子を生成 する:

$$u_{0,\mathrm{tq},\varphi} = \sqrt{\frac{3k(T+\Delta T)}{m_{\mathrm{Fe}}}}$$

円板とともに回転する座標系中においては、回転の周速度 $|\omega|r_0$ (ここで $r_0$ は微小熱源の動径)は、点 2 への方向における熱量子の生成の際には追加されず、点 3 への方向における熱量子の生成の際には差し引かれる(図 16):

$$U_{0,tq,\varphi,2} = u_{0,tq,\varphi}, \quad U_{0,tq,\varphi,3} = u_{0,tq,\varphi}.$$
(330)

結晶格子から熱量子に対しては、抵抗力が作用する。その抵抗力は、熱量子の速度 を格子の速度と均等化しようとする、すなわち回転する座標系中における熱量子の速 度をゼロにしようとする格子に対する、熱量子の運動速度に依存している。高速回転 時には、円板の方位角方向の変形により、熱量子の運動に対する材料の抵抗は、回転 方向とその逆方向とにおいて相異なったものになる可能性がある:  $\gamma_{tq,k}$ , k = 2,3。

熱量子の方位角方向の運動に関する最も単純なモデルにおいては,格子の抵抗力, および時間に関する全導関数に含まれている流れの輸送速度のみを考慮しよう。

区間 02 および 03 における第 2 の運動方程式の方位角成分に関しては次式が得られる:

$$\bar{\rho}_{\rm m} V_{\rm tq} \frac{du_{0,{\rm tq},\varphi,k}}{dt} = -\bar{\rho}_{\rm m} V_{\rm tq} \gamma_{{\rm tq},k} u_{0,{\rm tq},\varphi,k}^2, \quad k=2,3$$

または単位体積当たりでは
$$\bar{\rho}_{\mathrm{m}}\frac{du_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}}{dt} = -\bar{\rho}_{\mathrm{m}}\gamma_{\mathrm{tq},k}u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}^{2}, \quad \frac{du_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}}{dt} = -\gamma_{\mathrm{tq},k}u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}^{2},$$

$$\frac{\partial u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}}{\partial t} + u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k} \frac{\partial u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}}{\partial x} = -\gamma_{\mathrm{tq},k} u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}^2$$

定常モードでは次式が得られる:

$$u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}\frac{du_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}}{dx} = -\gamma_{\mathrm{tq},k}u_{0,\mathrm{tq},\varphi,k}^2.$$

当該の初期条件(330)を持つこの方程式の解は次のようになる

$$u_{0,tq,\varphi,k}(x) = u_{0,tq,\varphi}e^{-\gamma_{tq,k}x}, \quad k = 2, 3.$$

区間 02 および 03 における平均運動速度に関しては次式が得られる:

$$\bar{u}_{0,\text{tq},\varphi,k} = \frac{u_{0,\text{tq},\varphi,k}(0) + u_{0,\text{tq},\varphi,k}(l)}{2}$$

区間 02 および 03 においては,熱流の方向i<sub>ht</sub>と方位角方向の速度ベクトルu<sub>0,tq,φ</sub>は 一致している。それゆえ,公式(315),(322)より,次式が得られる:

$$\frac{t_2}{t_3} \approx \frac{1 + 2\frac{\left|\bar{u}_{0,tq,\varphi,3}\right|}{\bar{u}_{ch,tq}} + \frac{\bar{u}_{0,tq,\varphi,3}^2}{\bar{u}_{ch,tq}^2}}{1 + 2\frac{\left|\bar{u}_{0,tq,\varphi,2}\right|}{\bar{u}_{ch,tq}} + \frac{\bar{u}_{0,tq,\varphi,2}^2}{\bar{u}_{ch,tq}^2}}.$$

回転する円板の性質が回転方向とその逆方向とにおいて同一( $\gamma_{tq,2} = \gamma_{tq,3}$ )の場合 には、時間における差は生じない( $t_2/t_3 = 1$ )。ところが、普通、鋼合金は非均質であ り、多数の欠陥を含んでいる。高速回転時には、円板の諸領域の変形が発生し、それ に伴い、結晶格子の回転方向と逆の方向への折れ曲がり、また、回転方向への間隔拡 大が生じる可能性がある。その結果、熱量子にとって折れ曲がり側への運動がより困 難になり、他方の側への運動がより容易になる。微小熱源による熱量子の速度生成時 にも、それと類似した状況が生じる可能性がある。解におけるこの効果を係数 $\beta_{tq,\omega}$ を 用いて考慮しよう:

$$u_{0,\mathrm{tq},\varphi,2}(x) = \left(1 + \beta_{\mathrm{tq},\omega}\right) u_{0,\mathrm{tq},\varphi} e^{-(1-\beta_{\mathrm{tq},\omega})\gamma_{\mathrm{tq},k}x},$$

$$u_{0,\mathrm{tq},\varphi,3}(x) = \left(1 - \beta_{\mathrm{tq},\omega}\right) u_{0,\mathrm{tq},\varphi} e^{-\left(1 + \beta_{\mathrm{tq},\omega}\right)\gamma_{\mathrm{tq},k}x}$$

係数β<sub>tq,ω</sub>の性質を解明するためには、様々な種類の鋼および欠陥数の小さい均質な 結晶性材料を回転させる、追加的な実験を行う必要がある。

パラメーターが動径速度を計算する際に検討されたパラメーターである場合には、 熱伝導に関する線形的問題の枠内で得られた時間の比 $t_2/t_3$ は、 $\beta_{tq,\omega}$ ~0.1のとき、その 実験値である 0.78 を達成する:

$$\begin{split} \bar{u}_{\rm ch,tq} &= \sqrt{3kT/m_{\rm se}} \approx 3.66 \cdot 10^4 \ [\rm cm/s], \\ u_{0,\rm tq,\varphi} &= \sqrt{3k(T + \Delta T)/m_{\rm se}} \approx 3.90 \cdot 10^4 \ [\rm cm/s], \\ \bar{u}_{0,\rm tq,\varphi,2} &\approx 4.07 \cdot 10^4 \ [\rm cm/s], \quad \bar{u}_{0,\rm tq,\varphi,3} \approx 3.29 \cdot 10^4 \ [\rm cm/s], \quad t_2/t_3 \sim 0.81. \end{split}$$

数理モデリングの方法論では、 $t_4/t_1$ ,  $t_2/t_3$ ,  $t_0$ の実験データとの一致は、導体中における熱伝播のエーテルモデルの正しさを裏付けている。

検討された問題において、パラメーター $\alpha_{tq}$ および $\gamma_{tq}$ は、ある直観的判断に基づいて 選ばれたものであることを再度強調しよう。なぜなら、物質の原子構造に関するエー テル理論は今はまだ構築されていないからである。それにもかかわらず、計算値の測 定値との十分良い一致が得られた。実践においては、熱量子の平均自由行程より大き い距離におけるエーテルの有向運動に対する物質内部構造の抵抗 $\alpha_{tq}$ および $\gamma_{tq}$ は、計 算値が測定値と正確に一致するという条件から出発して与えるのが自然なやり方であ る。

#### 23.5.3. 振動の存在下における熱伝導

振動する棒および一端が固定された棒(音叉)の熱伝導率の測定実験が A.R.レピョ ーシキンによって行われた([168-170] および 2018 年 5 月 24 日に中央航空用エン ジン製造研究所で行われた彼の報告参照)。棒および音叉の熱伝導率は、振動の存在下 において顕著に増大することが示された。

このような結果に対する自由電子の慣性による説明は破綻している。なぜなら、導体が電気的に準中性で、有意な外力が存在しないという条件下では、自由電子は、もし存在するとしても、導体の格子点に対して原子間距離より大きい距離だけ変位することができないからである(§23.21 参照)。それだけでなく、電子による熱伝導の古典理論は、ウィーデマン-フランツの公式(297)によれば、熱伝導率を数千分の1に不当に低く評価している。なぜなら、古典理論は、電気伝導率をそれと同じだけ不当に低く評価しているからである[32, p.213]。

エーテル的解釈では、振動の存在下における熱伝導の増大は、熱量子のカオス熱運動速度(279)に加えて、熱量子の有向運動速度**u**<sub>0,tq</sub>が出現するということによって説明される。

この効果の定量的研究は, §23.5.1, §23.5.2 に示されている方法に従って行われる。 振動する棒の場合には,棒がそれに対して静止している座標系中における慣性力を考 慮する必要がある。振動する音叉の場合には,遠心力を考慮する必要がある。なぜな ら,各振動周期において,音叉の自由端の運動は円運動に近いからである。

振動する棒に関する実験の定量的分析は,実践的課題の解決へのエーテル理論の適 用方法の例証に,本質的に新たなものを何ももたらさない。それゆえ,本書ではその ような分析は行われない。

## 23.6. 外部磁場の非存在下における物体の回転

物質とエーテルとの力学的相互作用が重要な研究方向となっている。なぜなら、こ の過程の細部の理解は、エーテルの性質およびエーテル流の利用に基づく、新原理に 基づく技術的装置の創出をもたらす可能性を持っているからである。

回転する物体は、エーテルとより良く相互作用する。なぜなら、あれこれの構造の 回転時には、ニュートニウムが自由に通過することのできる有効体積が顕著に減少す るからである。それゆえ、物体の回転に起因するエーテルの運動の研究は大きな興味 を引く。 本節では,外部磁場は,様々な実験で用いられている磁場と比べて小さいもの,打 ち消されているもの,あるいは検討される過程に対して微弱な影響しか与えないもの と仮定される。

## 23.6.1. 回転するコイルを用いたトルマンとスチュアートの実験

物理学では、トルマン-スチュアート実験は、金属中の電流は電子の運動によっても たらされているという主張の主要な証拠とみなされている[173;174;32, p.226, p.227; 28, p.411-413; 34, §145]。この実験のそのような解釈は不適切であることを示そう。

この実験では、細い導線の大きな巻き数を持つ主コイルが、自軸周りに高速回転された。主コイルの範囲内の地磁気は、主コイルの一様な回転時に検流計が誘導電流を検出しなくなるまで、通電している特殊な静止コイルを用いて入念に打ち消されていた[28, p.413]。主コイルの巻き線の全長は~530 [m],導線の運動の周速度は~56 [m/s] に達した [174]。巻き線の両端は、長いフレキシブル導線を用いて高感度検流計に接続されていた。主コイルが急回転され、次に急制動された。回路中で短時間の電流が観測された。電流の符号はコイルの回転方向に依存していた。

物理学においては,この実験の理論的説明は,金属中には自由電子が存在しており, 金属が制動されると,それらの自由電子が慣性力の作用下でニュートンの第2法則に 従って運動するという仮説に立脚している。この仮定からは,次の関係式が得られる (例えば [32, p.227; 28, p.412; 34, p.334]参照):

$$\frac{e}{m_{\rm e}} = \frac{v_0 L}{RQ}.$$
(331)

ここで $m_e$ および eは電子の質量および電荷;  $v_0$ は制動開始の直前におけるコイルの 外縁の周速度; Lはコイルの巻き線中の導線の長さ; Rは回路全体の抵抗; Qはコイ ルが完全停止するまでの制動時間 $t_0$ の間に通過する電気量である。

実験における検流計の示度Qおよび既知の値v<sub>0</sub>,L,Rは、比e/m<sub>e</sub>の符号および大きさを与えており、それらの値は電子の質量に対する電荷の比と一致していると主張されている。

表式(331)を詳しく分析しよう。*R*を比抵抗 $R_0$ を通じて表そう:  $R = (1 + \alpha T)R_0L/S$ (ここで $\alpha$ は抵抗温度係数 [36, p.380]; *T*は温度; *S*は導線の断面積)。公式(212)を 利用しよう: dQ = I(t)dt = j(t)Sdt(ここでj(t)は電流密度)。伝導の電子論によれば,  $j(t) = en_ew(t)$ (ここで $n_e$ は単位体積中の伝導電子数; w(t)は伝導電子の秩序運動の 平均速度)である。

初期仮説によれば、電子はコイルの導線と一緒に回転する。それゆえ、電子の速度 w(t)は、コイルの外縁の運動速度v(t)に比例していなければならない: w(t) =  $\eta v(t)$ (ここで $\eta$ は1のオーダーのある定数)。制動時間中に通過する電荷に関して、次式が 得られる:

$$Q = \int_0^{t_0} I(t)dt = en_e S \int_0^{t_0} w(t)dt = en_e S \eta \int_0^{t_0} v(t)dt.$$
 (332)

伝導の電子論の主要な方程式 $j(t) = en_ew(t)$ を利用したとき、電荷Qはコイルの制動の法則v(t)に依存していることが判明したのに対し、ニュートンの第2法則から得られた公式(331)にはv(t)が含まれていないことを強調しよう。

得られた電荷Q (332)を(331)に代入すると、次式が得られる:

$$\frac{e^2}{m_{\rm e}} = \frac{1}{(1+\alpha T)R_0 n_{\rm e}} \frac{v_0}{\eta \int_0^{t_0} v(t)dt}$$

この表式の左辺には、回路の性質および実験の実施条件に依存しない定数が立たな ければならない。右辺の第1因数は回路の性質によって決定され、第2因数はコイル の制動の方法および継続時間によって決定される。一般的に言えば、これらの因数は 互いに対して依存しない。それゆえ、一般的な場合には、右辺は定数ではなく、実験 の具体的な実施条件に依存する。矛盾が得られる。すなわち、左辺は、それが電子の パラメーターの比であるのなら、常に定数でなければならないのに対し、右辺は必ず しも定数ではない。このことは、一般的に言えば、等式(331)が満たされないというこ とを意味している。我々は、背理法による証明方法に従い、金属中には自由電子が存 在しており、金属が制動されると、それらの自由電子が慣性力の作用下でニュートン の第2法則に従って運動するという仮説は矛盾をもたらし、したがって誤りであると 結論する。

このような矛盾の原因は, [32, p.226, p.227; 28, p.411-413; 34, §145] における公式 (331)の導出が, 伝導の電子論の主要な方程式*j*(*t*) = *en*<sub>e</sub>*w*(*t*)を考慮していないことに ある。この方程式によれば, コイルの制動時に通過する電荷*Q*は, コイルの制動方法に 依存するのである(332)。

さらに、物理学において受け入れられているトルマン-スチュアート実験の解釈が 誤りであることを示す推定値を挙げよう。

銅は密度8.96 [g/cm<sup>3</sup>], モル質量63.5 [g/mol]を持っている [121, p.99]。それゆえ, 1 [cm<sup>3</sup>]中には、銅原子が0.141 [mol]、あるいは0.141  $N_A = 0.85 \cdot 10^{23}$ 個(ここで $N_A$ はア ボガドロ数)含まれている。すなわち、銅原子の濃度は $n_{Cu} = 0.85 \cdot 10^{23}$  [1/cm<sup>3</sup>]であ る。体積の近似的表現 $r_{Cu}^3 n_{Cu} \approx 1$  [cm<sup>3</sup>]は、平均原子間距離に関して $r_{Cu} \approx 1/\sqrt[3]{n_{Cu}} \sim 2 \cdot 10^{-8}$  [cm]という大きさを与える(これに類似した推論方法が例えば [30, p.17] で用い られている)。銅が2価であることを考慮すると、銅中には $2n_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{23}$  [1/cm<sup>3</sup>]個の 自由電子が存在することになる。原子間における試験電子の自由行程 $\lambda = 1/(n_{Cu}\sigma)$ [121, p.375] は、原子上における電子の特性拡散散乱断面積が $\sigma \sim 10^{-16}$  [cm<sup>2</sup>] [175, p.151] のとき、 $\lambda \sim 10^{-7}$  [cm]となる。 $\lambda \sim r_{Cu}$ が得られる。このことは、自由電子の運動 に対し、自由電子と格子原子の衝突が強い影響を及ぼしていることを意味している。 コイルの回転速度 $v_0 \sim 10^4$  [cm/s] で運動する電子は、時間10<sup>-11</sup> [s]の間に距離  $\lambda \sim 10^{-7}$  [cm]を進行する、すなわち、1 秒の何分の 1 かのコイルの制動時間 $t_0$  [173, p.110] の間に、自由慣性運動をする可能性を持っていない。言い換えると、公式(331) の導出時に用いられた、衝突を考慮していないニュートンの第2法則は、 $t_0$ のオーダ ーの時間における自由電子の運動を記述するために適用することができない。

トルマン-スチュアート実験の自由電子の慣性という解釈が誤りであることは、準 中性導体中において、自由電子は(もし存在するとしても)、大きな外力の非存在下で は原子間距離より大きい距離まで原子から離れることができないことを示している §23.2.1の結果からも導き出される。

トルマン-スチュアート実験のエーテル的解釈を与えよう。

測定値によれば、コイルが導線とともに急制動されたとき、起電力が観測される。

上記において示したように、自由電子は起電力の発生を説明しない。それゆえ、コイ ルの回転はコイルの巻き線中におけるエーテルの回転をもたらすと予想するのが自然 である。急制動されたとき、エーテルは運動量保存則(5)に従って導線中を運動し続け る。起電力が発生する。自由電子は、もしそれらが金属中に存在するのなら、エーテ ルと一緒に導線中を運動している可能性はあるものの、主要な役割を演じているのは エーテル流である。

外部磁場は打ち消されているとみなした上で、生成される起電力を計算しよう。

単極発電機中におけるエーテルの運動の分析は、エーテルは円板と事実上一緒に回転していることを示した (p.274 参照)。そのような運動は磁場B<sub>V</sub> (314) を創出する。 それゆえ、コイルの制動時に生成される起電力を、電場の起電力とジュコーフスキーの起電力(224)との和の形で表現しよう:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\mathbf{E}_{\mathbf{V}}} + \mathcal{E}_{\mathrm{Zh}} = \int_{L} \mathbf{E}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l} + \int_{L} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}}\right) \cdot d\mathbf{l}.$$

ここでLはコイルの導線と一致する曲線である。

Lについての積分は第2種線積分である。そのような積分の符号は曲線Lの追跡方向の選び方に依存する。追跡方向は、下記においてLのパラメーター表示を導入する際に 選ばれることになる。起電力は、曲線Lが電流源を陰極から陽極に向かう方向に横切る とき、正の起電力とみなされる[28, p.193]。

電場および磁場に関するエーテル的表式(20), (21)を εに代入しよう:

$$\mathcal{E} = \int_{L} (\mathbf{V} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{V}) \cdot \mathbf{l} + \int_{L} (\mathbf{V} \times (\nabla \times (\rho \mathbf{V}))) \cdot d\mathbf{l}$$

演算を単純化するため、コイルの巻き線をN個の同じ細い円環L<sub>k</sub>からなる集合によって近似しよう:

$$L = \bigcup_{k=1}^{N} L_k$$

この集合中では、円環は切断されており、巻き線の追跡方向が維持されるような仕方で、断面の一方の端部がそれに先行する円環との接触部を持ち、他方の端部がそれに続く円環との接触部を持っている。それだけでなく、導線中のエーテル密度は定数に近い ( $\rho \approx \rho_{Cu} = const$ ) という仮定の下で計算を行おう。

すると,次式が得られる:

$$\mathcal{E} = \rho_{\mathrm{Cu}} \sum_{k=1}^{N} \left( \int_{L_k} \left( (\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k \right) \cdot d\mathbf{l}_k + \int_{L_k} \left( \mathbf{V}_k \times (\nabla \times \mathbf{V}_k) \right) \cdot d\mathbf{l}_k \right).$$

コイルの軸に沿った方向の座標軸を持つ円筒座標系( $r, \varphi, z$ )を導入しよう。この座標 系の局在基底の単位ベクトルを $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_{\varphi}, \mathbf{i}_z$ と表そう。円のパラメーター表示は $\mathbf{l}_k = r_k \varphi \mathbf{i}_{\varphi}, \varphi \in [0, 2\pi)$ ]である。このようなパラメーター化は、zの値が正の半空間からその円を見たとき、円環の半時計周りの追跡方向を与える。

細い円環中におけるエーテル速度は、角度 $v_{\varphi} = v_{\varphi}(\varphi)$ にのみ依存する方位角成分  $V_k = v_{\varphi,k} i_{\varphi}$ のみを持っている。それゆえ、次のようになる:

$$\mathbf{V}_{k} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}_{k}) = v_{\varphi,k} \mathbf{i}_{\varphi} \times \left(\frac{1}{r} \frac{\partial r v_{\varphi,k}}{\partial r}\right) \mathbf{i}_{z}_{r=r_{k}} = \frac{v_{\varphi,k}^{2}}{r_{k}} \mathbf{i}_{\varphi} \times \mathbf{i}_{z} = \frac{v_{\varphi,k}^{2}}{r_{k}} \mathbf{i}_{r}.$$

すると,次式が得られる:

$$\mathbf{V}_k \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}_k) \cdot d\mathbf{l} = \frac{v_{\varphi,k}^2}{r_k} \mathbf{i}_r \cdot \mathbf{i}_{\varphi} r_k d\varphi = 0.$$

すなわち、ジュコーフスキーの起電力は全起電力Eに寄与していない:

$$\mathcal{E} = \rho_{\mathrm{Cu}} \sum_{k=1}^{N} \int_{L_k} \left( (\mathbf{V}_k \cdot \nabla) \mathbf{V}_k \right) \cdot d\mathbf{I}$$

対流導関数を展開しよう[55, p.7]:

$$(\mathbf{V}_k \cdot \boldsymbol{\nabla}) \mathbf{V}_k = \frac{v_{\varphi,k}}{r_k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} \mathbf{i}_{\varphi}$$

次式が得られる:

 $\overline{2}$ 

$$\mathcal{E} = \rho_{\rm Cu} \sum_{k=1}^{N} \int_{0}^{2\pi} \frac{v_{\varphi,k}}{r_k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} \mathbf{i}_{\varphi} \cdot r_k \, \mathbf{i}_{\varphi} d\varphi = \rho_{\rm Cu} \sum_{k=1}^{N} \int_{0}^{2\pi} v_{\varphi,k} \frac{\partial v_{\varphi,k}}{\partial \varphi} d\varphi = \frac{1}{2} \rho_{\rm Cu} \sum_{k=1}^{N} \left( v_{\varphi,k}^2(2\pi) - v_{\varphi,k}^2(0) \right) = \frac{1}{2} \rho_{\rm Cu} \left( v_{\varphi,1}^2(2\pi) - v_{\varphi,1}^2(0) + v_{\varphi,2}^2(2\pi) - v_{\varphi,2}^2(0) + \dots + v_{\varphi,N}^2(2\pi) - v_{\varphi,N}^2(0) \right).$$

この装置の構築の仕方によれば、円環の断面上において速度が $v_{\alpha,k}(0) = v_{\alpha,k+1}(2\pi)$ , k = 1, ..., N - 1であることを考慮すると、最終的に次式が得られる:

$$\mathcal{E} = \frac{\rho_{\text{Cu}} \left( v_{\varphi,N}^2(2\pi) - v_{\varphi,1}^2(0) \right)}{2}.$$
(333)

すなわち、全起電力は、最後の円環の終端と最初の円環の始端におけるエーテル速度 の差のみによって決定される。

最大限可能な起電力を推定しよう。公式(333)により、|E|の最大値は、エーテル速度 がコイルの導線の一方の端部で最大となり、他方の端部で最小となった時点、言い換 えるとエーテル圧力(15)が一方の端部で最大となり、他方の端部で最小となった時点 (あるいは電位差(75)が最大となった時点)に達成される。

コイルの制動は円環中におけるエーテル速度vokの変化をもたらす。この過程を詳 細に記述するためには,導体の原子格子のレベルにおけるエーテル流の分析が必要と なる。ここでは、その代わりに、コイルは瞬時に停止し、エーテルは慣性によって流 れ続けるという、コイルによるエーテルの制動の単純化されたモデルを検討しよう。 起電力の極値は、コイルの導線の一方の端部ではエーテル速度が既にゼロになってい るのに対し、他方の端部では周速度voでの回転時と同じ速度であり続けている時点に 現れる。この近似は、導線がより長いほど、より十分に満たされる。なぜなら、エー テルの慣性により、導線の両端におけるエーテルの運動速度が、原子格子によるエー テル流の制動時に、より大きく異なったものになるからである。

すると、(333)より、次式が得られる:

$$\mathcal{E}_{\max} = \pm \frac{\rho_{\text{Cu}} v_0^2}{2}.$$

ここで、プラスはコイルがベクトル $\mathbf{i}_{\varphi}$ の方向に回転するときに、マイナスはその逆方向に回転するときに取られる。

トルマン-スチュアート実験において $v_0$ および $\mathcal{E}_{max}$ を測定すれば、導線中のエーテル密度 $\rho_{Cu}$ を推定することができる。しかし、筆者らは、それらの実験において記録される起電力の値を文献において見出すことができなかった。起電力に関するデータは、A.R.レピョーシキンにより、彼が提案したトルマン-スチュアート実験の改変版において得られた[167]。それらの実験のエーテル的分析を§23.6.2 に示す。

## 23.6.2. 回転する螺旋を用いたレピョーシキンの慣性実験

トルマン-スチュアート効果の発見から 100 年後,重要な実験が A.R.レピョーシキンによって行われた [167]。彼の実験では平巻きコイルが検討された。このコイルの導線は、ピッチが小さい(巻き密度が大きい)アルキメデスの螺旋の形に巻かれている。地磁気その他の外部磁場の影響を除去するためのあらゆる措置が講じられた。コイルが急回転され、次に急停止された。そのとき、加速段階と制動段階で相異なる符号の起電力のバーストが観測された。

これらの実験は、航空用エンジンのタービンブレードにおける諸過程の分析も目的 として、トルマン-スチュアート実験の新たな改変版として行われた。測定結果は、電 流の本性の理解にとってきわめて重要な意味を持っていることが判明した。特に、そ れらの結果は、本書の筆者らが導体中のエーテル密度を推定することを可能にしてく れた。これらの実験のエーテル的解釈については、この先において述べる。

他ならぬ密に巻かれた螺旋を利用したことが,実験の解釈の際,径方向電流を無視 することを可能にしていることを強調しよう。

単極発電機を用いた実験の分析は、エーテルは事実上導体と一緒に回転していることを示した(p.274 参照)。そのような運動は磁場**B**<sub>V</sub>(314)を創出する。それゆえ、螺旋の制動時に生成される起電力を、電場の起電力とジュコーフスキーの起電力(224)との和の形で表現しよう:

$$\mathcal{E} = \mathcal{E}_{\mathbf{E}_{\mathbf{V}}} + \mathcal{E}_{\mathrm{Zh}} = \int_{L} \mathbf{E}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l} + \int_{L} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}}\right) \cdot d\mathbf{l}$$

 $N_{s}$  [s は spiral] 個の同一の螺旋 $L_{k}$ の直列接続が可能であることを考慮しよう:

$$L = \bigcup_{k=1}^{N_{\rm s}} L_k.$$

すると,次式が得られる:

$$\mathcal{E} = \sum_{k=1}^{N_{s}} \left( \int_{L_{k}} \mathbf{E}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l} + \int_{L_{k}} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}} \right) \cdot d\mathbf{l} \right) = N_{s} \left( \int_{L_{1}} \mathbf{E}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l} + \int_{L_{1}} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}} \right) \cdot d\mathbf{l} \right).$$

演算を単純化するため、螺旋を、 $N_w$  [wはwinding] 個の細い円環からなる集合体によって近似しよう。それらの円環は互いの中に収まっており、円環の断面上では、螺旋の追跡方向が維持されるような仕方で、それに先行する円環の終端とそれに続く円環の始端が接続されている。円環の番号付けは、半径が最も小さい円環から始めよう。曲線 $L_1$ に沿った積分は、円環ごとの積分の和に転化する。導線中のエーテル密度は微弱にしか変化しない ( $\rho \approx \rho_{Cu} = const$ ) と仮定した上で、各*j*番目の円環に対して公式 (333)を用いよう:

$$\mathcal{E} = \frac{1}{2} N_{\rm s} \rho_{\rm Cu} \sum_{j=1}^{N_{\rm w}} \left( v_{\varphi,j}^2(2\pi) - v_{\varphi,j}^2(0) \right)$$

螺旋中の円環は直列に接続されている。それゆえ,和においては2つの項のみが残る:

$$\mathcal{E} = N_{\rm s} \frac{\rho_{\rm Cu} \left( v_{\varphi, N_{\rm w}}^2(2\pi) - v_{\varphi, 1}^2(0) \right)}{2}.$$
(334)

(334)によれば、|*E*|は、エーテルの周速度が螺旋の導線の一方の端部で最大となり、 他方の端部で最小となったときに最大値に達する。

円環の半径を $r_j$ ,  $j = 1, ..., N_w$ と表そう。周速度と角速度は関係式 $v_{\varphi,j} = \omega r_j$ によって 関係付けられる。螺旋の回転が定常状態にあるとき、半径がより小さい円環中におけ るエーテルの周速度はより小さい ( $v_{0,j-1} < v_{0,j}$ )。なぜなら、螺旋は 1 平面内におい て角速度 $\omega$ で一体として回転しているからである。

螺旋の制動は円環中のエーテル速度 $v_{\varphi}$ の変化をもたらす。原子間におけるエーテル 流について研究する代わりに、螺旋の瞬時の停止時における制動の単純化されたモデ ルを検討しよう。その瞬間には、螺旋内部のエーテル流の速度(圧力p (15))は均衡 化することができない。螺旋中の導線がより長いほど、採用されたモデルはより正確 になる。なぜなら、エーテルの慣性により、導線の両端におけるエーテルの速度が、 制動時により大きく異なったものになるからである。

角度 $\varphi$ の増加に伴って半径が増加する螺旋について検討しよう:  $r(\varphi) = r_1 + a\varphi/(2\pi)$ , a > 0 (右巻き螺旋; aは螺旋のピッチ;  $r_1$ は螺旋の最小半径)。螺旋はベクト ル $i_{\varphi}$ の方向に回転しているとする。螺旋の急停止後,エーテルは慣性によって同じ方 向に運動し続ける。発生する起電力の極値を推定するため,螺旋の外側の端部ではエ ーテルがまだ制動の開始前と同じ速度で運動している (エーテル圧力pがまだ外部圧 力 $p_*$ より小さい(15))のに対し,螺旋の内側の端部では導線中のエーテル速度が既に ゼロになっている ( $v_{0,1}(0) = 0$ )(圧力が既に均等になっている ( $p \approx p_*$ ))時点につい て検討しよう。すると, (334)より,その時点において次式が得られる:[次式の $\mathcal{E}_{extr,ri}$ の extr t extreme; ri t right-handed spiral]

$$\mathcal{E}_{\text{extr,ri}} = N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_{\text{w}}}^2 (2\pi)}{2}$$

ベクトル $i_{\varphi}$ と反対方向に回転する右巻き螺旋の急停止は、螺旋の中心へのエーテルの運動をもたらす。このとき、抵抗が小さい導線の場合には、そのエーテル流の前面の速度 $v_{0,N_w}(2\pi)$ は導線に沿って不変であるとみなすことができる。 $|\mathcal{E}|$ の最大値が生じるのは、内側の端部における速度 $v_{0,1}(0)$ が制動開始前の速度 $v_{0,N_w}(2\pi)$ に近いのに対し、

外側の端部における速度が $v_{0,N_w}(2\pi) = 0$ となっている、すなわち周囲エーテルの速度に対して均衡化した時点である。この場合には、公式(334)は次の公式に移行する:

$$\mathcal{E}_{\text{extr,ri}} = -N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi,1}^2(0)}{2} = -N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi,N_{\text{w}}}^2(2\pi)}{2}$$

最後の2つの公式は短い形で書くことができる:

$$\mathcal{E}_{\text{extr,ri}} = \pm N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi, N_{\text{w}}}^2 (2\pi)}{2} = \pm N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_{\text{w}}}^2}{2}.$$
 (335)

ここで«+»は右巻き螺旋の $i_{\varphi}$ 方向の回転に対応し、«–»はその逆方向の回転に対応している。

角度 $\varphi$ の増加に伴って半径が減少する螺旋 ( $r(\varphi) = r_{N_w} - a\varphi/(2\pi), a > 0$ ) (左巻き 螺旋) においては、エーテルの慣性運動は右巻き螺旋の場合と反対の方向に生じる。 それゆえ、左巻き螺旋の両端における速度の状態は位置が入れ替わり、公式(334)は次 式を与える: [次式の $\mathcal{E}_{\text{extr.le}}$ の le t left-handed spiral]

$$\mathcal{E}_{\text{extr,le}} = \mp N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} v_{\varphi,N_{\text{w}}}^2(2\pi)}{2} = \mp N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_{\text{w}}}^2}{2}.$$
(336)

左巻き螺旋の場合には、負の起電力は螺旋の $i_{\varphi}$ 方向の回転が停止したときに生じ、正の起電力は螺旋の $i_{\varphi}$ と反対方向の回転が停止したときに生じる。

[167]の実験では、螺旋の急加速時における電圧も測定された。その極値は、大きさが制動時における電圧の極値に近く、しかし符号はそれと逆であることが判明した。

瞬時の加速時に起電力 $|\mathcal{E}|$ の最大値に達した時点における螺旋中における速度分布 の近似として、次のモデルを採用しよう。右巻き螺旋の場合で、 $\mathbf{i}_{q}$ 方向に回転すると きには、螺旋の最も外側の円環で創出された運動量 $\rho_{\mathrm{Cu}}v_{0,N_{\mathrm{w}}}$ は最も内側の円環に到達 するが、しかし最も外側の円環は、加速前の状態にあるエーテルを補給され続けてい る。それと同じ右巻き螺旋の場合で、 $\mathbf{i}_{q}$ と逆方向に回転するときには、螺旋の最も外 側の円環では既に運動量 $\rho_{\mathrm{Cu}}v_{0,N_{\mathrm{w}}}$ が創出されているのに対し、最も内側の円環のエー テルは螺旋の回転によって引き起こされた速度をまだ獲得していない。

左巻き螺旋の場合にも,推論はそれと同様である。ただし,螺旋の両端における運動量の状態は, i<sub>g</sub>と同方向のときと逆方向のときでは位置が入れ替わる。

螺旋によるエーテルの加速に関するこのようなモデルにおいては,起電力の極値に 関する公式は,(335),(336)とは符号のみが異なっている:

$$\mathcal{E}_{\text{extr,ri}} = \mp N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_{\text{w}}}^2}{2}, \quad \mathcal{E}_{\text{extr,le}} = \pm N_{\text{s}} \frac{\rho_{\text{Cu}} \omega^2 r_{N_{\text{w}}}^2}{2}$$

ここで上側の符号は螺旋の $i_{\varphi}$ 方向の回転に対応し、下側の符号はその逆方向の回転に対応している。

[167]の実験のバリアントを分析しよう。そこでは、螺旋の旋回およびその回転方向は起電力と一致していた:

$$\mathcal{E}_{\max,\mathrm{ri}} = N_{\mathrm{s}} \frac{\rho_{\mathrm{Cu}} \omega^2 r_{N_{\mathrm{w}}}^2}{2}.$$

螺旋の最も外側の 1 周の既知の半径 $r_{N_w}$ ,測定された回転の角速度 $\omega$ および起電力  $\mathcal{E}_{\max,ri}$ に基づき,導体中のエーテル密度を推定することができる:

$$\rho_{\rm Cu} = \frac{2\mathcal{E}_{\rm max,ri}}{N_{\rm s}\omega^2 r_{N_{\rm w}}^2}.$$

それらの実験では、1 層 ( $N_s = 1$ ) に巻かれた螺旋を備える装置が用いられた。その 導線の長さは $L_1 \approx 1170$  [cm],内側端部の半径は $r_1 = 4.1$ [cm],外側端部の半径は $r_{N_w} = 11.1$  [cm]である。螺旋の制動時間は~0.01 [s]であった。

螺旋の回転の角速度ωは間接的データに基づいて近似的に推定された。装置の軸の 近傍に配置された振動センサーの示度が小さい時間間隔で解析された。

高感度の電圧計により、螺旋の回転の角速度 $\omega$ ~2.5 · 10<sup>3</sup> [rpm] ≈ 2.6 · 10<sup>2</sup> [rad/s]の とき、電圧の振幅 $\mathcal{E}_{max,ri} = 0.25 \cdot 10^{-3}$  [V] ≈ 0.83 · 10<sup>-5</sup> [statV]が記録された。すると、 導体中のエーテル密度に関して次式が得られる:

 $\rho_{\rm Cu} \sim 10^{-13} \, [\rm s^2 \, statC/cm^3].$ 

この値は、実験とはまったく別の判断から得られた推定値(245)と、大きさのオーダーの点で一致している。このような一致はエーテルの存在を裏付けている。

角速度 $\omega$ のより正確な測定を行えば、導体中のエーテル密度 $\rho_{Cu}$ のより正確な推定値 を得ることが可能となる。

# 23.6.3. 回転する超伝導体, 強磁性体その他の物体による磁場の創出. ロンドンモー メント. バーネット効果. 重力磁気的ロンドンモーメント

外部の電流源および磁場の湧き出しの非存在下において自らの対称軸の周りを回転 する,横断面が円環状の円筒形超伝導体(図17参照)について検討しよう。[176;177, §12]では,回転する超伝導体は回転の角速度に比例する磁場を創出することが可能で あることが理論的に示されている。この理論的予想は文献[178-180]において実験 的に裏付けられている。

回転する超伝導体による磁場創出効果は「ロンドンモーメント」あるいは「バーネ ット-ロンドン効果」と呼ばれている。この効果に関する研究の概要を例えば論文[181] で見出すことができる。



図 17. 超伝導体のスキーム。右側に示されているのは双晶境界(TB)を 持つ表面近傍層の断片である。[図中の ДГ は TB]

ロンドンモーメントのエーテル的解釈を与えよう。

超伝導状態では、磁場は超伝導体の外部へ押し出されることが実験から知られている(マイスナー-オクセンフェルト効果)。この事実はエーテル理論でも再現される(§23.2.3, p.268 参照)。

アンペール方程式(29)によれば、時間的に定常的なモードにあるゼロ磁場には、超 伝導体の内部における電流(エーテル流)の非存在が伴う([28, p.320]におけるこの 問題の考察も参照)。オームの法則(156)によれば、超伝導体の内部には磁場も存在し てはならない。このような結論は、F = 0かつ∇P = 0のとき、方程式(24)からも導き出 される。この方程式によれば、非ゼロ電場のとき、超伝導体中のエーテル流は無限に 増大しなければならないはずである。

ゼロ磁場およびゼロ電場に対応する可能性を持っているのは、時間的・空間的に不 変なエーテル流束密度pu = constを持つエーテル流である。

磁場は超伝導体のきわめて薄い表面近傍層にしか侵入しないことが実験的にも理論 的にも立証されている(例えば[28, p.322]参照)。

エーテル的理解では,双晶境界における超伝導理論([70; 116-118]。§12.5 も参 照)におけるのと同様に,超伝導電流は表面近傍層の上方を流れている。それゆえ, 超伝導体の回転は表面近傍層中における運動を引き起こすことができない。さもなけ れば,電流と表面との連結が生じてしまう,すなわち,超伝導は存在しなくなるはず である。

このように,超伝導体が回転するとき,超伝導体の材料がエーテルと十分に連結す ることが可能なのは,(超伝導体の内側の)表面近傍層中においてのみである。そのよ うな連結は,超伝導体の結晶構造の多数の転位一双晶境界(TB)一を供給する。言い 換えると,超伝導体の回転は,超伝導体の表面近傍層中において回転方向のエーテル 渦流を励起する。すなわち,表面近傍層中において,回転方向に流れる電流(143)が形 成される。

[178-180]の実験では、超伝導円筒形外殻の回転軸上における磁場が測定された。

+分に高い円筒の利用はエッジ効果を回避することを可能にすると主張されている [178, p.190, 左側の列の下側]。このことは、この実験のモデルにおいては、表面近 傍層のある領域上の細い円環中ではなく、その領域(ベルト)全体を流れる円環電流 (図 17 の斜線領域参照)を検討することが重要であることを意味している。

電流に関する検討を領域全体について行うことを支持する追加的な論拠は,互いに 近い所に位置する双晶境界がエーテル渦流(電流)の創出に共同的に関与しているこ と,また,各双晶境界が,その形状がピット状であるため,有向的に作用しているこ とである。

それだけでなく、回転する超伝導体の磁場の回転軸に沿った正確な均衡化が観測されている。そのような効果が、宇宙プロジェクト«Gravity Probe B» [308] において、 4つの超伝導ジャイロスコープの磁場を高精度で測定するために利用されている。磁場の正確な均衡化は、領域上の細い円環の集合体中の電流から生じるのではなく、領域の表面全体の電流から生じると予想するのが自然である。

したがって,巻き線中を「独立」電流が流れるソレノイドモデルではなく,超伝導体の表面近傍層中の円環電流による磁場創出モデルの方が,より適切であると思われる。

§19.1で,エーテル方程式から導出されたビオーサバールの法則(§7参照)に基づいて,円環電流の中心近傍で創出される磁場を電流の運動の角速度と関係付ける公式

300 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

(230)が得られた:

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{\mathrm{m,0}}}{c} \omega S \mathbf{i}_z.$$

超伝導体の(内側の)表面近傍層中における電流の面積Sはサイズ $l_B l_{TB}$ の領域の集合体からなっている(図17参照)。ここで $l_B$ は超伝導体中への磁場の侵入深さ; $l_{TB}$ は双晶境界の長さである。

気体流体力学的流れの創出に関する課題におけるプロペラあるいはタービンのブレード数との類推に基づき、領域*l*<sub>B</sub>*l*<sub>TB</sub>の数の増大は、ある数*N*<sup>\*</sup><sub>TB</sub>を超えると、それらの領域によって創出される電流の著しい増大あるいはエーテル流の性格の変化をもはやもたらさなくなると仮定するのが自然である。

面積*S*を推定する際には,超伝導円筒形外殻の回転軸に近い側の電流のみを考慮す る必要がある。なぜなら,超伝導体はその内部に磁場を持っておらず,それゆえ,そ の外側の電流の磁場を遮断しているからである。

こうして,次式が得られる:

$$\mathbf{B} = \frac{2\pi k_{\mathrm{m,0}}}{c} N_{\mathrm{TB}}^* l_B l_{\mathrm{TB}} \omega \mathbf{i}_z.$$

長さ $l_B$ および $l_{TB}$ は実験から知られており、事実上、典型的な超伝導体にとって普遍的である:  $l_B \approx 2.5 - 5 \cdot 10^{-4}$  [cm] [179, p.460, 左側の列; 28, p.322];  $l_{TB} \approx 5 - 7 \cdot 10^{-8}$  [cm] [70, 116].

すると、長さl<sub>B</sub>およびl<sub>TB</sub>の上側の値の場合、次式が得られる:

$$\mathbf{B} \approx 4.9 \cdot 10^{-19} N_{\mathrm{TB}}^* \omega \mathbf{i}_z.$$

各種の材料から作られた様々なサイズの超伝導円筒形外殻に関する様々な著者 [178-180] による実験において,次の関係式が±8%の誤差で満たされていることが 観測された:

$$\mathbf{B} \approx 1.137 \cdot 10^{-7} \omega \mathbf{i}_{z} [G] \tag{337}$$

最後の2つの公式は、超伝導体にとって普遍的な3番目の定数を与える:

$$N_{\rm TB}^* \approx 2.3 \cdot 10^{11}$$
.

双晶境界の面密度は [70, p.68-71; 116, p.15] で推定されており、 $\sim 10^8 - 10^{10}$  [pcs/cm<sup>2</sup>]である。それゆえ、得られた数 $N_{TB}^*$ は、既に $\sim 10$  [cm<sup>2</sup>]の領域で達成される。[178-180] の実験では、超伝導体の表面積はこの値を大幅に上回っていた。

ここに示した様々な実験の測定値に基づく公式(337)のエーテル的導出は、電子を 導入したり、電子のうちのある一部に超電子の性質を与えたりすることなく、ロンド ンモーメントを説明することが可能であることを示している。電子がエーテル中を運 動している可能性はあるが、しかし、関係式(337)は電子なしでも満たされる。

エーテル的解釈では、ロンドンモーメントの発生の原因は、超伝導体の表面近傍層 の双晶境界による、超伝導体の回転速度に比例する角速度を持ったエーテル渦流の創 出である。双晶境界の固有磁場**B**<sub>TB</sub> [116, p.11] と、超伝導体の回転によって創出され るエーテルの周速度Vとの重なり合いによって発生するエーテル圧力の増分*dp*<sub>V,TB</sub> (222)が、双晶境界の近傍におけるエーテル流の構造を複雑にしていることに注目し よう。ベクトル**B**<sub>TB</sub>は表面近傍層中に横たわっている。それゆえ、圧力の増分*dp*<sub>V,TB</sub> るいはジュコーフスキーの起電力(223)は、超伝導体の表面の平面に対して平行では ない、ベクトル*d*Iの方向に創出される。

公式(20), (337)より,  $\rho \approx \rho_0$  (245)のとき, 円筒軸上におけるエーテルの回転の角 速度が見出される: 301 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

$$\frac{1}{2} \nabla \times \mathbf{u} \approx \frac{1.137 \cdot 10^{-7}}{2c\rho_0} \omega \mathbf{i}_z \approx 6.3 \cdot 10^{-6} \omega \mathbf{i}_z.$$

円筒軸上におけるエーテルの回転は物体の回転より著しく遅れていることが分かる。 双晶境界よりも微細な構造によるエーテルの回転により、より大きな磁場が得られ る可能性がある。エーテルはきわめて小さい粘性を持っており(§21.7参照)、ニュー トニウムはきわめて小さいサイズ(253)を持っている。それゆえ、そのような構造は 渦流をより効率的に創出することができる。

エーテル的観点から見ると,エーテルの渦運動は,対称軸に沿って回転する強磁性体の磁場が強化されるというバーネット効果 [28, p.310; 309; 180, p.222]の根底にも横たわっている。この場合における磁場の増分もまた,回転の周速度に比例しており,しかも(337)に近い比例係数を持っていることが判明する。

エーテル的解釈では,強磁性体の磁場の強化は,超伝導体におけるメカニズム,す なわち超伝導体を構成している結晶の双晶境界によるエーテルの回転というメカニズ ムと同じメカニズムによって決定されている。このことは,材料とエーテルとの結合 係数の近さも説明している。

キュリー点より低い温度のとき, 強磁性体は自発的に磁化する(例えば[28, p.312] 参照)。それゆえ, 強磁性体が回転すると, 単極発電機(§18.11)におけるのと同様に, 起電力が発生する。

回転する連続的強磁性体によって創出される磁場の定量的分析は、より複雑な問題 である。なぜなら、超伝導体におけるように表面近傍層中だけでなく、強磁性体のバ ルク全体におけるエーテル流の分析が要求されるからである。

連続的強磁性体その他の物体の回転は、そのバルク全体においてエーテル流を回転 させる。

磁場(20)はバルク中の所与の1点におけるエーテル流束密度の渦度を特徴付ける:

$$\mathbf{B} = c \nabla \times (\rho \mathbf{u}) = c (\rho \nabla \times \mathbf{u} + \nabla \rho \times \mathbf{u}).$$

その1点における渦の中において, エーテル密度が微弱にしか変化しない (∇ρ ≈ 0) 場 合には, 磁場は渦の回転速度ω<sub>u</sub>を通じて表される :

## $\mathbf{B} \approx c\rho \nabla \times \mathbf{u} = 2c\rho \boldsymbol{\omega}_u.$

こうして、回転する連続体の内部および近傍における磁場の平均増分**B**は、双晶境 界といった構造要素の運動時に生じる、連続体のバルク中に創出される渦の中におけ るエーテルの平均密度*p*および回転の角速度ω<sub>u</sub>によって決定される:

#### $\overline{\mathbf{B}} \approx 2c\bar{\rho}\omega_{\mu}$ .

媒質概念を放棄した物理学は、検討されている現象をエーテルの2つのパラメーター ( $\bar{\rho}$ および $\omega_u$ )によって記述する代わりに、電子(あるいは別の粒子)を導入することを余儀なくされている。物理学では、物体の回転の角速度 $\omega$ に対する $\bar{B}$ の依存性を表す関係式における係数は、いわゆる磁気回転比 $|e|/(2m_ec)$ に比例しているとみなされている(例えば概説記事[310]参照)。ところが、物理学では、実験結果を満たすために、さらにランデのg因子を導入しなければならなくなっている。量子力学では、g因子は次のように計算に含められている:

$$\mathbf{B} = \frac{1}{g} \frac{2m_{\rm e}c}{|e|} \boldsymbol{\omega}$$

その結果,量子力学の多数の公準を含んだ煩雑なモデルが得られている。 $\bar{B} = 2c\bar{\rho}\omega_u$ の値と磁気回転比を用いて得られた値との比較は、将来、物質構造のエーテルモデルが構築された後に行うことが可能になる。

行われた分析は、現代物理学は、現象の本質を探究する代わりに、理解という幻想 しか創出しないアプローチを体系的に利用していることを再度示している。すなわち、 現代物理学は、現象を記述するために不適当な物体(この場合は電子)を導入し、次 に、量子力学の多数の仮説や確率的アプローチを利用して、その物体が持つ実験結果 と矛盾する性質を投げ捨て、あるいは新たな性質を物体に付け加えるというアプロー チを取っているのである。

公式(337)は,超伝導電子(超電子)の運動に関する検討から出発して, E.ロンドン によって理論的に導出された [177, p.82]。

ところが、回転する超伝導体によって創出される電流を電子の運動の結果と解釈す ることは、実験における磁場の方向との矛盾をもたらす(図17参照)。仮に回転方向に 運動する電子が電流を担っているのだとすると、正電荷の運動方向という電流の方向 の定義(例えば[28, p.173]参照)によれば、電子の流れは回転方向と逆の方向へ流 れなければならない。すると、磁場の方向は、アンペールの法則(29),(33)あるいはビ オーサバールの法則(§7)に従い、実験で観測されている方向(337)と反対でなければ ならない。

ロンドンの理論における磁場が実験と一致している理由は、その理論では、初期方 程式として、超電子の運動量とベクトルポテンシャルの和p<sub>s</sub> = mv<sub>s</sub> + eA/cを含んでい る、超電子の一般化運動量に関する方程式が検討されている[177, p.64, p.70, p.79]こ とにあるのかもしれない。ベクトルポテンシャルは、エーテルのエネルギー密度の流 れA = cpuを特徴付ける(§2.3参照)。それゆえ、ロンドンの理論では、エーテル流束 中における電子の運動が最初から考慮されているのである。それだけでなく、ロンド ンの理論は電子液体の運動方程式[117, p.53-57]を用いており、その数学的形式はエ ーテルの運動方程式(5)の個別的場合となっている。

2006年,超伝導体が回転の角速度を増加させながら回転するとき,引力が発生する ことを示す実験<sup>[訳注]</sup>が行われた [311,312]。観測される効果は「重力磁気的ロンドン モーメント [gravitomagnetic London moment]」と名付けられた。

エーテル理論の観点から見ると、我々は、この結果を完全に、しかも超伝導体の場 合のみに限ることなく、予想することができる。なぜなら、エーテルの運動方程式(5) によれば、方程式の左辺におけるエーテル流束密度の加速は、外力の非存在下におい ては、右辺におけるエーテル圧力勾配の出現をもたらさなければならず、その勾配が 物体の引力をもたらす可能性があるからである。ただし、物体の引力は、重力によっ てだけでなく、例えば静電誘導によっても引き起こされることができる(§18.13参照)。 それゆえ、実験者ら自身も言明しているように、重力磁気的ロンドンモーメントはさ らなる研究を必要としている。

## 23.6.4. 磁性円板の回転によるエーテル中におけるファントムの創出

エーテル中においては、渦その他の流れが長時間存在する可能性があることを多数 の観測が示している。それゆえ、実験室条件下におけるエーテル流の創出または崩壊 に関する研究がエーテルの実験的研究の方向性の1つとなっている。

実験に適した対象は磁石である。なぜなら、磁石の周りには強いエーテル渦流が存 在するからである(§19参照)。それだけでなく、磁石の回転はエーテルに追加的な運 動を与え、エーテルは事実上磁石と一緒に回転し始めることが単極発電機を用いた実 験で示されている(§23.3参照)。そこで利用されている、銅円板という形での挿入物 は、電流を取り出す際に良好な接触を確保するためだけに役立っており、エーテルの

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> この実験に関する論文 "Martin Tajmar et al., Experimental Detection of the Gravitomagnetic London Moment, 2006"を Microsoft Word - Experimental Detection of Gravitomagnetic London Moment - ... (arxiv.org) で入手することができる。

回転にとっては本質的なものではない。なぜなら、単極発電機は銅円板なしでも動作 するからである。このように、磁石からなる材料は、回転時にエーテルと力学的に相 互作用し、エーテルを引きずる。

§23.3で記述されている単極発電機を用いた実験においては、回転軸と磁石の外縁の間の回路が閉じているとき、磁石によるエーテルの回転が電流の発生に基づいて記録された。同節では、そのエーテルの回転に対応する磁場 $|B_v|$ ~4·10<sup>-4</sup> [T]が推定されている。この値は地磁気より1桁大きく、それゆえ、 $B_v$ の直接的測定を試みることが可能である。しかし、そのためには、~1 [T]の磁場を小数点第5-6位の精度で測定する能力を持った磁力計が必要である。

ただし、桁数が大きい磁力計がなくても、回転する磁石によって創出されるエーテルの運動を検出することが可能である。これに関する実験がF.S.ザイツェフによって提案され、V.A.チジョフと共同で行われた。この実験では、§23.3におけるのと同じ単極発電機が用いられたが、回転の効果を純粋な形で分離するため、回転軸と磁石の外縁の間の回路は開状態にされていた。

磁石を周波数~3000 [rpm]で~10 [min]の間回転させた。当然,回転時間がより長い ほど,エーテルのより深い回転が生じると予想するべきである。高感度の磁力計を用 いる代わりに,回転する磁石が設置されているスタンド全体を,そこからは磁石が測 定に影響を及ぼすことができない,2 [m]以上離れた所まで迅速に遠ざけた。回転する 磁石が置かれている場所の,磁石の半径の0.63だけ離れた地点においては,回転の周 速度は既に高くなっているが,エッジ効果はまだそれほど顕著ではない。そこに,ホ ールセンサーが迅速に設置された。用いられたセンサーは,Vieyra Software社製イン ターフェースPhysics Toolbox Magnetometer v. 1.4.3を備える携帯電話Sony Xperia LT26i に内蔵されているセンサーである。この携帯電話のセンサーは,10<sup>-8</sup> [T]から3・ 10<sup>-3</sup> [T]までの比較的小さい磁場を測定する。

上記の地点における地磁気は、磁石が設置されているスタンドがその地点に配置される前の時点において≈ 50 [µT]であった。回転方向および回転軸の姿勢を様々に変えたとき、スタンドを遠ざけた直後の時点において、その地点における地磁気は~10 – 20%小さくなっていることが判明した。地磁気の≈ 50 [µT]への復帰は即座には生じず、3 – 6 [min]の間に生じた。

回転していない磁石が設置されているスタンドを遠ざけ、センサーを迅速に設置した場合には、上記の地点における地磁気は事実上50 [µT]から変化しなかった。このことは、磁石の回転が本質的な意味を持っていることを示している。

観測される地磁気の変化は、磁石の回転時における空気中の荷電粒子の流れによっ て説明することができない。なぜなら、空気中における正イオンおよび負イオンの濃 度はきわめて小さく、しかも相等しいからである。また、電子の濃度はそもそも無視 し得るほど小さく(付論6参照)、非バックグラウンドイオン発生源は存在しなかった。 それでもやはり、この実験を真空中で再検証することが適切であろう。

エーテル的解釈では、回転する磁石がエーテル流を創出し、それが地磁気のエーテ ル渦流を部分的に破壊する。磁石を遠ざけた後には、かなり複雑な幾何学的特性を持 った流れが残る。なぜなら、その流れは、磁石の材料の構造、その構造の非一様性お よび欠損、磁石の製造時に生じる磁石の非一様性によって決定されるからである。そ れだけでなく、円板の縁を横切る際、磁石の磁場の方向の反対方向への変化が生じる。 これら全ての効果、またスタンドの遠ざけ方やセンサーの置き方が残留エーテル流に 対してあれこれの度合いで影響を及ぼしている可能性がある。

この実験において原理的な意味を持っているのは、磁石が回転していた場所で比較 的長時間エーテル流が維持され、その維持が地磁気の部分的破壊において発現してい るということである。言い換えると、そこではエーテル中における長寿命のファント ムーエーテル中における非一様流一の形成が観測されているのである。ファントムの 緩慢な消失は、エーテル中における粘性および自己拡散が小さく(§21.7,§21.8)、その おかげで、エーテル中に創出された流れの輪郭の急速な不明瞭化が生じないというこ とによって説明される。

エーテルに関する理論的理解と実験データとの比較は、それらの間には良い一致が あると結論付けることを可能にしている。

実験のそれに続くバリアントにおいては、回転する磁場の一様性がファントムの創 出において果たす役割が解明された。円板の磁場を擾乱するため、円板の両側の平面 上の外縁の近傍に各≈ 0.3 [T],直径17 [mm]の追加の磁石を取り付けた。回転時にうな りが生じないようにするため、それらの磁石は対角線上に配置された。スタンドを遠 ざけた後、磁場は、追加の磁石なしの磁性円板が回転した場合より~3%小さいことが 判明した。地磁気の復帰時間はより顕著に増加し、~20%増加した。このように、この 実験では、回転する磁場の一様性が、スタンドを遠ざけた後のエーテルの挙動に影響 を及ぼしている。しかし、それでもやはり、磁性円板の材料が持っている影響の方が より大きい。

上記の諸実験は、エーテルの存在を裏付けているとともに、エーテルとのより密接 な相互作用を実現するための技術的装置の開発の方向性を指し示している。

## 23.6.5. 音叉によって創出される電磁場

音叉を用いた興味深い実験がA.R.レビョーシキンによって行われた([168] および 2018年5月24日に中央航空用エンジン製造研究所で行われた彼の報告参照)。音叉の励 起時に,電場および磁場が記録された。

この観測結果を自由電子の慣性によって説明することは、検証に耐えられない。な ぜなら、§23.2.1によれば、導体が電気的に準中性で、有意な外力が存在しないという 条件下では、自由電子は、もし存在するとしても、導体の格子点に対して原子間距離 より大きい距離だけ変位することができないからである。準中性導体の運動は電流を 生み出さず、したがって電磁場も生み出さない。

エーテル的解釈では、電磁場の出現の原因は単極発電機におけるのと同一である。 なぜなら、各振動周期において、音叉の自由端の運動は円運動に近いからである。こ の効果の定量的研究は、§18.11,§23.3に提示されている方法に従って行われる。

## 23.6.6. 回転する非磁性円板の磁場. 実験計画法

本節では、各種の非磁性材料の回転時に物質がエーテルに及ぼす力学的作用の効果に関する研究の実験計画法が提示される。

各種の物質を充填することのできる容器が付いている非磁性材料製の薄肉円板(図 18参照)を製作する必要がある。金属はエーテルをよく通過させるが、薄肉はその過 程をさらに容易にする。円板を可能な限り大きい角速度で長時間(数十分間,数時間) 回転させる可能性を確保する必要がある。なぜなら、ニュートニウムのサイズはきわ めて小さいため、ニュートニウムを物質によって運動させることは困難であるからで ある。



図 18. 容器付き円板のスキーム。垂直に配置すると回転時のうなりが減少する。

回転していない円板および回転している円板の内部の磁場Bを高精度磁力計で測定 し、その差ΔBを計算する。円板の隣で行われるBの測定は、近似的な結果しか与えな い可能性があることを強調しよう。なぜなら、エーテルの粘性および自己拡散はきわ めて小さいため(§21.7, §21.8)、円板の隣のエーテル層を回転させることは困難であ るからである。言い換えると、円板の回転によって生成される円板外部のエーテル流 は、内部よりはるかに微弱である可能性がある。

装置を単純化させるための代替バリアントとして、§23.6.4におけるのと同様に、円板を対称軸に沿って迅速に移動させた後に、円板が回転していた場所でBを測定することができる。

 $\Delta B \neq 0$ の創出が円板上における電荷の運動と無関係であることの確認は、円板を短時間接地するか、または実験を真空中で行う方法で行うことができる。

重要なのは、回転する円板に対する外部磁場の影響を排除することである。

モーターは円板から遠く離れた所に設置しなければならない。

地磁気は、円板から離れた所に配置された複数の磁石の系によってゼロにすること ができる。地磁気の影響の排除は、円板の平面の方向を地磁気に平行に設定する方法 で行うこともできる。この場合には、一般化ジュコーフスキー力は(回転軸に沿った 軸を持つ円筒座標系において)方位角成分を持たなくなり、この方向における電流は 現れなくなる。この力は回転軸に沿った成分および動径成分を持つ可能性があるが、 しかし、これらの方向では回路は閉じておらず、それゆえ電流は流れず、磁場の出現 を引き起こさない。ジュコーフスキー力によってこれらの方向に創出される圧力勾配 は、非回転電場(72)の発生をもたらす。しかし、(26)によれば、この電場は磁場を生 み出さない(外部非ポテンシャル力が存在しないとき)。

円板の回転軸までの距離に対するΔBの依存性の弱さは、円板中に自由電子が存在し ないことを裏付けることになる。もし存在するのなら、自由電子は慣性の作用下で円 板の外縁の方へ変位しなければならないはずである。その場合には、回転軸の近傍で は正電荷が発生し、周縁上では負電荷が発生するはずである。それらの電荷が円板と 一緒に回転する結果、電流は、回転軸の近傍と周縁上において相異なる方向へ流れる はずであり、したがってその電流によって創出される磁場ΔBは、動径方向において最 小値を持つはずである。それだけでなく、円板上のあれこれの点における電場の存在 は、糸またはクモの糸で吊り下げられた藁によって検証することができる。

各種の材料の場合における**ΔB**の大きさおよび方向を測定し,エーテルが最大限回転 するようになるのに必要な時間,エーテルの運動の自然停止までの時間,また,材料 がそれまでと反対の方向に回転し始めることによる停止までの時間を測定すれば興味 深い結果が得られるであろう。

エーテル的解釈では、 $\Delta B$ の発生は、回転する非磁性物質の構造要素による、非ゼロ 回転 $\Delta B \equiv B_V = c \nabla \times (\rho V)$ を持つエーテル密度 $\rho V$ の創出によって説明される(公式(20) 参照)。この効果は、単極発電機中におけるエーテル渦流の発生と類似している(§23.3 参照)。それとの違いは、ここでは非磁性材料が検討されていること、また、回転軸を 円板の周縁と接続する閉回路が存在しないことである。

非磁性材料の回転によって創出される磁場Bvについて推定しよう。エーテルの回転の周速度Vを(225)の形で表現しよう:

$$\mathbf{V} = R \left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha} \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_r.$$

 $\alpha \neq -1$ のときには、 $\nabla \times V \neq 0$ であるので、エーテル流は渦流である。 $\alpha$ の大きさお よびベクトルωは回転する材料の構造によって決定される。 $\alpha = 1$ のときには、 $V = r\omega \times i_r$ であるので、エーテルは円板と一緒に回転する。§23.3の実験では、 $\alpha$ の値は 1.3 であることが判明した。すなわち、エーテルは事実上円板と一緒に回転していた。 $\alpha < 1$ であるような材料を創出すれば、その材料が回転したとき、回転軸の近傍において |**B**<sub>V</sub>|の強い増大が観測されるはずである。

(225)の渦に対応する磁場ベクトルは、公式(20)によって計算される:

$$\mathbf{B}_{\mathbf{V}} = c \mathbf{\nabla} \times (\rho \mathbf{V}) = c \mathbf{\nabla} \times \left( \rho R \left( \frac{r}{R} \right)^{\alpha} \boldsymbol{\omega} \times \mathbf{i}_{r} \right).$$

エーテル密度 $\rho$ が回転軸に沿った座標に依存していない場合には、ベクトル $B_V$ はその回転軸に沿った方向を向いている。 $\rho \approx \rho_0$ (ここで $\rho_0$ は非擾乱エーテル密度(245))で、角速度 $\omega$ が不変の場合には、次式が得られる:

$$\mathbf{B}_{\mathbf{V}} = c\rho_0 |\boldsymbol{\omega}| (\alpha+1) \left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha-1} \mathbf{i}_z$$

エーテルの回転の角速度の大きさ $|\omega|$ は、関係式 $|\omega| = 2\pi n/60$  [rad/s]により、[rpm] で測定される周波数nと関係付けられる。すると、次式が得られる:

$$\mathbf{B}_{\mathbf{V}} \approx 10^{-3} n(\alpha+1) \left(\frac{r}{R}\right)^{\alpha-1} \mathbf{i}_{z}$$

既に指摘したように、エーテルの回転の角速度ω(すなわち周速度Vも)は、必ずし も円板の回転の角速度と一致しない。これらの速度の関係式は、円板の材料および円 板の回転開始からの経過時間に依存している。それゆえ、この公式において、**nの大き** さは円板の回転周波数より小さい可能性がある。

α≈1の場合には、次式が得られる:

$$\mathbf{B}_{\mathbf{V}} \approx 2 \cdot 10^{-3} n \mathbf{i}_z$$
.

エーテルの回転周波数がn = 3000 [rpm]のときには, 次の値が得られる:

## $|\mathbf{B}_{\mathbf{V}}| \approx 6 \, [\mathrm{G}] = 6 \cdot 10^{-4} \, [\mathrm{T}].$

これは地磁気より1桁大きい。すなわち、このような大きさは、地磁気をバックグラウンドとして明確に見て取れるはずである。

双晶境界の数が普通の材料と大きい材料の場合における $|B_v|$ の測定結果を比較すれば、興味深い結果が得られるであろう。後者の材料の場合には、 $|B_v|$ の強化を予想することができる。なぜなら、双晶境界は、材料の基本構造とは異なる独自の構造を持っており、エーテルの渦運動を強化するはずであるからである。

ここに提案されている実験は、エーテルの存在の追加的な裏付けを与える可能性を 持っている。

## 23.6.7. 回転する円板およびベーンを用いた実験

本節で提案されている実験の着想は[182]の実験の改変版である。その実験におい

て、D.S.バラノフと V.N.ザテレピン<sup>[W注]</sup>は、円板の回転が、細い糸で吊り下げられた ベーン [vane] に及ぼす影響について検討した。銅製ベーンと St3 種の鋼製円板との 間に、銅またはその他の材料製の板(ゲート)が置かれていた。ゲートが一定の位置 にあるとき、ベーンが回転し始めた。円板の回転周波数が増大するにつれて、ベーン の回転周波数も増大していった。この実験では、円板の影響は、金属、ポリエチレン、 紙によって顕著に遮断されるが、しかし薄い金網によっては除去されないことが突き とめられた。

[182]の実験は,普通の物理的効果によっては説明することができなかった。すな わち,円板から出る空気流および熱流束はポリエチレン製カバーを用いて外部媒質か ら入念に遮断されていた;ベーンに対する円板の作用と何らかの電荷との間の関係 は検出されなかった;ポリエチレン板は円板を回転させているモーターから出る磁 場を含め,磁場の顕著な影響を受けないはずであるが,ベーンの銅板をポリエチレン 板に交換したとき,回転効果は元のままであった。例えば音波の圧力といった音響的 作用もベーンの回転を説明しない。高感度のマイクロホンおよびオシログラフによる 音響測定は,相異なる方向および相異なる空間点における音の振幅は互いに近い値で あることを示した。

ただし、故障した電磁駆動式(電磁クラッチ付き)モーターを滑車付きモーターに 交換したとき、ベーンの回転効果が観測されなくなった。この事実、および F.S.ザイツ ェフによって行われた各種構造のベーンの近傍における磁石の回転に関する個別に設 定されたいくつかの実験は、[182]の実験で観測されたのは、使用されていた最初の 電磁クラッチ付きモーターから出た電磁誘導の効果であったという結論、または、エ ーテルは、円板と一緒にではなく、主電磁クラッチと一緒に回転していたという結論 をもたらした。

いずれにせよ,エーテルの作用下における力学的運動の実証という着想は,特別の 注意を払うに値する。円板によって創出されたエーテル流束によるベーンの駆動に関 する主要な問題は,エーテル流を円板の内部だけでなく,外部でも創出することによ り,エーテルを十分に回転させることができるような円板用の材料,ならびにエーテ ルを十分に保持することができるようなベーン用およびゲート用の材料の選定にある。 テスト用の材料のリストを p.335 に示す。それと同時に,感度を確保するため,ベー ンは十分に軽量でなければならない。(ニュートニウムの小さいサイズと弱い粘性の 結果)エーテルと物質との機械的結合が弱いため,円板を長時間回転させる必要があ る。

バラノフ-ザテレピンの実験および下記において提案されるその改変版は,特殊な 設備を必要としないことに注目したい。それゆえ,そのような実験は何百年も前に行 うことができた。しかし,過去におけるその種の実験の実施に関する情報は見いだせ なかった。

提案される実験のスキームの俯瞰図を図19に示す。

座標軸の原点は回転する円板の中心01に置かれている。円板は、空気の運動を遮断

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 論文[182]の共著者 D.S.バラノフ(Dmitry Sergeevich Baranov)と V.N.ザテレピン(Valery Nikolaevich Zatelepin) については、 "D.S. Baranov, V.N. Zatelepin"でネット検索すると若干の英語資料を入手することができる。同じ著者らによる別の論文「「エーテル」の実証に関する簡単明瞭な実験」が文献[73]の V.A. Atsukovsky『エーテル動力学的自然科学の始動』の第 6 巻「最新のエーテル動力学的実験と技術」に収録されており、その邦訳が訳者のサイト (p.4 参照) に掲載されている。



図 19. 回転する円板およびベーンを用いた実験のスキーム

するが,エーテル流を通過させる薄い円筒で取り囲まれている。実験が真空中で行われる場合には,そのような円筒は必要ない。

ベーンは、細い糸で吊り下げられた長さ*l*<sub>0</sub>、高さ*h*<sub>0</sub>の長方形の板である。ベーンの 回転軸は点*0*<sub>2</sub>を通り、ベーンを2つの一様な長方形の羽根に分けている。

切り欠き(ゲート)を持つ幅広い円筒リングが、円板の回転によって発生したエー テル流を閉じ込めている。その結果、その流れは、主に、(斜線領域の外部の)切り欠 きの外部の側にある羽根に作用する。エーテル流が羽根にぶつかって減速すると、伝 達された運動量がベーンを角速度ω2で回転させる。

§23.6.4 の結果が,実験の代替バリアントについて検討することを可能にしている。 そのバリアントでは,まず最初に半径0102の大円板が長時間回転する。次に大円板が 迅速に遠ざけられ,回転領域内にベーンが付いているリングが迅速に設置される。こ のような実験バリアントは,円板の外部でエーテルを回転させることを要求しない。

図 19 に示されている構造物中における角速度ω2の理論的推定値を得よう。

単極発電機を用いた実験の分析は、導電性円板の回転はエーテルの回転を引き起こ すことを示した。その際、エーテルは事実上円板と一緒に運動する(p.274 参照)。

固体としての弱圧縮性媒質の円筒の回転は、不変渦度Γを持つ環状円筒渦であることが知られている[15, p.297]。そのような渦の内部および外部における連続速度場は、 例えば[15, p.297, p.298]で解析的に計算されている。渦の外部では、媒質の速度ベクトルuは、常に動径ベクトルrに対して垂直の方向を向いている:

$$u_x = \frac{\Gamma}{2\pi r} \sin \varphi$$
,  $u_y = \frac{\Gamma}{2\pi r} \cos \varphi$ ,  $\Gamma = 2\pi \omega_1 r_1^2$ .

ここで $r_1$ は渦の動径;  $\omega_1$ は渦の角速度;  $(r, \varphi)$ は動径 $r_1$ の円の外部の1点の円筒座標である。

そのようなエーテル流中におけるベーンの回転の角速度ω2を推定しよう。

真空中ではなく、現実の条件下では、円板の結晶格子の非一様性および欠陥、円板

表面の非平坦性,空気媒質中における円板の回転の非一様性により,定常エーテル流 は螺旋流となる可能性があることに注目しよう。ここでは,そのような流れは検討さ れない。すなわち,速度の動径成分は無視し得るほど小さいとみなされる。ただし, 下記に示される定量的結果は,非ゼロの動径速度の場合に対して一般化することが可 能である。

計算を単純化するため、ベーンは相対的に弱いエーテル流束にとって透過不可能で あり、エーテル流束は斜線領域の外部 $\alpha \in [-\pi/2, \pi/2]$ (羽根の長さ $l_0/2$ が十分小さい場 合)においてのみベーンに運動量を伝達し、また、ベーンの回転はエーテル流束の諸 成分のうちベーンの平面に対して横方向の成分のみを引き起こすと仮定しよう:

$$u_{\perp} = |\mathbf{u}| \cos \beta = |\omega_1| r_1^2 \frac{\cos \beta}{r}, \quad \beta \in \left[-\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right]$$

それだけでなく、検討されている領域では、エーテル密度は微弱にしか変化しない  $(\rho_{\rm m} \approx \rho_{\rm m,0})$  とみなそう。

点Aにおける羽根に対して横方向のエーテル流束の運動エネルギー密度は $\rho_{m,0}u_1^2$ (12)である。点Aの近傍における体積要素 $ld\alpha dldh$ 中における運動エネルギーは

## $dK_{\perp} = \rho_{\rm m,0} u_{\perp}^2 l d\alpha dl dh$

である。斜線領域の外部においてベーンの一方の羽根によって掃かれる体積全体について合計すると、その体積中のエーテル流束の横成分の運動エネルギーが見出される:

$$K_{\perp} = \int_{0}^{h_{0}} \int_{0}^{\frac{l_{0}}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \rho_{\mathrm{m},0} u_{\perp}^{2} l d\alpha dl dh = \rho_{\mathrm{m},0} h_{0} \int_{0}^{\frac{l_{0}}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} l u_{\perp}^{2} d\alpha dl =$$
$$\rho_{\mathrm{m},0} h_{0} (\omega_{1} r_{1}^{2})^{2} \int_{0}^{\frac{l_{0}}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{l \cos^{2} \beta}{r^{2}} d\alpha dl.$$

3 角形△ 0<sub>1</sub>0<sub>2</sub>A(図 19)より,余弦定理を 2 回適用することによって次式が見出される:

$$r^{2} = a^{2} + l^{2} - 2al\cos \alpha, \ \cos(\pi - \beta) = \frac{l^{2} + r^{2} - a^{2}}{2lr}.$$

すると、 $\cos(\pi - \beta) = -\cos\beta$ であることを考慮することにより、次式が得られる:

$$K_{\perp} = \rho_{\mathrm{m},0} h_0 (\omega_1 r_1^2)^2 \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{l(2l^2 - 2al\cos\alpha)^2}{4l^2(a^2 + l^2 - 2al\cos\alpha)^2} d\alpha dl =$$

$$\rho_{\mathrm{m},0}h_0(\omega_1 r_1^2)^2 \int_0^{\frac{l_0}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{l(l-a\cos\alpha)^2}{(a^2+l^2-2al\cos\alpha)^2} d\alpha dl$$

この積分は Maple 記号計算システム [247] で解析的に見出すことができる。ところが、得られる結果は解析するにはあまりにも煩雑すぎるものとなる。それゆえ、そこでは羽根のサイズ $l_0/2$ が円板の回転軸とベーンの回転軸との間の距離aよりもはるかに小さい( $l_0/2 \ll a$ )という実験について検討しよう。この場合には、

$$\int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} \frac{(l-a\cos\alpha)^2}{(a^2+l^2-2al\cos\alpha)^2} d\alpha \approx \frac{\pi}{2a^2}$$

となり、斜線領域の外部において一方の羽根によって掃かれる体積中の羽根に対して 横方向のエーテル流束成分の運動エネルギーは次のようになる:

$$K_{\perp} = \rho_{\rm m,0} (\omega_1 r_1^2)^2 \frac{\pi}{16} \frac{h_0 l_0^2}{a^2}$$

ベーンが完全に1回転する間に、エーテル流の隔壁によって遮蔽されていない領域 は、そこを2回、すなわち各羽根によって1回ずつ通過される。それゆえ、ベーンの 1回の全回転の間におけるエーテル流の変化が微弱であるとすると、ベーンの1回の 全回転当たり、エーテルはベーンに対して2K<sub>1</sub>のエネルギーで作用する。

次に、一方の羽根による非遮蔽領域の通過に相当する、ベーンの半回転について検討しよう。ベーンの回転の角速度は、非遮蔽領域のj回目 (j = 1, ..., N)の各通過当たり  $\Delta \omega_{2,i}$ の増分を得るので、N回の半回転の間に次の大きさになる:

$$\omega_{2,N} = \sum_{j=1}^{N} \Delta \omega_{2,j}.$$
(338)

 $\omega_{2,N}$ を推定するため、糸の回転に費やされるエネルギーを無視し、エーテル流とベーンの材料の構造要素との間の相互作用に関する単純化されたモデルを適用しよう。 j回目の半回転において、一方の羽根によって掃かれる非遮蔽領域中におけるエーテルの全運動エネルギー $K_{\perp}$ は、ベーンの回転の運動エネルギーの増分 $K_{\Delta\omega_{2,j}}$ 、およびベーンによる空気の抵抗エネルギー $2K_{air,j}$ (ここで $K_{air,j}$ は一方の羽根に対する空気の抵抗エネルギー)の克服のために費やされる:

$$K_{\perp} = K_{\Delta\omega_{2,j}} + 2K_{\mathrm{air},j}.$$
(339)

すなわち、 $\omega_{2,N}$ の上側推定値を計算しよう。

軸 $O_2$ の周りを角速度 $\Delta \omega_2$ で回転するベーンの板の運動エネルギーは、板の慣性モー メント*I*によって決定される [26, p.186, p.196]:

$$K_{\Delta\omega_{2,j}} = \frac{1}{2}I(\Delta\omega_{2,j})^2, \quad I = \frac{m}{12}l_0^2$$

ここでmは板の質量である。

今度は、ベーンの一方の羽根のj回目の半回転における空気の抵抗エネルギー $K_{air,j}$ を計算しよう。

 $\omega_2 \sim 3 \text{ [rad/s]}, \ l_0 \sim 5 \text{ [cm]}, 空気の密度 \rho_{air} \approx 1.2 \cdot 10^{-3} \text{ [g/cm}^3\text{]}, 空気の粘性 \mu_{air} \approx 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ [g/(s \cdot cm)]} という条件下では, レイノルズ数 Re = <math>v l_0 \rho_{air} / \mu_{air} = (\omega_2 l_0 / 2) l_0 \rho_{air} / \mu_{air}$ は1より大きく, Re $\sim 3 \cdot 10^2$ である。それゆえ, 空気によるベーンの制動モデルでは, 粘性抵抗を無視することができる [26, p.525–527; 14, p.447–453; 183, p.67]。粘性抵抗が本質的な意味を持つようになるのは, Re =  $(\omega_2 l/2) l \rho_{air} / \mu_{air} < 1$ のときである。これが満たされるのは, ベーンの回転軸の近傍  $l \leq 0.3$  [cm]においてのみである。それ

運動の相対性に鑑みると、静止媒質中で運動物体に作用する力を見出すという問題

は、それに対応する運動媒質中で静止物体に作用する力を見出すという問題と等価で ある[26, p.520]。

レイノルズ数が大きい場合には、非透過性の物体がぶつかってくる流束に及ぼす前面抵抗の力に関する一般的公式の導出は、物体と出会ったとき、流束の構造要素が速度を完全には失わず、物体を迂回して流れることによって複雑化する [6, p.239-246]。 それゆえ、物体が受け取る運動量に関するニュートンの公式には、流束の制動の強度を特徴付ける修正抵抗係数 $c_R$ が導入されており [6, p.241,公式(78)],抵抗力に関しては次の公式が採用されている:

$$R = c_R \frac{\rho_{\rm fl} v^2}{2} S.$$

ここで $\rho_{\rm fl}$ およびvはぶつかってくる流束の密度および速度; Sは流束の運動方向に対して垂直な平面への物体の射影の面積である。普通,係数 $c_R$ は実験的方法で決定される。 長方形の板の場合の $c_R$ の値は例えば [6, p.249] に示されている。

ベーンの回転は空気の回転を引き起こす。その結果、ベーンに対する空気の運動速 度はベーンの運動速度より小さくなる。この効果を係数 $\gamma_j$ によって特徴付けよう。す なわち、ぶつかってくる流束の速度を $\gamma_j v$ の形で検討しよう。そのような流束に対する 抵抗力の場合には、次式が得られる:

$$R = c_R \frac{\rho_{\rm fl}(\gamma_j v)^2}{2} S. \tag{340}$$

こうして、公式(340)によれば、 $v = \omega_{2,j}l$ のとき、j回目の半回転において、点Aの近傍における羽根の面積要素dldhから空気に対し、その面積要素に対して横方向に次の力が作用する:

$$d\mathbf{R} = \mathbf{i}_{u_{\perp}} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\text{air}} (\omega_{2,j} l)^2}{2} dl dh.$$

ここで $\mathbf{i}_{u_{\perp}} = \mathbf{u}_{\perp}/|\mathbf{u}_{\perp}|$ は単位ベクトル ;  $\rho_{air}$ は空気の密度である。この力は次の仕事を する :

$$dK_{\mathrm{air},j} = d\mathbf{R} \cdot \mathbf{i}_{u_{\perp}} l d\alpha = c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\mathrm{air}} (\omega_{2,j} l)^2}{2} l d\alpha dl dh.$$

羽根全体が非遮蔽領域の通過時にする仕事は,次の積分によって与えられる:

$$K_{\text{air},j} = \int_{0}^{h_{0}} \int_{0}^{\frac{l_{0}}{2}} \int_{-\frac{\pi}{2}}^{\frac{\pi}{2}} c_{R} \gamma_{j}^{2} \frac{\rho_{\text{air}}(\omega_{2,j}l)^{2}}{2} l d\alpha dl dh =$$

$$\pi h_0 c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\rm air} \omega_{2,j}^2}{2} \int_0^{\frac{t_0}{2}} l^3 dl = \frac{\pi h_0 l_0^4}{64} c_R \gamma_j^2 \frac{\rho_{\rm air} \omega_{2,j}^2}{2}.$$

得られた関係式を公式(339)に代入しよう:

$$\rho_{\mathrm{m},0}(\omega_{1}r_{1}^{2})^{2}\frac{\pi}{16}\frac{h_{0}l_{0}^{2}}{a^{2}} = \frac{m}{24}l_{0}^{2}(\Delta\omega_{2,j})^{2} + 2\frac{\pi h_{0}l_{0}^{4}}{64}c_{R}\gamma_{j}^{2}\frac{\rho_{\mathrm{air}}\omega_{2,j}^{2}}{2}$$
$$\frac{\rho_{\mathrm{m},0}(\omega_{1}r_{1}^{2})^{2}}{a^{2}} = \frac{2m}{3\pi h_{0}}(\Delta\omega_{2,j})^{2} + \frac{l_{0}^{2}}{4}c_{R}\gamma_{j}^{2}\rho_{\mathrm{air}}\omega_{2,j}^{2}.$$

312 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

次のことを考慮しよう:

$$\omega_{2,i} = \omega_{2,i-1} + \Delta \omega_{2,i}, \quad j = 1, \cdots, N.$$

ここで $\omega_{2,0} = 0$ である。なぜなら、ベーンの回転は静止状態から生じるからである。 すると、j回目の半回転における角速度の増分 $\Delta \omega_{2,j}$ に関して、次の 2 次方程式が得られる:

$$(a_{1} + b_{1})(\Delta \omega_{2,j})^{2} + 2b_{1}\omega_{2,j-1}\Delta \omega_{2,j} + b_{1}\omega_{2,j-1}^{2} - c_{1} = 0,$$

$$a_{1} \equiv \frac{2m}{3\pi h_{0}}, \quad b_{1} \equiv \frac{l_{0}^{2}}{4}c_{R}\gamma_{j}^{2}\rho_{\text{air}}, \quad c_{1} \equiv \frac{\rho_{\text{m},0}(\omega_{1}r_{1}^{2})^{2}}{a^{2}}.$$
(341)

j=1のとき, (341)より次式が得られる:

$$\omega_{2,1} = \Delta \omega_{2,1} = \sqrt{\frac{c_1}{a_1 + b_1}} = \sqrt{\frac{\rho_{m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2 \left(\frac{2m}{3\pi h_0} + \frac{l_0^2}{4} c_R \gamma_j^2 \rho_{air}\right)}}.$$

ここでプラス符号はベーンの反時計回りの回転に対して選ばれている。数学では反時 計回りの回転が正の向きとみなされている。

j=2のとき,2次方程式(341)

$$(a_1 + b_1) (\Delta \omega_{2,2})^2 + 2b_1 \omega_{2,1} \Delta \omega_{2,2} + b_1 \omega_{2,1}^2 - c_1 = 0$$

の解Δω<sub>2.2</sub>は

$$\Delta \omega_{2,2} = \frac{-b_1 \pm \sqrt{b_1^2 - (a_1 + b_1)(b_1 \omega_{2,1}^2 - c_1)}}{a_1 + b_1}.$$

である。ベーンの回転速度の大きさは増加しているのだから,正の根(«+»の符号)を 選ぼう。

2回目の半回転におけるベーンの回転の角速度に関しては、次式が得られる:

$$\omega_{2,2} = \omega_{2,1} + \Delta \omega_{2,2}.$$

順次演算を行うと、角速度の全ての増分 $\Delta \omega_{2,j}$ ,  $j = 1, \dots, N$ が見出され、N回の半回転の間に到達するベーンの角速度 $\omega_{2,N}$  (338)が得られる。

定常モードでは、角速度および空気の速度は変化しなくなり ( $\omega_{2,j} \equiv \omega_{2,\infty}, \Delta \omega_{2,j} = 0, \gamma_i = \gamma$ ), エネルギー収支方程式(341)は単純化される:

$$b_1\omega_{2,\infty}^2-c_1=0$$

これより,次式が得られる:

$$\omega_{2,\infty} = \sqrt{\frac{c_1}{b_1}} = \sqrt{\frac{4\rho_{\rm m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2 l_0^2 c_R \gamma^2 \rho_{\rm air}}} = 2\frac{|\omega_1| r_1^2}{a l_0} \sqrt{\frac{\rho_{\rm m,0}}{c_R \gamma^2 \rho_{\rm air}}}$$

 $\label{eq:rescaled_rescaled$ 

場合には、ベーンの回転の角速度 $\omega_{2,\infty}$ ~4.4 [rad/s] ≈ 42 [rpm]が得られる。エーテル流 が羽根を部分的に透過する場合には、 $\omega_{2,\infty}$ は減少する。

*ω*<sub>2,∞</sub>の値が,実験で観測される角速度の大きさ [182] とオーダーの点で一致していることは興味深い。もし [182] においてベーンの回転がエーテル流によって引き起こされていたのだとすると,そのような一致はエーテルの存在の裏付けとなる。

ここで考察されている実験は、空気の抵抗や空気と関係するその他の効果が存在しない真空中で行うことが目的にかなっている。その場合には、(341)において $b_1 = 0$ となり、ベーンの半回転ごとの増分は、ベーンの吊り具が抵抗を示し始めない限り、次のようになる:

$$\Delta \omega_{2,j} = \sqrt{\frac{c_1}{a_1}} = \frac{|\omega_1| r_1^2}{a} \sqrt{\frac{3\pi h_0 \rho_{\mathrm{m},0}}{2m}}.$$

例えば、パラメーターが $r_1 = 5$  [cm],  $l_0 = 6$  [cm], a = 12 [cm],  $h_0 = 3$  [cm],  $\omega_1 = 524$  [rad/s]  $\approx 5000$  [rpm], m = 10 [g],  $\rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9}$  [g/cm<sup>3</sup>] (246)の場合には、増分は  $\Delta\omega_{2,i} \sim 0.058$  [rad/s]  $\approx 0.55$  [rpm]となる。

ベーンを真空中で回転させたとき、ベーンの角速度の増分の理論値と実験値が一致 していれば、そのことは、本書で検討されているエーテルモデルを用いた自然現象の 記述の適切性を裏付ける追加的事実となるであろう。

それだけでなく、1回の全回転の間におけるベーンの角速度の増分 $\Delta \omega_2$ の真空中における測定は、エーテル密度 $\rho_{m,0}$ の実験的推定値を得ることを可能にするであろう。なぜなら、 $b_1 = 0$ のときには、方程式(341)より次式が得られるからである。

$$a_1(\Delta\omega_2)^2 - c_1 = 0, \quad \frac{2m}{3\pi h_0} (\Delta\omega_2)^2 = \frac{\rho_{\rm m,0}(\omega_1 r_1^2)^2}{a^2}, \quad \rho_{\rm m,0} = \frac{2ma^2(\Delta\omega_2)^2}{3\pi h_0(\omega_1 r_1^2)^2}$$

## 23.6.8. いくつかの実験における物体の運動をエーテルとの力学的相互作用の結果と している誤った解釈

インターネット上や口頭での討論では、あれこれの物体の回転を、物体と運動する エーテルとの間の力学的相互作用として解釈することの是非に関する議論がしばしば 生じている。

本書における研究(§21, §23)は、物質と準定常エーテル流との力学的作用の実現 は、特殊な材料の開発を要求する、きわめて複雑な技術課題であると結論することを 可能にしている。その主な原因は、ニュートニウムのサイズと原子のサイズが、その 大きさという点で根本的に異なっていること、また、エーテルの粘性がきわめて小さ いことにある。その結果、ニュートニウムは原子の総体を多かれ少なかれ自由に通過 する可能性を持っている。

多くの場合,物体の回転は,物体に作用する磁場の流束が経時的に変化したときの 物体中における渦電流(フーコー電流)の誘起によって引き起こされることが判明す る。例えば非一様性が微弱な回転する磁石の磁場中における金属製プロペラの回転, また,電磁ノイズ中における薄い導電性円板の回転は,そのような効果によって説明 される。フーコー電流の発生は,物体上にパンチング加工を施す,または物体の材料 を非導電性材料に取り換えるという,よく知られている方法で検証することができる [28, §65]。

細い糸で吊り下げられた藁の回転は、何よりもまず、静電誘導によって説明するこ とができる(§18.13)。このような説明の検証は、ファラデーケージの中に藁を入れる 方法で検証される(§18.13,§18.14)。

物体とエーテルとの力学的相互作用を観測したと主張する前に、電磁誘導効果およ び静電誘導効果の発生の可能性を入念に検討することが重要である。さもないと、実 践が示しているように、多大な労力と時間を無駄に費やしてしまうかもしれない。

## 23.7. 回転による材料の崩壊について

材料は十分高速度で回転すると、崩壊することが知られている。そのような崩壊の エーテル的メカニズムについて考察しよう。

まず最初に、そのとき材料が原子に分解する昇華圧p<sub>s</sub>(§21.12 参照)に達するのに 必要とされる、材料の回転周波数を推定しよう。

§23.3 では、円板の回転は、その回転の周速度に近いある速度**V**でのエーテルの回転 を引き起こすことが示された。エーテルの運動は圧力勾配(5)と結び付いている。 $\rho \approx \rho_{m,0}$ , **F** = 0のとき、(5)より次式が得られる:

$$\rho_{\mathrm{m},0}\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\boldsymbol{\nabla}p.$$

不変角速度ωでの円運動の場合には、次式が得られる:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\omega^2 r \mathbf{i}_r.$$

ここでirは回転軸と一致する軸を持つ円筒座標の単位動径ベクトルである。 すると、次式が得られる:

$$\rho_{\rm m,0}\omega^2 r \mathbf{i}_r = \nabla p.$$

すなわち,エーテルが不変角速度ωで回転するときの圧力勾配は動径成分のみを持っており,円板の軸から遠ざかる方向を向いている:

$$\frac{\partial p}{\partial r} = \rho_{\mathrm{m},0} \omega^2 r.$$

このようなエーテル圧力はrの増大に伴って増大する。

リング $r \in [r_0, R]$ の境界上における圧力差 $\Delta p \delta r$ についての積分によって得よう:

$$\Delta p = \rho_{\rm m,0} \omega^2 \frac{R^2 - r_0^2}{2}.$$

回転によって創出された圧力 $\Delta p$ が昇華圧 $p_s$ に達すると、円板の材料は原子に分解し始める:

$$p_{\rm s} = \rho_{\rm m,0} \omega^2 \frac{R^2 - r_0^2}{2}.$$

これより,分解に必要な角速度 $\omega$ を見出し,それに基づいて求める回転周波数n [rpm] を見出そう:  $\omega = 2\pi n/60$  [rad/s]であるから,

$$n = \pm \frac{60}{2\pi} \sqrt{\frac{2p_{\rm s}}{\rho_{\rm m,0}(R^2 - r_0^2)}}$$

§23.3 の実験では、銅円板中において、周波数n = 2500 [rpm]のとき、エーテル圧力  $\Delta p \sim 10^{-4}$  [Pa]が創出されている。銅の昇華圧 $p_s = 4.66 \cdot 10^{11}$  [dyn/cm<sup>2</sup>]を得るためには、 円板を $n \approx 5 \cdot 10^{10}$  [rpm]まで回転させる必要があるはずである。そのとき、円板の周 縁上の周速度 $\omega R \approx 2.2 \cdot 10^{10}$  [cm/s]は光速度に近づかなければならないはずである。 この回転数の達成は現実的ではない。それゆえ、エーテルの不変角速度での回転によ って引き起こされるエーテル圧力は、材料の崩壊の原因ではない。

回転による崩壊におけるジュコーフスキー力の圧力の役割について推定しよう。材料によるエーテルの回転に関する次のモデルを検討しよう。材料はエーテル渦流ρV中で速度Vを瞬時に創出するとみなそう。回転をこのように解釈したとき、材料内部において一般化ジュコーフスキー力が発生し、その力が(222)によって次のエーテル圧力を創出する:

# $dp_{\mathbf{V}} = k_{\mathrm{m},0} \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\mathbf{V}} \cdot d\mathbf{l}, \quad \mathbf{B}_{\mathbf{V}} = \mathbf{\nabla} \times (\rho \mathbf{V}).$

普通の速度の場合,  $dp_V$ の大きさは昇華圧 $p_s$ より小さい。例えば§23.3 の実験では, エーテルの速度Vでの回転によって生じる円板の外半径と内半径におけるエーテル圧 力の差は,周波数n = 2500 [rpm]のとき,およそ $dp_V \sim (R - r_0)k_{m,0}V \times B_V/c \sim 10^{-4}$  [Pa] となる。

 $dp_{V}\sim n^{2}$ であるから、nが増大することで、そのとき材料の崩壊が生じる昇華圧 $\Delta p\sim p_{s}$ が達成されるということは現実的ではない。それゆえ、一般化ジュコーフスキー力の 圧力もまた、回転による材料の崩壊の原因ではない。

行われた推定から,通常の条件下では,典型的な速度での円板の回転は,原子間空間において回転によって引き起こされたエーテル圧力が昇華圧の値に到達することによっては,材料の崩壊をもたらすことはできないと我々は結論する。

ただし,現実の材料は常に様々な空間スケールの欠陥を持っている。欠陥中の原子 構造やクラスター構造は,欠陥中における特性距離がより大きいため,エーテルの外 部圧力と内部圧力との均等化を妨げる度合いがより小さい。それゆえ,欠陥中のエー テル圧力は非擾乱エーテルの圧力により著しく近く,したがって欠陥によって材料を 崩壊させるために創出する必要がある追加的圧力はより小さい。このような解釈の枠 内では,欠陥中のエーテル圧力の推定は,非擾乱エーテルの圧力と回転によって創出 された圧力との差として,既知の材料崩壊角速度に基づいて行うことができる。

欠陥中のより大きいエーテル圧力は, 普通, 物質中の欠陥がより多いほど, 引張り によって物質を崩壊させることがより容易になるという, 既知の現象のメカニズムの 単純な説明を与えている。

## 23.8. レーザーによる材料の崩壊

文献 [172] には、フェムト秒レーザーによるビスマス結晶の照射実験の結果が示されている。[172] の著者らが書いているように、物理学の観点から見て驚くべき結果が得られた。ビスマスの崩壊(溶融)は、結晶格子の原子1個の熱振動時間より短い

時間の間に、すなわち原子がまだ揺れ動き始めることもできない時間の間に訪れるの である。[172]の著者らは、この効果をレーザーによる格子面のポテンシャルエネル ギーの変化によって解釈している。しかし、そのような説明はおそらく成り立たない であろう。なぜなら、その崩壊時間の間には、格子面もまた、レーザー放射の波1個 から顕著な運動量を受け取ることができないからである。

この実験のエーテル的解釈を与えよう。ビスマス内部においてレーザーの波1個に よって創出される圧力(エネルギー密度)を推定しよう。結晶崩壊が訪れるときのレ ーザーの光子1個のエネルギーhvを原子間空間の体積で割ろう。崩壊が生じるときの エーテル圧力を得よう:

$$p_{\rm s} \sim \frac{h\nu}{(r_{\rm inter} - r_{\rm i})^3}.$$

ここで $r_{inter}$ は原子間距離; $r_i$ は格子の原子イオンの半径である。 $h = 6.6261 \cdot 10^{-34}$ [J·s], レーザー放射の周波数 $\nu = c/\lambda = 3.87 \cdot 10^{14}$ [1/s], ビスマスのパラメーター  $r_{inter,Bi} \sim 4.746 \cdot 10^{-10}$  [m],  $r_{Bi} \approx 0.74 \cdot 10^{-10}$  [m] (例えば [313] 参照) のとき,  $p_{s,Bi} \sim 0.0736 \cdot 10^{11}$  [Pa]が得られる。

§21.12の方法により、ビスマス中のエーテルの内部圧力を見出そう:  $p_{int,Bi} = p_0 - p_{s,Bi} \sim 1.026 \cdot 10^{11}$  [Pa]。ビスマス中のエーテル圧力と、§21.12の表(p.247)に掲げられているそれ以外の物質中のエーテル圧力との比較は、ビスマスの急速な崩壊が生じるときのレーザーのエネルギー密度を用いて得られた $p_{int,Bi}$ の推定値が適切であることを示している。

このように, §18.10, §21.12 で分析された実験におけるのと同様に, ビスマスの崩壊は, 非擾乱エーテルの圧力p<sub>0</sub> (248)に近い圧力がレーザーによってビスマス内部で創出されたときに訪れる。

ここで検討されたレーザーを用いた実験は、ワイヤーの爆発(§18.10)および昇華 エネルギーの測定(§21.12)による方法に加えて、物質中におけるエーテル圧力のさ らにもう1つの決定方法を与えている。

レーザーの作用時にターゲットの圧縮ではなく崩壊が生じる理由に関するエーテル 的理解は,慣性制御熱核融合という課題が持つ極端な複雑性を示している。

## 23.9. 工学的真空中における実験

1気圧未満の圧力下にある希薄気体の状態は,真空[36, p.215],あるいは若干の残 留量の気体分子の存在を強調するために,工学的真空と呼ばれている。

気体の希薄度は、気体分子同士の衝突に対応する平均自由行程 $\lambda$ と、気体がその中に存在している容器の線形サイズdとの関係式によって特徴付けられる。超高真空 $\lambda \gg d$ 、高真空 $\lambda > d$ 、中真空 $\lambda \le d$ および低真空 $\lambda \ll d$ に分類されている。

高真空および超高真空中における実験の実施は,研究される過程に対する気体分子 の影響を最小化すること,すなわち過程を純粋状態で研究することを可能にする。

電気に関する実験を真空中で行うことの重要性は,エーテル流を直接的に研究する ことが可能になるということによって決定される。それだけでなく,真空中では,微 視的世界の仕組みの解明がより容易になる。

#### 23.9.1. 暗電流

真空中において電場の作用下で電極間に生じる現象について検討しよう。高真空中 では(そこでは分子の自由行程が容器のサイズより大きい[36, p.215]),電場が $E \leq$ 10<sup>7</sup> [V/cm]まで増大すると,いわゆる暗電流が発生する[184, p.89; 121, §25.6, p.575]。 *E*がさらに増大すると,絶縁破壊一電流電圧特性の急激な低下を伴う放電であり、そ れに伴って電極表面が変化する一が生じる[184, p.89]。それよりさらに高い電場*E*は 導体の爆発をもたらす(§18.10 およびそこに引用されている文献ならびに便覧[121] の§25.1 の末尾における引用参照)。

古典物理学では, *E* > 10<sup>7</sup> [V/cm]のときの真空中における破壊電流の惹起[185, p.197; 186, p.27]は、*E*の作用下で、電子のエネルギーが物体との結合力に打ち勝つことを可能にする仕事関数の値まで増大し、それらの電子が陰極から放出されるという理由によって、説得力をもって説明されている[121, chap.25; 185, §11.2.6; 187, chap.17]。例えば、熱放出時の電流は、広い温度範囲内において、外部電場を考慮に入れたショットキーの修正を含んでいるリチャードソン-ダッシュマンの公式によって十分に記述されている[188, chap.3, §7; 36, p.423]。

絶縁破壊の惹起の陰極メカニズムは基礎的メカニズムとみなされている[186, p.26]。 *E* > 10<sup>7</sup> [V/cm]の強い電場の場合には,真空中の電流はいくつもの効果によって規 定されている可能性がある。その効果とは,電場の作用下にある陰極の表面から電場 によって放出される電子の運動;電場*E*中で加速された電子およびイオンによる当該 電極の衝撃によって生じる2次放出[185, p.197];光の作用下での電子の叩き出し, 等々である。

エーテル理論にとって最も大きな興味を引くのは, *E* < 10<sup>7</sup> [V/cm]のときに発生す る真空中における暗電流(前駆破壊電流)に関する検討である。なぜなら,これらの 電流の本性はまだ徹底的に解明されていない[184, p.72]からである。これに対応す る放電は暗放電(タウンゼント放電)[185, chap.12.2.2]であるが,ただし真空中にお ける放電である。

例えば、モノグラフ [189] に記載されている、高真空中における放電の惹起に関する実験データを分析しよう。この本の図 3.4 には電流のグラフおよび発光の写真が示されている。0-10 [ns]の時間間隔上において、 $E = 20 \cdot 10^3 / (0.35 \cdot 10^{-1}) \approx 6 \cdot 10^5 \ll 10^7 [V/cm]$ のとき、そのようなEはまだ電子放出をもたらさないはずであるにもかかわらず、電流が既に記録され、0.5 [ns]の時点には電流の顕著なバーストさえ生じている

(下記における小項目4参照)。それだけでなく,4[ns]の時点からは陰極上で発光が 始まっている。もし陰極の発光が電子放出によって引き起こされたのだとすると,電 子は電場E中において,例えば,~0.05[mm]の距離において~2·10<sup>-3</sup>[ns]の時間の間に 速度0.1cまで加速される。しかし,速度0.1cのとき,電子は,そこまでの距離が0.35[mm] である陽極上に~10<sup>-2</sup>[ns] 経過後に出現し,陽極の発光を引き起こすはずであるが,発 光は10[ns] 経過後にのみ観測されている。

もう1つの例は、電位差の創出時における絶縁破壊の遅れ[186, p.27; 189, p.54]の 解釈の問題である。その遅れは、陰極のジュール加熱の慣性および陰極の微小突起に よって説明されている[190, p.266]。その説明では、微小突起から電子を放出するた めには電場Eがまだ不十分な状態にあり、電流が既に観測されているときにおける加 熱のメカニズムは解明されていない。 高真空の真空度の改善に伴う暗電流の力の最大限可能な増大という問題も説明されていない[184, p.71]。

暗電流の実験的解明をテーマとする広範な研究が存在する(例えば[184, chap.3] 参照)。それらの研究の主な問題は,外部電場を考慮しているショットキーの公式[188, p.103; 185, p.197, p.208; 190, p.266]から導き出される値より100 – 1000分の1小さい 電場強度のとき,暗電流が観測されているという問題である。それだけでなく,その 暗電流は運動論的(力学的)作用を及ぼすことができる[191, p.756]。このように, 真空の電気伝導に関する電子・イオン理論には矛盾がある。すなわち,電場がE < 10<sup>7</sup> [V/cm]のとき,電子は電極から大量に放出されることはできず,顕著な電流は存 在しないはずであるにもかかわらず,そのような電流が観測されているのである。

エーテル概念を放棄し,電流をエーテル流と関係付けようとしない現代物理学は, この矛盾を解決するため,古典物理学の枠組みを越えるトンネル効果という性質を導 体中の電子に与え,その性質が電子が電極から大量に脱離することを可能にしている のだと主張することを余儀なくされている。物理学は,暗電流を,もっぱら,任意の 速度の電子による波の形での陰極境界通過としてのトンネル的(自発的,場的,低温) 電子放出によって説明している [36, p.423; 188, chap.3, §4, §8; 185, §6.5.1; 193, p.204-206]。暗電流のメカニズムは,波動(量子)メカニズムに基づいてのみ理解すること ができると主張されている [28, p.449; 194, p.154]。

ところが、現代物理学は、高真空中における絶縁破壊といった現象を合理的に解釈 するために、諸過程がその中で生じているある種の媒質の概念を導入することを余儀 なくされていることを強調する必要がある。例えば、量子力学は真空にエネルギー的 性質を与えている(例えば概説記事[314]参照)。量子力学によれば、高真空中にお ける絶縁破壊は、仮想上の電子・陽電子対の自発的誕生および電場による電子・陽電 子対の切断を用いて説明されている[28, p.390; 315]。場の量子論における仮想粒子 は、事実上、実在粒子の様々な相互作用を実現させる、ある種の媒質の役割を果たし ている。ただし、それらの相互作用の正確なメカニズムは今なお突きとめられていな いとみなされている[36, p.882]。

暗電流は何百件もの実験で研究されてきた([184, chap.3; 191, chap.12; 185, p.388] の引用文献参照)。しかし,適切な解釈を行うために必要とされるいくつかの細部に関 する記述は見出せなかった。それゆえ,筆者らはVA.チジョフ,I.N.ステパノフおよび S.M.ゴジンと共同で追加的な実験を行った。それらの実験では,電圧-電流特性,電極 の発光特性,陰極・陽極線およびそれらに対する外部磁場の影響が研究された。それ らの実験におけるエーテル流のパラメーターの定量的推定値は§23.9.2-23.9.4 に示さ れている。

電極の近傍および電極間の真空の隙間における光学現象を電圧-電流特性と組み合わせて分析することは、真空中における放電について研究する際、最も貴重な情報を与えてくれる標準的な方法であることを強調しよう(例えば[189,§3.2]参照)。

定義によれば、低真空は、気圧の1 [mmHg]までの減少([36, p.215])、すなわち1気 圧の760分の1への減少とともに始まる。我々の実験では、真空室につながる枝管上 にフィルターが取り付けられている油圧ポンプ V-i220SV が使用された。このフィルタ ーは、真空室へのオイルの入り込みを最小化する性能を持っている。このポンプは、 1気圧の $N_{vac} = 5 \cdot 10^4$ 分の1の残留圧力、すなわち2 [Pa] =  $2 \cdot 10^{-5}$  [bar]  $\approx 1.5 \cdot 10^{-2}$  [mmHg]を与える。

下記の小項目2で示されるように,我々の実験では,分子のイオン化効果において, 電場によって加速された電子の平均自由行程は容器のサイズより大きかった。それゆ え,電極による中性粒子のイオン化過程という観点から見ると,利用されている残留 圧力2[Pa]の真空は,十分高い真空に分類することができる[36, p.215]。真空室のサ イズより大きい電子のイオン化自由行程は,電子増殖のなだれメカニズム[185, p.339] の非存在をもたらしている。長い管中で行われる典型的な真空放電実験や大気圧下で の放電実験と本実験との主な違いの1つは,このことにある。

ここで得られた結果の裏付けは、より真空度の高い高真空中での実験によって行う ことができる。ただし、その実験は、空気の排出、暗電流創出のためのより高い電圧 の確保、また、生じ得るX線の防護を行うことのできる特殊設備を要求する。

真空室は、体積~7 リットル(基部の半径≈10 [cm]、高さ≈22 [cm])の円筒形のガ ラス鐘であり、下側が鋼製円板で覆われていた。円板のリング形の溝の中には真空用 ゴム製のガスケットがはめ込まれており、確実な気密性を確保するため、ガスケット は真空用潤滑剤で被覆されていた。空気を排出し終え、ポンプをオフにした後、真空 室中の2 [Pa]の圧力は12 時間以上維持された。このことは真空室が外部圧力から十分 に遮断されていることを物語っている。

真空室内部の周縁には、均質な鋼製の薄い金網(ファラデーケージ)が配置されて いた。金網は外部電荷、例えばガラス上で誘起された電荷を遮断するとともに、金網 上で発生する発光の形状および輝度を観察することを可能にした。一方の電極は金網 の中に取り付けられており、金網との間の導電性接触子を持っていた。接触子の尖端 は金網から~1 [cm]突き出ていた。他方の電極は真空室の内部に配置されていた。各電 極は、端部が尖った断面積 2.5[mm<sup>2</sup>]の銅製ワイヤーである。尖端間の距離は約 4 [cm] であった。

実験のスキームを図 20 に示す。

電圧および電流の測定は、オシログラフ OWON SDS7102 およびマルチメーター MAS838 によって行われた。電極間の電圧の調節は、乗算型コンバーターに接続され た LATER(実験室用単巻変圧器)によって行われた。このようなシステムは、30 [kV] までの電圧を得ることを可能にした。電圧を乗算するコンバーターの構造が、回路中 の電流の大きさを15 [mA]以下の値に制限していた。

実験は、日光から遮断された部屋で、温度≈5℃および≈20℃で行われた。

定常モードにおいて、電流~1-10 [mA]のとき、電極間において~500-10<sup>3</sup> [V]の電 位差が記録された。電流初期化を行うためには、この電位差を著しく上回る電位差は



図 20. 電極および金網の一部の配置スキーム

必要とされなかった。電場はE~10<sup>3</sup> [V]/4 [cm] = 250 [V/cm]であった。暗電流の徴候 [184, p.71],すなわち青みがかった菫色の発光,電極の温度上昇の非存在,電極表面 の顕著な変化の非存在が観測された。電極間の発光は電極上の発光よりも鈍かった。 このような放電は,真空中におけるグロー放電のいくつかのモードの1つに分類する ことができる [185, chap.12]。

放電に関して知られている全ての主要効果について分析し、上記の観測結果は荷電 粒子の運動によって説明することができないことを示そう。平均自由行程および有効 断面積の概念に基づいて考察を行おう。このような方法は近似的推定値を与える(例 えば[27,p.324]参照)。ただし、残留空気中における諸過程に関するより詳細な研究 は、あまりにも複雑な問題となる。なぜなら、一般的な場合には、残留空気中に含ま れる全粒子に関する運動方程式系の数値解が要求されるからである。

残留空気中に存在する自由電子およびイオンの電流に対する寄与について検討しよう。

空気中における電子およびイオンの存在は、宇宙および地球からやって来る 高速粒子の相互作用および自然放射能と関係する諸過程によって規定されてい る。

付論 6 (p.410) において, 圧力が 1 気圧の $N_{vac} = 5 \cdot 10^4$ 分の 1 に減少すると, 電子 濃度 は  $n_e \sim 16.3 [1/cm^3]$ となり, 正イオンおよび負イオンの密度は  $n_i \sim 23.7 [1/cm^3]$ となることが示されている。残留気体中の荷電粒子のこのよう なバックグラウンド密度は,外部供給源によって絶えず維持されている。

電場中で電子が得る速度およびその速度に対応する電流を推定しよう。

気体中で弾性衝突したときの電子の平均自由行程は $\lambda_{e,elas} = 1/(n_0\sigma)$ である [36, p.209; 185, p.40,公式(2.3), (2.6), (2.8), (2.9)]。ここで $n_0$ は気体の分子密度;  $\sigma$ は弾性衝突の有効断面積である。分子 $N_2$ および $O_2$ (空気の主成分)上における 電子の弾性散乱の断面積 $\sigma$ を, [121, p.393; 175, p.151, p.152]のデータに基づき, エネルギー領域~10<sup>2</sup> – 10<sup>3</sup> [eV]において値 $\sigma$ ~3·10<sup>-15</sup> [1/cm<sup>2</sup>]によって外挿し よう。残留空気中の分子密度をロシュミット数2.687·10<sup>19</sup>を用いて推定しよう:  $n_0$ ~2.687·10<sup>19</sup>/ $N_{vac}$ ~5·10<sup>14</sup> [1/cm<sup>2</sup>]。すると、 $\lambda_{e,elas}$ ~0.6 [cm]が得られる。

このような場合には、電子は、真空室の中央に配置されている電極と金網との 間の距離を通過する時間の間に、残留気体との~5 [cm]/ $\lambda_{e,elas}$ ~8回の弾性衝突を 受ける。普通、原子との 1 回の弾性衝突時における電子のエネルギー損失は小 さい [185, §2.3.2, §2.3.3]。それゆえ、ここではその過程による電子のエネルギ 一変化を無視することができる。

電場 $E\sim250$  [V/cm]は、電子に対し、自由行程の距離 $\lambda_{e,elas}$ 上ではエネルギー | $e|E\lambda_{e,elas}\sim150$  [eV]を伝達し、電極間の距離4 [cm]上ではエネルギー~10<sup>3</sup> [eV]、 あるいは速度 $v_e\sim1.9\cdot10^9$  [cm/s]を伝達する。

このように,残留空気中の自由電子は, $v_{e,mean} \sim v_e/2$ のとき,きわめて小さい電流密度 $j_e = en_e v_{e,mean} \sim 2.5 \cdot 10^{-9} [A/cm^2]$ ,また $S \approx 0.023 [cm^2]$ のとき,きわめて小さい全電流 $I_e = j_e S \approx 5.6 \cdot 10^{-11} [A]$ しかもたらすことができない。

空気が準中性である結果,正の荷電粒子の密度は,電子および負イオンの密度 と近似的に同じである。しかし,イオンの質量は電子の質量より 3-4 桁大きい。 それゆえ,電場Eはイオンに対してより小さい速度を伝達するので,電流に対す るイオンの寄与はさらにより小さくなる。

2. 加速された電子による中性粒子のイオン化の効果について分析しよう。

電子による気体分子のイオン化過程における電子の平均自由行程はλ。=1/ [n<sub>0</sub>σ<sub>i</sub>]である [36, p.209; 185, p.40,公式(2.3), (2.6), (2.8), (2.9)]。ここでn<sub>0</sub>は分子 の密度; σ<sub>i</sub>はイオン化の有効断面積である。N<sub>2</sub>(78%)およびO<sub>2</sub>(21%)の濃度の 割合を考慮すると、0.3 [keV]から1 [keV]までのエネルギーを持つ電子による空気 の主成分N2およびO2のイオン化断面積は、エネルギーが10 [eV]のときのゼロ  $(\sigma_i = 0 [1/cm^2])$ から~10<sup>2</sup> [eV]のときの $\sigma_i$ ~3·10<sup>-16</sup> [1/cm<sup>2</sup>]へときわめて急速 に増大し、その後、きわめて急速に減少していき、エネルギーが~1 [keV]のとき、  $\sigma_i \sim 1.2 \cdot 10^{-16} [1/cm^2]$ となる([121, p.427] および[175, p.211, p.212] も参照)。  $n_0 \sim 5 \cdot 10^{14} [1/cm^3]$ の場合には、最大断面積において $\lambda_e \sim 6 [cm]$ が得られ、 $\sigma_i$ がそ れ以外の値のときは,  $\lambda_{e} \gtrsim 10 - 16$  [cm]となる。このように, 電子の加速時には, 原子のイオン化過程における電子の平均自由行程んは,真空室の中央に配置され ている電極と金網との間の距離5[cm]より常に大きいことが判明する。それゆえ, 残留空気中における電子による中性粒子のイオン化は小さく,そのようなメカ ニズムは電流に顕著な寄与をしていない。すなわち、ここでは、多数のタイプの 放電における絶縁破壊の1次要素である電子なだれ[185, p.339]は形成されな い。この点において、この実験は、長い管中で行われる他の多数の気体放電実験 とは異なっている。長い管中では電極間距離が相対的に大きく,加速した電子は 残留気体をイオン化させることができる。

3. イオンによる残留気体の中性粒子のイオン化も小さい。

イオン数より中性粒子数の方が優勢であると仮定すると、弾性衝突時のイオンの平均自由行程 $\lambda_{i,elas}$ を、中性粒子の平均自由行程の大きさのオーダーに基づいておおざっぱに推定することができる [185, p.63]。[175, p.46, p.51] のデータによれば、自由行程が原子濃度に逆比例していることを考慮することにより、 $N_{vac}$ 分の1に希薄化したときの $N_2$ および $O_2$ に関して、 $\lambda_{i,elas} \sim 6.5 \cdot 10^{-6} N_{vac} \approx 0.3$  [cm]が得られる。

このように、4 [cm]の電極間距離において、イオンは電子と同様に~10<sup>3</sup> [eV] のエネルギーを蓄えることができる。ところが、そのようなエネルギーを持った イオンによる中性粒子のイオン化断面積は、電子による中性粒子のイオン化断 面積より小さい(イオンによる顕著なイオン化は、数keVから、さらには数+keV からさえ始まることができる)[197, p.194; 198]。それゆえ、中性粒子のイオン 化過程の場合におけるイオンの自由行程は、電子の自由行程より大きい。すなわ ち、小項目 2 によれば、イオンは、中性粒子をイオン化する間もなく、陰極にぶ つかってしまう。

4. 電場の作用下における電極からの電子放出の可能性について考察しよう。

電場および電流が上記の測定値のとき, Eの作用下で電極からの顕著な電子放 出は生じるはずがない。なぜなら,このモードでは,電場E~10<sup>3</sup> [V/cm]は真空中 の絶縁破壊電場~10<sup>7</sup> [V/cm]より小さいからである。それだけでなく,これらの 条件下では,金属からの電子の脱出がする力に対する外部電場の影響を考慮に 入れたショットキーの修正([185] の公式(6.7)または[121, p.567] 参照)は ~0.007 [eV]となる。この値は脱出自体がする仕事~4 [eV](§23.9.6 参照)と比べ ると取るに足らないほど小さい。

微小突起上における電場の応力の推定値(例えば [28, p.449; 195, p.16]にお ける考察参照)は、きわめて過大な推定結果を与えている公算が大きい。なぜな ら、それらの推定値は、数学的抽象に対する物理的意味の付与に基づいて得られ ているからである。その抽象では、微小突起の尖端の半径がゼロに向かっていく とき、電場は限りなく増大するとされており、微小突起と一緒に、また微小突起 上で直接生じている多数の過程が考慮されていない。それは、例えば電場を弱化 させる分子の分極、微小突起の尖端と電極表面との間における電位差の発生と いった過程である。さらに、その抽象は、微小突起の形状およびサイズに関する 仮定に立脚している(例えば、微小突起のサイズがゼロに向かっていくとき、微 小突起はいくらでも大きな電場を得ることができる[28, p.449])。いずれにせよ、 エーテル的解釈では、§23.9.6 によれば、エーテル流のエネルギー密度の不足に より、そこでは陰極からのエーテルの流出が原子からの電子の脱離を伴うこと なく生じるような放電モード(電場の大きさ)が存在している。このモードは、 現代物理学では電子トンネリングと関係付けられている。

方向を変化させない電場中においては、陽極からの電子放出は、もしそれが存在するとしても、自由電子数の増大をもたらさない。なぜなら、自由電子は陽極によって急速に引き寄せられるからである [185, §6.3.4; 188, p.175]。

- 5. 電子またはイオンの熱放出の徴候は存在しない。なぜなら、電極の赤黄色の発光 および電極表面の著しい変化が存在しないからである。
- 6. 光の作用下における陰極からの電子放出(光電効果,例えば [188, chap.4; 193, p.200-204] 参照)の可能性について分析しよう。

電極上では、青みがかった菫色の発光の発光が観測されている。その際に放出 されるエネルギーのパワー $W_{el}$ は、発光の輝度を光源、例えばランプの輝度、放 射パワー $W_L$ と比較することによって近似的に推定することができる。ランプか ら出る放射パワーの距離Rにおける面密度は $W_L/(4\pi R^2)$ である。電極の面積 $S_{el}$ の 発光面上において、その密度が電極の放射密度 $W_{el}/S_{el}$ と等しくなっているとし よう:  $W_L/(4\pi R^2) = W_{el}/S_{el}$ 。すると、 $W_{el} = W_L S_{el}/(4\pi R^2)$ が得られる。放出パ ワー $W_L$ ~200 [W]のランプが点灯しているとき、電極から放出される発光は、距 離R~100 [cm]においては、やっと見分けられる程度のものとなる。発光面の面積 が $S_{el}$ ~1 [cm<sup>2</sup>]の場合には、 $W_{el}$ ~0.002 [W]が得られる。

[121, p.575] によれば, 陰極に入射する単色放射の単位パワー当たりの飽和 光電流は $I_{\lambda} = 0.807 Y_{\lambda} \lambda \, [\text{mA/W}]$ に等しい。ここで $Y_{\lambda}$ は陰極表面に入射する光子 1 個当たりの, 陰極表面から真空中に脱出した光電子の数 (量子収率);  $\lambda$ は[nm]で の波長である。紫外線領域では $\lambda$ ~100 [nm]である。

紫外線領域における放射エネルギーは $h\nu$ ~12 [eV]である。放射エネルギーが $\lesssim$ 10 [eV]のとき,純銅の表面からの量子収率 $Y_{\lambda}$ は光子 1 個当たり電子10<sup>-2</sup>個を超えない [121, p.575; 185, p.200]。すると, $I_{\lambda} \approx 1$  [mA/W]が得られる。

陽極の放射エネルギー全体が陰極に入射するとした場合,光電流 $I_{ph} = I_{\lambda}W_{el}$ は,この実験において最大限可能な大きさ2·10<sup>-6</sup> [A]を超えない。このように,光電流もまた,測定される電流の値を説明することができない。

7. 加速された電子の作用下における陽極からのイオン放出について考察しよう。

数 keV の電子のエネルギーおよび10<sup>-3</sup> [A/cm<sup>2</sup>]のオーダーの電子の電流密度 は、電子がイオンを叩き出す(電子 - イオン放出)ためには不十分であることが 知られている [196, p.559]。

小項目 1 で、電子は電場中で1 [keV]のオーダーのエネルギーを受け取り、電子の電流密度は10<sup>-3</sup> [A/cm<sup>2</sup>]よりはるかに小さいことが示された。それだけでなく、小項目 2-6 で、残留空気中の初期電子濃度を顕著に変化させ、電子の電流密度を増大させることができるような電子供給源は存在しないことが立証された。すなわち、電子-イオン放出もまた、測定される電流に対して顕著な寄与をしていない。

- 8. 中性粒子が電子を受け取ることによる,著しい数の負イオンの形成は生じていない。なぜなら、この実験の条件下では、陰極からの電子放出は生じていないからである(小項目4参照)。それだけでなく、負イオン中における電子と原子または分子との結合エネルギー(電子に対する親和エネルギー)[121, p.421]は、金属表面から脱出するために電子がする仕事より著しく小さい[121, p.568]。それゆえ、中性粒子には、著しい数の電子を陰極から放出させるための結合エネルギーが不足している。
- 9. 電場が中性粒子から電子を放出させることによる著しい数の負イオンの形成は、 電場がきわめて大きいとき (E ≥ 10<sup>8</sup> [V/cm]) に生じるとされ、電子のトンネリ ングと関係付けられている (例えば [197, p.196; 199, p.12] 参照)。普通、その ような電場は陽極の微小突起のものとみなされている。ところが、検討されてい る実験では、高めの推定に基づいた場合 [29, p.449] でさえ、測定されるEの大 きさの6桁の増大は生じていない。

それだけでなく、エーテル的解釈では、導体中の電流は、自由電子の運動では なく、何よりもまずエーテルの運動に起因している(§18.10,§23.6.1,§23.3 参照)。 それゆえ、中性粒子から放出された電子は、導体に沿って流れる可能性を持って いないので、陽極の表面上に大量に蓄積されなければならないはずであるにも かかわらず、それは観測されていない。

10. 加速されたイオンによる陰極からの電子の叩き出し効果(イオン-電子放出)に ついて検討しよう。

イオンは電場E~10<sup>3</sup> [V/cm]中において~5 [cm]の距離上で~1 [keV]のエネルギーを得ることができる(小項目3参照)。このようなエネルギーは、イオンが陰極と衝突したとき、電子が脱出するためにする仕事~4 [eV]に打ち勝つのに十分である。ところが、小項目1~3、5、7~9 によれば、顕著なイオン供給源は存在しない。それゆえ、イオン-電子放出はきわめて小さい初期イオン量の関与下においてのみ生じることができる(小項目1参照)。1 [keV]のイオンに対応する叩き出される電子の数が1よりはるかに小さいこと(例えば[121,p.590]参照)を考慮すると、そのような過程は電子の濃度をごくわずかしか増大させることができない。このように、イオン-電子放出は測定される電流に対して顕著に寄与していない。

11. 陰極上におけるイオン-イオン放出もまた,もし存在するとしても,電流に対し て本質的な寄与をしていない。なぜなら,符号が変化しない電場中で形成された イオンは急速に陰極に引き寄せられるからである。 このように,検討されている実験における電子およびイオンの挙動は観測されてい る電流の大きさを説明しない。

既に指摘したように、これに類する諸実験の分析は、物理学を、空虚の中にエネル ギー状態や仮想粒子を導入する必要性へと導いた。そのような一歩は、あらゆる過程 がその中で生じている媒質の概念、すなわちエーテルへの回帰と解釈することができ る。物理学では、真空の電気伝導理論における矛盾を解消し、真空中における放電の 初期段階を説明するため、理解しがたいさらにエキゾチックな方法、すなわちトンネ ル効果の性質を電子に付与するという方法も受け入れられている[188, chap.3, §4, §8; 185, §6.5.1]。トンネル効果の破綻については§4.2.3 を参照されたい。

本書では、奇妙な理論的抽象の代わりに、エーテル量およびエーテル運動量の保存 という2つの公準に基づいて多数の物理法則を論理的に説明する、首尾一貫した諸現 象の解釈の方法論が提唱されている。この方法論では、暗電流およびそれに付随する 諸現象は単純で一目瞭然たる説明を持っている。

エーテル的解釈では、電流とは、回転の非ゼロ回転を持つエーテル流である(§12 参 照)。圧力が十分大きいとき、エーテル流は電極表面から外部へ放出され、別の電極に 到達する。電子およびイオンもエーテル流束中で電極間を移動することが可能である が、しかし、上記に示した定量的推定によれば、暗電流(前駆破壊電流)の主要効果 はエーテル流に起因している。このことの追加的な裏付けは、そこではニュートニウ ムの運動論を用いて計算されたエーテルの熱伝導率が用いられているウィーデマン-フランツの法則の類似物が、真空(物質が存在しないエーテル)中において満たされ ているということである(§21.11 参照)。

+分強力なエーテル流束が,電極および残留空気の中性原子を励起する。非励起状 態に戻るとき,原子は光量子を放出する。発光が観測される。電極の近傍におけるエ ーテル流の空間的非一様性は,電極間における非一様性より大きい。それゆえ,電極 の近傍における励起およびそれに対応する発光は,より強い。発光の青みがかった菫 色は,窒素,酸素,銅,亜鉛および鉄原子のスペクトル中におけるこの色の存在の明 瞭な発現に起因している。

電極間における電位差の上昇は電極間におけるエーテルの圧力差の増大に対応して いる(公式(75)参照)。圧力差の増大はエーテル流の強化をもたらし、その強化が発光 の輝度をより上昇させ、電極を加熱し、原子(何よりもまず材料の強度が相対的に弱 い微小突起の原子)から電子を放出させ始め(§23.9.6, §23.9.7 参照)、電極の爆発

(§18.10 参照) さえをももたらす可能性がある。大きな電子放出の出現に伴い,暗電流は破壊電流に移行する。

既知の実験およびここに記述されている実験は、次の最も重要な結論を下すことを 可能にしている: ある領域における負電荷は、その領域を取り囲んでいるエーテル中 の圧力と比べて相対的に高い、その領域の内部のエーテル圧力に対応している。

例えば,様々な著者によって独立に行われた高真空中での実験[189, p.57-64]では, 顕著な電流が発生する直前,発光が陰極(負に荷電している電極)から始まっている ことが示されている。また,全体的には,絶縁破壊の惹起の陰極メカニズムが主要な メカニズムとみなされている[186, p.26]。運動方程式(5)によれば,エーテルは圧力 がより小さい方へ流れる。このことから,陰極(またはその境界近傍領域)中には, 相対的に高いエーテル圧力が存在すると我々は結論する。
エーテル的観点から見ると、陰極から陽極への電流の流れは、陽極がエーテル流を 受け入れていることを意味する。これが可能なのは、陽極を取り囲んでいるエーテル 中の圧力と比べ、陽極内部のエーテル圧力が相対的に低いときである。

我々の実験では、これらの結論は次の観測結果によって裏付けられる。陰極の絶縁 されていない表面の発光は、陽極の方に向いている側からだけでなく、全ての側から 生じている(このような効果は超伝導陰極でも観測されている[192])。このとき、陰 極尖端の発光の輝度は、側面部の発光の輝度より低い。発光におけるそのような差は、 端部が尖った絶縁されていない棒からなる卍形回転体において、それを負極に接続し たときに特に明瞭に発現する(§23.9.4 参照)。このことは、導線の絶縁状態が終わり、 エーテルを引き込んでいる陽極までの距離が減少するやいなや、エーテル流束は陰極 から脱離し始めるということを意味している。その際、エーテル流は、何よりもまず、 原子構造が脆弱化している微小突起から流れ始める可能性がある。

エーテルが「チャンスがあり次第」陰極から流出するという効果は、そこではエー テル流の速度がより小さく、残留気体をより弱く励起している陰極尖端の近傍におけ る暗部の形成を説明している。

それとは逆に、陽極は主に尖端近傍において発光している。その理由は、エーテル によって引き込まれる粒子によって陽極の絶縁されていない表面が閉塞されること、 また、陰極からより遠く離れた領域ではエーテル流の速度が減少するということによ って説明される。陽極尖端がより高い輝度で発光することは、エーテルの引き込みが、 原子構造が最も脆弱化している場所において始まることに対応している。

このような結論は、金網に陽極が接続されているときと比べ、陰極が接続されてい るときの方が、電極の周囲の金網上における発光斑が著しく大きいということによっ ても裏付けられる。負に荷電している金網上では、エーテルは金網上のより大きい領 域から放出される。金網が正に荷電している場合には、エーテルの吸い込みは陰極尖 端に最も近い場所において生じる。

陰極中におけるエーテルの余剰圧力に関する結論は、陰極からの電子放出について のエーテルによる電子の押し出しという理解と一致している(§23.9.6 参照)。

言い換えると、陰極の表面は、相対的に高い気体圧力を持つ真空室上におけるノズ ルの集合体(あるいは風船中の小さい穴の集合体)としてイメージすることができる のに対し、陽極は、排水路の集合体としてイメージすることができる。

真空中における放電の惹起に必要とされる破壊電圧(エーテル圧力)は,普通,破 壊後における放電の維持に必要とされる電圧より著しく高いことに注目しよう。この ことは,電流に対する電極表面の抵抗は,電流に対する電極間の真空の隙間の抵抗, すなわちエーテルの抵抗より著しく高いということを意味している。この実験的事実

は、導体表面が著しい電流およびエーテル圧力を保持している可能性があることを示している。

定常モードでは、陰極と陽極の間の電場の方向は、それらの間におけるエーテルの 圧力勾配によって決定される(公式(72),(15)参照)。エーテル流がその中のエーテル 圧力が相対的に高い陰極の境界を越えて外に出ると、その加速が生じ、陽極の表面の 直前でその減速が生じる。それに対し、(15),(72)によれば、エーテル密度が微弱にし か変化しない場合には、圧力勾配は陽極の方向を向き、電場は陰極の方向を向く。こ れは、物理学で受け入れられている正電荷から負電荷へ向かう電場の方向と一致して

## 326 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

## いる(例えば[28, p.19, p.20]参照)。

暗電流を創出する際,真空の真空度が高くなるほど電圧(エーテル圧力)を増大さ せる必要がある理由は,残留気体の分子と電極表面との間の衝突回数が減少し,その 減少が電極表面層中の原子間結合の脆弱化の度合いを低下させ始め,このことがエー テル流が表面層を通過することを困難にするということによって説明することができ る。

### 23.9.2. 磁石の存在下における暗電流

エーテル流束の陰極からの脱出,電極間のギャップにおける流れおよび陽極中への 流入の過程に関する詳細な定量的研究は,微視的世界のエーテルモデルの発展を必要 とし,今後における研究方向となっている。

しかし,既に現在,測定される電流密度に基づいてエーテル流の速度を見出し,発 光に基づいてエーテル流の幾何学的パラメーターを推定することができる。

この目的で磁場中における暗電流の研究が行われた。永久磁石のN極の幾何学的中 心は、電場が2つの電極の尖端を結ぶ区間に対して垂直になるように、電極尖端から 小さい距離の所に配置されていた(図21参照)。電流から遮断されていない状態およ び遮断されている状態の磁石の表面が検討された。



図 21. 電極, 磁石および金網の一部の配置スキーム

電極尖端近傍の磁場は約0.15 [T] = 0.15 · 10<sup>4</sup> [G]であった。そのような磁場中では, エネルギーが~1 [keV]の電子は,磁石のサイズより小さいラーモア半径r<sub>L,e</sub> < 0.7 [mm] を持っている。それゆえ,磁場は,電子が陽極尖端に到達すること([171, p.478-480] の実験も参照),また,電子が定電場によって磁場に対して横方向に加速されることを 妨害する。

しかし、電場が存在するため、磁場に対して横方向の電子の加速に対する完全な妨害は生じない。電場ドリフト [28, p.366]の結果、電子は、時間 $t_d \sim (r_{mgn} - 2r_{L,e})/v_d < 6.0 \cdot 10^{-9} [s]の間に、磁石の定磁場の領域から脱出する。ここで<math>v_d = c \mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2 \approx 1.7 \cdot 10^7 \mathbf{I}_z [cm/s]$ は電場ドリフトの速度;  $r_{mgn} = 0.2 [cm]$ は磁石の中心近傍のゾーンの半径であり、そこでは $\mathbf{B} \approx const$ および $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ である。

閉じ込め時間 $t_d$ の間に、電子は、ラーモア円に沿って $t_d/(v_e/2\pi r_{L,e})$ ~25回回転し、 合計すると約25・ $2\pi r_{L,e}$ ~8 [cm]だけ進行することができる。前節の小項目2において、 分子N<sub>2</sub>およびO<sub>2</sub>のイオン化時における1 [keV]の電子の平均自由行程が算出された:  $\lambda_e$ ~16 [cm]。それゆえ、電子の所与の自由行程は、閉じ込め時間を考慮した場合でも、 残留気体を顕著にイオン化するためには不十分である。

このように、磁石を用いた実験では、その運動が暗電流に顕著に寄与することがで きるような、著しい数の追加的荷電粒子は誕生していない。この結論は、磁石の表面 近傍において電場ドリフトの方向内に発光帯が存在しないことによって裏付けられる。

電極間におけるエーテル流の速度Vは電流密度jと関係している。電流密度は公式 (143)に基づいて実験で測定することができる:

$$V = j/k_{m,0}$$
.

永久磁石によって引き起こされるエーテル流速度を文字uで表そう。このエーテル 流中における速度Vの創出は、エーテルの体積要素drに対する一般化ジュコーフスキ ー力dFvの作用をもたらす。公式(131)によれば、一般化ジュコーフスキー力は外部非 ポテンシャル力の非存在下では次のようになる:

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{V}} = \left(\mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u})\right) + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V})\right) d\tau$$

磁場の定義(20),および公式(144)の導出時に用いられた変換を考慮すると,一般化 ジュコーフスキー力の体積密度に関して次式が得られる:

$$\frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} = \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{m}}\mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) = \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2}k_{\mathrm{m},0}\mathbf{u} \times \left(\frac{\mathbf{B}_{\mathbf{V}}}{c} + \frac{1}{k_{\mathrm{m},0}^{2}}\mathbf{j} \times \mathbf{\nabla}\rho_{\mathrm{m}}\right).$$

ここでjは電極間の電流密度; B<sub>v</sub>はその電流によって創出される磁場; Bは永久磁石の磁場である。

エーテル運動方程式(5)を,  $\mathbf{F} = d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}/d\tau$ の場合について小さい時間間隔 $\Delta t$ において積分しよう:

$$\frac{d(\rho_{\rm m}\mathbf{u})}{dt} = \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} - \boldsymbol{\nabla}p$$

右辺は時間 $\Delta t$ の間に微弱にしか変化しないと仮定して、エーテル流束密度の増分  $\Delta(\rho_m \mathbf{V})$ を得よう:

$$\Delta(\rho_{\rm m}\mathbf{V}) \approx \left(\frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} - \mathbf{\nabla}p\right)\Delta t.$$

エーテル密度 $\rho_m$ も $\Delta t$ の間に微弱にしか変化しないとすれば、速度の増分に関して次式が得られる:

$$\Delta \mathbf{V} \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \left( \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{V}}}{d\tau} - \boldsymbol{\nabla}p \right) \Delta t = \frac{1}{\rho_{\rm m}} \left( \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \left( \frac{\mathbf{B}_{\mathbf{V}}}{c} + \frac{1}{k_{\rm m,0}^2} \mathbf{j} \times \boldsymbol{\nabla}\rho_{\rm m} \right) - \boldsymbol{\nabla}p \right) \Delta t.$$

Δtについて積分すると、体積要素の位置の動径ベクトルの増分が得られる:

$$\Delta \mathbf{r} \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \left( \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \left( \frac{\mathbf{B}_{\rm V}}{c} + \frac{1}{k_{\rm m,0}^2} \mathbf{j} \times \nabla \rho_{\rm m} \right) - \nabla p \right) \frac{\Delta t^2}{2}$$

エーテル密度の勾配が小さいとき (**∇**ρ<sub>m</sub> ≈ 0), 次式が得られる:

$$\Delta \mathbf{r} \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \Big( \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_{\rm V}}{c} - \nabla p \Big) \frac{\Delta t^2}{2}.$$
 (342)

この実験の条件下では、エーテル圧力の勾配**V**pには垂直成分が事実上存在しない

328 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

(図 21 参照)。それゆえ,次式が得られる:

$$\Delta z \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \left( \mathbf{j} \times \frac{\mathbf{B}}{c} + \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_{\rm V}}{c} \right) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_z$$

(342)の第1項は垂直成分を持っていない。すると、次式が得られる:

$$\Delta x \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \Big( \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_{\mathbf{V}}}{c} - \nabla p \Big) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_x, \quad \Delta y \approx \frac{1}{\rho_{\rm m}} \Big( \frac{1}{2} k_{\rm m,0} \mathbf{u} \times \frac{\mathbf{B}_{\mathbf{V}}}{c} - \nabla p \Big) \frac{\Delta t^2}{2} \mathbf{i}_y.$$

ここで $\mathbf{i}_x$ ,  $\mathbf{i}_y$ ,  $\mathbf{i}_z$  はx軸, y軸, z軸に沿った単位ベクトルである(図 21 参照)。

我々の実験におけるΔzおよびΔxの推定を, $\rho_{\rm m}$ は非擾乱エーテル密度 $\rho_{\rm m,0}$  (246)に近いという条件下で行い,その推定結果を観測される発光の偏向と比較しよう。

 $\mathbf{j} = I/S \mathbf{i}_V$ である。ここでIは測定される電流; Sは電極間の発光領域の横断面積;  $\mathbf{i}_V$ はエーテル流の速度Vの方向の単位ベクトルであり,  $\mathbf{i}_V = \pm \mathbf{i}_y$ である。 $I \approx 1.5 \cdot 10^{-3}$  [A] = 4.5 · 10<sup>6</sup> [statA],  $S \approx 0.023$  [cm<sup>2</sup>]の場合には,  $\mathbf{j} = 2 \cdot 10^8 \mathbf{i}_V$  [statA/cm<sup>2</sup>]が得られる。すると,  $B \approx 0.15$  [T] = 0.15 · 10<sup>4</sup> [G]のとき,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c \approx \pm 10.0 \mathbf{i}_z$ が得られる。

電極間において電流によって創出される磁場 $\mathbf{B}_{\mathbf{V}}$ の大きさを,電極尖端と磁石の間の 距離に相当する $R \approx 0.2$  [cm]のとき,公式(115)によって推定しよう:  $\mathbf{B}_{\mathbf{V}} \approx 0.0015$  [G]。

磁石によって引き起こされたエーテル流の速度**u**の絶対値を,公式(20)  $|\mathbf{B}| = c|\nabla \times (\rho \mathbf{u})| \approx c\rho_0 |\nabla \times \mathbf{u}| \approx c\rho_0 |\mathbf{u}|/R$ によって推定しよう: *R*~0.2 [cm]のとき,  $|\mathbf{u}| \approx |\mathbf{B}|R/(c\rho_0) \approx 3 \cdot 10^4$  [cm/s]。

このように、 $\Delta z$ に関する公式の第 1 項は第 2 項よりはるかに大きい:  $|\mathbf{j} \times \mathbf{B}/c| \approx$ 10.0 ≫  $|k_{m,0}\mathbf{u} \times \mathbf{B}_{\mathbf{v}}|/(2c) \approx 6 \cdot 10^{-6}$ 。

エーテル流束が定磁場**B**のゾーンを通過する時間は、電極尖端部における迂回流を 考慮すると次のようになる:  $V = j/k_{m,0} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ [cm/s]}$ の場合、 $\Delta t \approx 2r_{mgn}/V \approx 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ [s]}$ 。

すると、エーテルが速度Vでy軸に沿って流れるとき( $i_V = i_y$ )、 $\Delta z \approx -0.5$  [cm]となる。この値および磁石の近傍におけるエーテル流束の偏向方向は、金網に負電圧が供給されているときに実験で観測される、発光領域の水平線からの偏向と一致している。電極の極性を置き換えると、発光は反対側へ偏向して $\Delta z \approx 0.5$  [cm]となる。このこともまた、 $\Delta z$ に関して得られた解析公式と一致している。なぜなら、そのとき、jが-jに変わるからである。

今度は偏向 $\Delta x$ を推定しよう。 $\nabla p$ が電流に対して横方向の場合には、 $R \sim 0.2$  [cm]のと き、 $\nabla p \approx \rho_{m,0} (\mathbf{V} + \mathbf{u})^2 / R \mathbf{i}_x \approx 40 \mathbf{i}_x$ が得られる。ここでのプラス記号は、電極と磁石の 間のギャップ中におけるエーテル圧力が、ギャップに対して外側の電極面上における エーテル圧力より減少していることと一致している。(15)によれば、pの減少は、エー テル流の領域が狭隘化したときに発生する速度増大によって引き起こされた。

Δxに関する公式では第2項が第1項よりはるかに大きいことを考慮すると、Δx ≈ -1.8 [cm]が得られる。すなわち、エーテル流束は、電極から0.2 [cm]の距離にある磁石 の方へシフトしていき、次にそこから跳ね返らなければならない。実験では、まさに そのような状況に相当する発光が観測されている。電極と磁石の間のギャップの方へ のエーテル流のシフト効果は、物体間を空気が吹き抜けるとき、ベルヌーイの法則に 従って物体同士が引き寄せ合うこと(例えば [26, p.494] 参照)と類似している。

電場によって加速された電子およびイオンは、衝突時に発光に寄与することができ

329 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

る。しかし、上記に示したように、検討されている実験で主要な発光の励起子および 暗電流の担体となっているのは、電子やイオンではなく、エーテル渦流であることを 強調しよう。

エーテル的解釈では、[184, p.57] に記述されている、暗電流に対して横方向の磁場 を印加することによって暗電流における電子とイオンの割合を見出そうとする試みは、 一般化ジュコーフスキー力(131)がエーテル流に及ぼす影響の研究を意味している可 能性がある。

 $\Delta z, j$ およびBの正確な測定を通じて、エーテル密度 $\rho_m$ を推定することができる。磁石を用いない実験と用いた実験において、陰極を出たエーテル流束がその範囲内で散乱する立体角の大きさを推定することも興味を引く。なぜなら、この効果は陽極である金網上における発光の形で観測されるからである。

ー様な定電場および定磁場中における電場ドリフトの速度は、粒子の電荷および質量に依存しないことが知られている [28, p.366]。エーテルモデルでは、この事実は、川の中に存在する全ての物体に対して同一の速度を与える川の流れとの類推に基づき、当該のエーテル流束による全てのタイプの荷電粒子の引きずりとして解釈することができる。外力の非存在下におけるE>Bのときの光速度の克服という問題の発生は、荷電粒子の加速に対するエーテル構造要素―ニュートニウム―(§21.2)からの著しい妨害の開始を意味している可能性がある。

### 23.9.3. 風車

風車とは、細い糸で吊り下げられた羽根付きのプロペラである(図22参照)。装置 のこの名称は[191, p.756]から借用された。我々の場合には、一様で中まで同じ材質 の4枚羽根が用いられた。各羽根は長方形の形状を持っている。風車は、普通紙、シ ェラック含浸紙、アルミホイルまたは金ホイルで製作された。2つの電極間における 風車の回転について空気中および真空中で研究した。実験は F.S.ザイツェフと V.A.チジ ョフによって行われた。



図 22. 風車を用いた実験のスキーム

電極のうちの一方は、側面が絶縁された断面積2.5 [mm<sup>2</sup>]の先が尖った銅製ワイヤー であった。2番目の電極としては、1番目と同じ電極、または金網の形状の電極が用い られた。電極間の距離は~5 [cm]であった。風車は、電極間の最短線分が風車の回転軸 と重ならないように、すなわち、電極間の流れが風車を回転させることができるよう に配置された。電極には直流電圧が印加された。

空気中では、風車の強い回転は、電極間の電位差が~3·5 [kV]のときに始まった。こ

のような回転は、いわゆるイオン風によって説明される、よく知られている効果である(付論7参照)。

§23.9.1 におけるのと同じ、1 気圧の5・10<sup>4</sup>分の1の圧力を確保することができる真 空室が用いられた。様々な材料で製作された風車を用いた実験は、空気中におけるよ うな強い回転を示さなかった。このことは、イオン風が著しく減少したこと、すなわ ち、この実験にとって十分に真空度の高い真空が創出されていたことを意味している。

ところが、風車はそれでもなお運動していた。電位差(エーテルの圧力差(75))の 創出に対しては、金属製風車の方がより強く反応した。電位差が0 [kV]から~5.5 [kV]ま で増大したとき、金属製風車はフル回転した。それにもかかわらず、エーテル流と風 車との力学的相互作用の効果が観測されたと結論するのは、今は時期尚早である。な ぜなら、風車の回転は、電極間の電場中における静電誘導、すなわち羽根上で誘起さ れた電荷の電極への引き寄せに起因していた可能性があるからである(§18.13)。

電極間のエーテル流の運動エネルギー密度を上側から推定しよう。電圧増幅用変圧 器の構造により、回路中の電流の値は15 [mA] = 4.5  $\cdot$  10<sup>7</sup> [statA]までに制限されていた。 断面積2.5 [mm<sup>2</sup>]の導線中のそのような電流の密度は $j \approx 1.8 \cdot 10^9$  [statA/cm<sup>2</sup>]であり、 エーテル流の速度は $u = j/k_{m,0} \approx 2.7 \cdot 10^5$  [cm/s]である((143)参照)。すると、所与の 条件下における導線中のエーテル流の最大運動エネルギー密度として、 $\rho_m u^2 \approx \rho_{m,0}u^2 \approx 144$  [erg/cm<sup>3</sup>]が得られる((15),(246)参照)。このようなエネルギー密度は、 速度~17 [cm/s]で運動する 1 立方 cm の水(密度1 [1/cm<sup>3</sup>])の運動エネルギー密度と 一致している。ここでは、水の運動エネルギーは、普通の意味で(運動量という意味 ではなく、§1.4)、物体をある 1 点から別の 1 点へ移動させるときに力がする仕事の密 度 [26, p.131] として理解されている。しかし、エーテル流にとって羽根は高い透過 性を持っており、また、エーテル流が電極から脱出した後にエーテル流の渦度および 速度が減少する可能性があるため、風車に対しては、エーテル流が導線中で持ってい た運動エネルギーのうちの小さい割合しか伝達されない。その割合の計算は、物質の 内部構造に関するエーテルモデルの構築後に可能になる。

このように、エーテル流による風車の力学的回転を検出するためには、回転に対す る抵抗がより小さいサスペンション(例えば磁気浮上装置)を用いたより精密な実験 を実施すること、また、エーテル流を十分に保持することができる材料、例えば羽根 の面に沿った超伝導材料(§23.10.2)あるいは密な原子物質で被覆された材料(§23.10.3) を用いた風車を製作する必要がある。エーテル流に対する障害物を減少させるために は、より真空度の高い真空を創出するとともに、一方または両方の電極として超伝導 体を適用し[192]、電極の側面を通過するエーテルの漏出を防ぐために側面の良好な 遮断措置を講じる必要がある。

#### 23.9.4. 卍形回転体

卍形回転体<sup>[款注]</sup>あるいはフランクリンの輪 [Franklin's wheel] [28, p.51] は、対称に 配置された端部が尖った何本か(普通は4本)の曲がった棒から構成されている(図 23)。実験では、卍形回転体の対称の中心は尖った軸の上に置かれるか、または細い糸

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup>「卍形回転体」のロシア語原文での用語«коловрат»に相当する英語は«swastika»であり、「鉤十 字、卍(まんじ)」と訳されている。これは物理学用語としては不適切なので、この訳文では、日本語の 文献でこの種の静電気実験用装置の名称として用いられている「卍形回転体」とする。



図 23. 吊り下げられた卍形回転体

で吊り下げられる。その中心に,軸を通じて,またはフレキシブル導線を用いて電圧 が供給される。

空気中では、卍形回転体は~5 [kV]以上の電圧になったときに回転し始める(これは 装置の具体的な構造によって異なる)。そのような回転は、棒の尖端上におけるイオン 風の創出によって説明されている(付論7参照)。

筆者らは、V.A.チジョフ、S.M.ゴジンおよび I.N.ステパノフと共同で、卍形回転体の 真空中における挙動を研究した。用いられた真空室は、§23.9.1の実験におけるのと同 じ、1気圧の5・10<sup>4</sup>分の1の圧力を確保することが可能な真空室である。真空室のガ ラス鐘上において棒によって誘起される電荷の影響を防止するため、卍形回転体は真 空室中のファラデーケージの内部に収められていた。卍形回転体およびケージには、 同一の電圧源から様々な値の定電圧が供給された。ケージ上における電位の利用が電 場を増強している。

卍形回転体の空気中における回転速度を増大させるため、卍形回転体の構造に変更 が加えられた。棒の曲がり部をより滑らかな形状にすること、また、棒の尖端のケー ジ側に平面状絶縁体、例えばシェラック製絶縁体を取り付けること(図24)が、回転 速度の増大を促進することが判明した。より滑らかな曲がり形状は、棒の側面を通過 するエーテル圧力(電圧(75))の損失を減少させる。イオンおよびエーテルの流束は、 棒の尖端から最短経路を通って金網の格子に向かっていく。それゆえ、そのような絶 縁体は、棒の端部の回転円に対して接線方向の流束成分を増大させる。



図 24. 絶縁体付きの卍形回転体

最も良好な結果をもたらすのは、卍形回転体を糸で吊るした実験であることが判明 した。なぜなら、真空中では、~25 [kV]の電圧が印加されているにもかかわらず、軸 の尖端上における摩擦抵抗が、ある時間の経過後に卍形回転体の回転停止をもたらし たからである。

真空中では、卍形回転体に~10-25 [kV]の負電荷が供給されているとき、棒の曲が

り部の凸側の方向への卍形回転体の小さい回転が観測された(図 24 参照)。導体の負 電荷は,導体中のエーテルの余剰圧力に対応している(§3.18.13 参照)。それゆえ,卍 形回転体のこの挙動は,尖端から脱離しつつあるエーテル流束の作用下における反動 として解釈することができる。

卍形回転体に~10 − 25 [kV]の正電荷が供給されているときには、それとは反対方向 (棒の曲がり部の凹側) への卍形回転体のきわめてわずかな回転が生じた。この効果 は、正電荷のとき、内部のエーテル圧力が相対的に低下している棒の尖端の方へエー テルが引き寄せられることと関連付けることができる。

ただし、反動の生成に関する最終的結論を下すためには、より真空度の高い真空中 においてより精密な実験を行い、卍形回転体の顕著な回転を実現する必要がある。ま た、測定された回転速度をエーテル理論に基づく定量的推定値と対比する必要がある。 卍形回転体の顕著な回転の達成は、次の改変を加えることによって可能となる: 棒の 側面および電圧供給導線の表面を通過するエーテルの漏出に対する遮断措置を改善す ること; 断面積の大きい供給導線を使用すること; 回転に対する抵抗がより小さい サスペンション (例えば磁気浮上装置)を適用すること; 例えばエーテル伝導性の低 い材料で作られたあれこれの形状のノズルを適用することにより、エーテル流束の接 線成分を増大させること。

§23.9.3 との類推に基づき、卍形回転体の 1 本の棒によって生成されるエーテル推 力を推定しよう。回路中の電流が15 [mA] = 4.5 · 10<sup>7</sup> [statA],棒の断面積が1 [mm<sup>2</sup>]の とき、4 本の棒のそれぞれにおける電流密度は $j \approx 1.1 \cdot 10^9$  [statA/cm<sup>2</sup>]である。すると、 1 本の棒の中のエーテルは速度 $u = j/k_{m,0} \approx 1.7 \cdot 10^5$  [cm/s]で運動する((143)参照)。 エーテル流の運動エネルギー密度は $\rho_m u^2 \approx \rho_{m,0} u^2 \approx 226$  [erg/cm<sup>3</sup>] となる((15)、 (246)参照)。速度~21 [cm/s]で運動する 1 立方 cm の水(密度1 [1/cm<sup>3</sup>])は、このような運動エネルギー密度を持っている。ここでは、水の運動エネルギーは、普通の意 味で(運動量という意味ではなく、§1.4)、物体を 2 点間で移動させるときに力がする 仕事の密度 [26, p.131] として理解されている。

ただし,我々の実験では,棒の尖端からの脱出時におけるエーテル流束の接線成分 が小さく,また,卍形回転体の側面を通過するエーテル圧力の損失が大きいため,回 路中におけるエーテル流の運動エネルギーのうちの小さい割合しか卍形回転体のため に消費されていなかった。

# 23.9.5. 非対称コンデンサー. ビーフェルド-ブラウン効果. リフター. 改変型卍形 回転体

非対称コンデンサーの最も単純な構造は、絶縁体上に固定された、電圧源に接続さ れている細い導線の区間および太い導線の区間から構成されている(図 25 参照)。普 通、実験では定電圧が用いられる。非対称コンデンサーについて考察するときには、 コンデンサーの導体(板)は電極と呼ばれる。

空気中では、電極間電圧が~1 [kV/mm]のとき、細い電極の側への非対称コンデンサーの運動が生じる。この現象はビーフェルド-ブラウン効果と呼ばれている([275,276]の概説記事参照)。この現象は、細い電極の表面近傍では導線の横断面の曲率が大きい



図 26. リフター

ために電場が強まり、その結果細い電極の近傍で発生するイオン風(付論7参照)に よって説明されている。第2の(太い)電極の存在が、1個だけの電極からなるイオ ン風創出構造と比べ、非対称コンデンサー中においてより高い電場強度を得ることを 可能にする。

非対称コンデンサーは、イオン風によって推力を創出するための様々な装置で用いられている。そのような装置の1つはリフターである(図26参照)。インターネットには、リフターの構造、その飛行およびそれに伴う空気流をテーマとする多数のビデオが存在する(例えば[316]参照)。普通、太い電極は3角形の形をしたホイルで作られている。太い電極には、その上側からワイヤーからなるループ形の細い電極が絶縁体上に取り付けられている。イオン風の推力は、電圧~20[kV]のとき、リフターを持ち上げるのに十分であることが判明している。

ビデオ [317] では,棒の端部上で非対称コンデンサーを用いている改変型卍形回転体(図 27 参照) が示されている。羽根の外部におけるエーテル圧力の損失を減少させ



図 27. 改変型卍形回転体

るため、供給される導線の正電位と負電位との間には間隔があけられている。それと 同じビデオでは、非対称コンデンサーの推力を測定するための構造も提案されている。 その構造は相異なる長さのアームを持つ振り子から構成されており、振り子の上端部 にはコンデンサー、下端部には釣り合いおもりが固定されている。

筆者らは、本書の出版までの間に非対称コンデンサーを用いた実験を実施する時間 を持つことができなかった。それゆえ、インターネットで紹介されているそのような 実験に関するデータを、検証なしで利用することにしよう。我々は、イオン風によっ ては説明されない高真空中における非対称コンデンサーの運動を証明している、少な くとも3本の信頼感を抱かせるビデオを見出すことができた。

[318] のプレゼンテーションでは、2003 年、NASA は真空装置 NSSTC LEEIF 中に おける非対称コンデンサーの挙動に関する研究を行ったと断言されている。 圧力1.72・ 10<sup>-6</sup> [Torr], すなわち1気圧の~4.3 · 10<sup>8</sup>分の1の圧力のとき、真空中における非対称 コンデンサーの回転が記録された。

2011年に公開されたビデオ [319] では, 圧力~2.9・10<sup>-6</sup> [Torr]のときの真空中にお ける非対称コンデンサーの運動が実証されている。そのコンデンサーの構造は NASA で用いられたものとは異なっている。

ビデオ [317] は, 圧力~3.75・10<sup>-6</sup> [Torr]のときの 4 本の棒を持つ改変型卍形回転 体の真空中における運動が示されている。2006 年以前に行われた実験がカメラによ って鮮やかにとらえられている。

エーテル的解釈では、真空中における非対称コンデンサーの運動は単純明快な説明 を持っている。細い電極は、横断面の曲率がより大きいので、自らの近傍において太 い電極より大きい電場を創出する。それゆえ、細い電極の近傍におけるエーテル圧力 勾配はより大きい(公式(72)参照)。運動方程式(5)により、相対的に高い圧力勾配は より速度の大きいエーテル流をもたらす。状態方程式(15)によれば、このことに伴い、 細い電極の近傍のエーテル圧力は、太い電極のエーテル圧力より低くなる。より低い 圧力の側へ向かうエーテル流が太い電極を引きずるのである。

正電荷は導体中における相対的に低いエーテル圧力に対応しており(§3,§8.13 参照), その圧力が導体中へのエーテルの引き込みをもたらす。それゆえ,エーテル電流の逆 流の創出を回避するためには,細い電極を正電位に接続することが目的に適っている。 普通,実験ではまさにそのように接続されている。

エーテル理論と以上に示した実験結果との定性的一致は,エーテルの存在,そして 導体中における電流のエーテル的メカニズムを裏付けている。

太い電極に(例えばその電極の,細い電極から遠い方の側に)エーテルにとって透 過困難な板を取り付けるか,またはその板を電極間に固定した場合には,非対称コン デンサーの運動速度が増大すると予想するべきである。コンデンサーの運動速度を測 定すれば,様々な材料が持つ,エーテル流にとっての透過性をテストすることができ る。

距離dの所に存在する半径aおよびbの平行な円筒形陰極の間の点rにおけるエーテルの圧力差を推定しよう(図 25 参照)。表面全体が一様に荷電している半径aの無限長円筒の電位に関する公式 [28, p.78] を利用しよう:

$$\varphi_{a} = \begin{cases} \varphi_{0} & r < a\mathcal{O} \succeq \mathring{z} \\ -\frac{2\pi a\sigma_{a}}{\varepsilon} \ln \frac{r}{a} + \varphi_{0} & r \geq a\mathcal{O} \succeq \mathring{z}. \end{cases}$$

ここでrは円筒軸までの距離;  $\sigma_a$ は表面電荷密度;  $\varepsilon$ は媒質の誘電率であり,真空中では $\varepsilon = 1$ である。すると,次式が得られる:

$$\varphi_b - \varphi_a = \frac{2\pi}{\varepsilon} \left( a\sigma_a \ln \frac{r}{a} - b\sigma_b \ln \frac{d-r}{b} \right)$$

公式(75)により、エーテルの圧力差に関して次式が得られる:

$$p_b - p_a = k_{\mathrm{m},0}(\varphi_b - \varphi_a).$$

距離*d*における電位*φ*は大きさが*q* = *φεd*の点電荷を創出する[28, p.76]。*d* =1.5 [cm], *φ* = 10 [kV] ≈ 33.3 [statV]のとき,真空中において*q* ≈ 50 [statC]が得られる。

半径aの細い電極に対して電荷q/2(ここでq > 0),半径bの太い電極に対して電荷 -q/2が伝達されたとしよう。高さl,半径aの円筒の表面電荷密度は,電荷を円筒の表 面積 $2\pi a l$ で割ることによって計算される。真空中において,a = 0.3 [mm], b = 3 [mm], l = 50 [mm]のとき,次の値が見出される:

$$\sigma_a = -\frac{q/2}{2\pi al} \approx 265, \quad \sigma_b = \frac{q/2}{2\pi al} \approx -26.5 \text{ [statC/cm^2]}.$$

圧力差に関しては、例えば点r = d/2において次の値が得られる:

 $p_b - p_a \approx 2.9 \cdot 10^5 \,[\text{dyn/cm}^2] = 2.9 \cdot 10^4 \,[\text{Pa}] \approx 0.29 \,[\text{atm}].$ 

きわめて小さいサイズを持っているニュートニウム(253)の流れ (エーテル流) にとって,普通の物質の透過性は高いため,非対称コンデンサーの駆動に対しては,圧力 差のうちきわめて小さい部分しか作用しない。

エーテルの圧力差に関して得られた推定値は、エーテルにとって透過困難な材料を 太い電極の一部分上、またはエーテル流の経路上において使用することは、非対称コ ンデンサーの推力およびその運動速度を著しく増大させる可能性を持っていることを 示している。そのような材料としては、超伝導体(磁場および電場を遮蔽する)、高密 度の原子粉末(§23.10.4)、緻密な微孔性(発泡)材料(きわめて不規則な構造を持っ ている)、および非擾乱エーテルの圧力(248)を超える圧力下にある物質(p.215-216の 実験的事実参照)を試すことができる。方程式(5)によれば、大きいエーテル圧力勾配 もエーテル流束に対する障害を創出することができる。

磁石と強磁性材料との相互作用を分析したところ、大きさのオーダーの点で上記と 類似したエーテルの圧力差が得られたことが§19.2の末尾に示されている。このこと は、これら2つの推定値の合理性を裏付けている。

永久磁石はエーテル流を創出しており,それゆえ,非対称コンデンサーにおける永 久磁石の使用は,エーテルの運動速度を増大させる可能性と減少させる可能性の両方 を持っている。

## 23.9.6. 導体からの自発電子放出と電子の光子放出

そこでは著しい自発電子放出(低温電子放出,例えば[188, chap.43; 193, p.204-206]

336 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

参照)または電子の光子放出(光電効果,例えば[188, chap.4; 193, p.200-204]参照) が生じている,真空中における放電の諸モードについて検討しよう。

金属の伝導の電子論の主要な裏付けとみなされているトルマン-スチュアートの実験に関する詳細な分析(§23.6.1, §23.2)および単極発電機を用いた実験(§23.3)は、 導体中の電流を大量の自由電子の運動によって説明することが不適切であることを示 している。それゆえ、陰極からの電子放出について考察する際には、導体からの自由 電子の放出やその仕事について検討するのではなく、導体の表面近傍層中の原子から の電子脱離の条件について検討する必要がある。

それだけでなく、エーテル物体としての電子の一部は、引き込まれた強い渦度を持 つエーテル流、原子中におけるエーテルの運動、および微小凹凸の尖端上における電 場の著しい応力が組み合わさったとき、導体表面の微小凹凸上で誕生する可能性があ る。

このような予想は、入力導線の伝導に関する破綻した電子論(§23.2.1,§23.2.2)を導入することなく、電流が真空中で電極間を流れることが可能であること、真空中における放電を伴うある種の電気回路、例えばブラウン管中には無限個の電子の供給源が存在すること[320]、また、電極上には電荷蓄積が存在しないことの理由を説明している。陰極は相対的に高いエーテル圧力を持っている(p.325)。陰極上で誕生した電子は、その余剰圧力を、相対的に低いエーテル圧力を持っている陽極へ移動させることを助ける。それらの電子は陽極表面上で崩壊し、陽極に圧力を伝える。

しかも,陰極上における電子の誕生という予想は,N.テスラの実験と一定程度合致 している。N.テスラが 1937 年の 81 歳の誕生日に記者に語った言葉から引用しよう [321,epub フォーマットで p.132]。「電子に関する私の理解は,普通受け入れられて いる理解とは矛盾している。電子は,要素的実体ではなく,表面電荷を担っている比 較的大きな物体だと私は考えている。そのような電子がきわめて高い真空度を持つ真 空中できわめて高い電位を持つ電極から遠ざかっていくときには,電子は,通常の静

電荷の何倍も大きい静電荷を担っているのだ。このことは、粒子は管 [=ブラウン管]の 中でも、管の外の空気中でも同じ電荷を持っていると考えている人たちを驚かせるか もしれない。その考え方は間違っている、なぜなら、粒子が大気中に入るやいなや、 粒子は余剰電荷の放出により、強い光を放つ星になるからだということを示す、説得 力のある美しい実験を私は考え出したからだ。ある種の管の動作時に生じる不具合や、 その急速な損耗は、粒子上に貯まっている膨大な量の電気のせいなのだ」。

エーテル理論は、トルマン-スチュアートの実験(§23.6.1)、レピョーシキンの実験 (§23.6.2)および単極発電機を用いた実験(§23.3)に対し、エーテル運動方程式(4)-(6)からの論理的帰結である電磁誘導の起電力およびジュコーフスキーの起電力(§9, §18.11 参照)としての明快な理解を与えている。

エーテル流の作用は、自発電子放出も、電子の光子放出も説明することができる。 電子の光子放出とは、光子の作用下での固体からの電子脱離である。光子によって (エーテルの運動によって)固体表面に及ぼされる圧力は、その物体の表面近傍層中 の原子から電子を押し出す仕事をすると予想することができる。

低温電子放出の場合には,押し出しのメカニズムはそれに類似しているが,エーテ ル流は物体の外部からではなく,内部から作用する。

自発電子放出および光電効果に際し、エーテルの運動が原子1個に及ぼす圧力Pを

推定しよう。物体からの電子1個の放出の過程でエネルギーEが消費されるとすると、 発生するエーテルの圧力Pに、そのエネルギーの体積密度を対応させることができる:

$$P=\frac{E}{4\pi r^3/3}.$$

ここでrは原子の半径である。

原子の半径 [200, p.44], 自発電子放出時における原子からの電子脱離のエネルギー  $\varphi_*$ (脱出の仕事量)[121, p.568; 193, chap.4, §3]および光子放出時における原子から の電子脱離のエネルギー $hv_0^*$ [193, chap.4, §3]は実験から知られている。これらのデ ータに基づき, 自発電子放出および光子放出時における固体原子からの電子脱離に必 要とされるエーテルの圧力 $P_{\varphi_*}$ および $P_{hv_0^*}$ を計算することができる。

いくつかの化学元素に関するそのようなデータを下表に示す。ここでは[200, p.44] の表に掲げられている原子の平均半径が用いられている。

原子	r,[Å]	$arphi_*$ , [eV]	$h\nu_0^*$ , [eV]	$P_{\varphi_*}$ , 10 <sup>10</sup> [Pa]	$P_{h\nu_{0}^{*}}$ , [Pa]
Li	1.57	2.38	2.18	2.37	2.17
Si	1.35	4.80	4.55	7.43	7.04
Ti	1.50	3.95	3.55	4.52	4.06
Cr	1.40	4.58	4.30	6.38	5.99
Fe	1.37	4.68	4.68	7.00	7.00
Ni	1.38	4.50	4.90	6.49	7.07
Cu	1.37	4.40	4.40	6.52	6.52
Zn	1.37	4.24	4.33	6.28	6.41
Ge	1.28	4.76	4.96	8.73	9.10
Cd	1.56	4.10	4.33	4.16	4.40
Sn	1.61	4.38	4.30	4.00	3.93
Pt	1.51	5.32	5.55	5.96	6.22
Pb	1.72	4.00	4.00	3.03	3.03
U	1.71	3.30	3.46	2.51	2.63

自発電子放出時と光子放出時の脱出エネルギーは対比可能な値であることが分かる。 このことは、これらの過程のエーテルメカニズムは類似しているという予想を裏付け ている。

得られた圧力値は、自由空間中におけるエーテル圧力 $p_0 \approx 1.1 \cdot 10^{11}$  [Pa] (248)より 顕著に小さい。このような結果は自然である。なぜなら、放出時に必要なのは、固体 原子中における電子の結合力を克服することであり、 $p_0$ のオーダーの圧力が必要とさ れる導体の爆発時のように (§18.10)、固体自体を破壊することは必要とされていない からである。

考察されている効果が持つエーテル的性格は、あらかじめ決定されていない場所に おける陰極点の形成[193, chap.4, §2, p.197, p.201; 189, p.206, p.207]をも裏付けてい る。巨視的物体の貫通との類推によれば、エーテル流による電極表面の貫通は、実験 実施の具体的時点における多数の微視的要因の重なり合いの総体的結果として発生す る。このとき,遅れ時間の間およびそれ以降における陰極の加熱強度に関する公式は、 従来のままとなる。なぜなら、(160)によれば、電気回路中におけるエーテル流のエネ ルギーのパワー密度は、電流密度および電場の測定値を通じて表されているからであ る。公式(160)には電子は出てきていないことを強調しよう。

固体からの電子放出のエネルギーは、固体外部の独立原子のイオン化エネルギーの 3-4分の1である。このことは、原子および原子の構造要素によって構成されている 固体の内部には、(電流が存在しないときでも)かなり強力なエーテル流が存在してい ることを意味している。なぜなら、状態方程式(15)によれば、エーテル圧力は流束の 存在下では減少し、固体原子中の電子は、自由空間中に存在する独立原子中の電子と 比べ、エーテルによって外側からより少なく圧迫されているからである。

光電効果は無慣性という性質を持っていること、すなわち、光電流は瞬時に一光の 照射と同時に一出現することが実験から知られている。光電効果の多数の科学技術的 適用はこの性質に立脚している [30, p.17]。一般に受け入れられている解釈(例えば

[30, p.17] 参照)とは異なり,エーテル的解釈では,そのような性質は,高速度で伝播する光が投入されたとき,エーテル圧力が固体原子からの電子脱離に必要な閾値圧力を事実上瞬時に超過するという,単純で自然な説明を持っている。

物理学では、光電効果の際、光子エネルギーの吸収は電子を経由して生じるとみな されている [30, p.17]。エーテル的解釈では、光子エネルギーは、電子に伝達される だけでなく、導体の内部および表面近傍においてエーテル流の創出のために消費され る可能性がある。そのようなエーテル流のエネルギーは、例えば導体の構造要素の熱 振動の増大のために消費される可能性がある。自発電子放出の際にもそれと類似した 状況が生じる。こうして、公式(12)を考慮すると、光電効果または自発電子放出の際 のエネルギー収支方程式は次の形を持つ:

$$\frac{m_{\rm e}v_{\rm e}^2}{2} + \rho_{\rm m}\mathbf{u}^2 V_{\nu} = h\nu - A$$

ここでAは脱出の仕事量;  $m_e$ および $v_e$ は電子の質量および速度;  $V_c$ は電子脱離時に 光子または電場が速度u,密度 $\rho_m$ のエーテル流をその中に創出する領域の体積である。

**u** = 0の場合には、光電効果の際に飛び出す電子の最大運動エネルギーに関する有名 なアインシュタインの公式(例えば[30,公式(2.1)]参照)が得られる:

$$\frac{m_{\rm e}v_{\rm e,max}^2}{2} = h\nu - A$$

### 23.9.7. 破壊電流

破壊(火花)気体放電におけるエーテル流,電子およびイオンの役割について考察 しよう。既に何度も指摘したように,導線中の自由電子は,もし存在するとしても, 電流の流れを生じさせることができず,したがってまた電荷を電極に送達することが できない。次の疑問が生じてくる。では,電極間において多数の荷電粒子が運動して いる持続的破壊放電モードにおいては,いったい何が負電荷および正電荷を保持して いるのであろうか?

脱離された電子によって陰極から運び去られた負電荷(相対的に高いエーテル圧力, §3, §23.9.1, p.325 参照)は、電圧源の負極によって創出される相対的に高い圧力によ って部分的に相殺される。

それと同様に, 陽極の場合には, 放出イオンが正電荷(相対的に低いエーテル圧力) を運び去り, その正電荷は, 電圧源の正極の総体的に低い圧力によって相殺される。

電極から(エーテル流の作用下または粒子による衝撃の作用下で)脱離されたサイズの大きいクラスターは、その電極に対応する、相対的に高いまたは低いエーテル圧力(負電荷または正電荷)を持っている。クラスター中のエーテル圧力は、極性が反対の電極と接触すると、その電極上の圧力と均等になる。

その結果,火花放電時には,電極間においてエーテルの若干の圧力差(電位差(75)) および破壊電流が形成される。破壊電流は,一般的な場合には,エーテル流,電子, イオンおよび陰極・陽極材料の巨視的クラスターによって輸送される。

### 23.10. 重力に対する反作用. エーテル重力束の遮蔽とその変化

の作用下では、物体の重量も減少する可能性がある。

エーテル(ニュートニウム)の運動としての自然という理解においては,重力方程 式は,エーテル重力束または物体の重力境界層の創出,遮蔽または破壊に帰着する (§16.2, §22.2 参照)。重力の力の方向と反対の方向に特別に生成されるエーテル流束

# 23.10.1. 部分的に超伝導性を持つセラミック円板の磁場中における回転. ポドクレ トノフの実験における重力に対する反作用

磁場中で回転する超伝導体を用いた E.E.ポドクレトノフ<sup>[訳注]</sup>の実験 [162, 163] について本書で検討されているエーテル概念の枠内で分析し,重力の力の方向と反対方向のエーテル流が創出されることにより,そこでは物体の重量が変化する可能性があることを示そう。

地球重力エーテル流に対する障害の創出による重力減少の可能性は§23.10.2-23.10.5 で考察されている。

測定される物体の重量の減少は、それ以外の実験でも観測されていることを強調しよう。例えば [94] では、金属製外殻を持つチャンバーに物体を入れたとき、そのような効果が記録された。[164] では、超伝導円筒内部の電子の著しい重量喪失が観測された(§23.10.2 参照)。また、大きい山の近傍における重力(自由落下加速度)の減少も知られている [322]。

エーテル的解釈では、物質の存在が、物体近傍の地球エーテル渦を弱化し、あるい はまた、その渦の中で発生する、物体を地球に引き寄せる一般化ジュコーフスキー力 (187)に対して反作用を及ぼす可能性があり、このことが物体の重量の低下をもたら す。地球と関係している局所的作用がエーテル流に対して働いている可能性があるの は、まったく当然のことである(例えば§23.6.4 参照)。

<sup>&</sup>lt;sup>[款注]</sup> E.E.ポドクレトノフについては、Wikipedia 日本語版/英語版の記事「ユージーン・ポドクレトノフ/Eugene Podkletnov」を参照されたい。彼の英語論文[163]は巻末「文献」に掲げられているサイトで入手することができる。なお、彼のロシア語名の一般的なローマ字表記は"Evgeny Evgenievich Podkletnov"であり、"Podkletnov"は「ポトクレトノフ」と発音されるが、日本語/英語文献では上記の表記が定着している。

[163]の実験はかなり詳細に記述されており、それゆえ、特に注目に値する。[163] の実験では、YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>O<sub>7x</sub>で作られた直径27.5 [cm]、厚さ1 [cm]のトロイダル形の(中 心に孔がある)超伝導円板(図 28 参照)が用いられた。円板の上側部分は同一方向に 十分良く方向付けられたサイズ2 [µm]の粒子で作られ、下側部分は様々な方向を向い たそれより大きなサイズ5 – 15[µm]の多孔質粒子で作られていた。円板の上側部分は、 超伝導モードにおいて、2 [T]までの磁場中で15000 [A/cm<sup>2</sup>]までの電流に耐えることが できた。[163] では、実験時における超伝導体中の電流は5000 – 7000 [A/cm<sup>2</sup>]であっ たと述べられている。



図 28. ポドクレトノフの実験のスキーム: 1-支持ソレノイド; 2—側面ソ レノイド; 3-物体。灰色で示されているのは、円筒リングの形状を持つ、 重力に対する反作用領域である。[図中の $p_{x}$ の Ж は Zhukovsky-訳文中では $p_{zh}$ ;  $\mathbf{B}_{6}$ の6は lateral (側面ソレノイド)  $-\mathbf{B}_{lat}$ ;  $\mathbf{B}_{n}$ のnは supporting (支持ソレノイド)  $-\mathbf{B}_{sup}$ ; CП は超伝導部分; He CП は非超伝導部分]

円板は金属製低温保持装置の中に配置されていた。周波数10<sup>5</sup> [Hz]の電流が流れる2 つの側面ソレノイドにより,円板中では室温下で電流が創出されていた。次に,シス テムは液体窒素によって温度100 [K]まで冷却され,さらにヘリウム蒸気によって 70 [K]以下まで急速冷却された。円板の上面は超伝導状態になったが,下面は超伝導状 態にはならなかった。

次に、ソレノイドのスイッチが切られ、円板を高さ1.5 [cm]以上だけ持ち上げるため、 支持ソレノイドに高周波電流が投入された。次に、側面ソレノイドに周波数10<sup>5</sup> [Hz]の 小電流が流され、その小電流が円板を反時計回りに回転させ始めた。円板の回転は 5000 [rpm]まで上昇し、そのとき、側面ソレノイドの直径1.2 [mm]の導線中の電流は 8-10 [A]であった。

物体の重量を変化させる能力を持つ既知の要因の影響は遮断されていたか,または 小さかった([163]の§4 参照)。 測定は、10 [min]以上持続する準平衡状態において行われた。金属、ガラス、プラス チック、木、等々を含め、様々な材料からなる物体が、低温保持装置の上方において 装置まで2.5 [cm]ないし300 [cm]の高さに木綿糸で吊り下げられた。

側面ソレノイド中の磁場の周波数は10<sup>3</sup> [Hz]から10<sup>8</sup> [Hz]までの範囲内で変動していた。

温度,円板の回転速度,ソレノイド中の磁場の周波数および大きさに応じて,円板の上方において2.5 [cm]ないし300 [cm]の高さに吊り下げられている,様々な組成および質量を持つ材料の0.3%ないし2.1%の重量損失が生じた。

この効果が観測された領域は,超伝導状態になっている側の上に基部を持つ,上向 きの中空円筒であり,その内半径はトーラス(円板)の内側境界から0.5-0.7 [cm]の 距離の所にあり,外半径はトーラスの外縁から2 [cm]以下の距離の所にあった(図 28 参照)。円板の下側では,物体の重量損失は観測されなかった。

円板が回転していないとき、物体の重量は~0.06%減少した。

円板の回転周波数が5000 [rpm], 側面ソレノイド中の電流周波数が3.2-3.8・ 10<sup>6</sup> [Hz], 円板の位置が支持ソレノイドから最大限可能な高さである3-3.5 [cm]にあ るとき,最大の重量損失~0.5%は,2.5 [cm]ないし300 [cm]の物体の吊り下げ高さとは 事実上無関係に生じた。超伝導性は既に温度94 [K]のときに発生していたにもかかわ らず,70 [K]を超える温度では,そのようなモード [重量減少モード] は達成されなかっ た。回転周波数を25-30 [s]の間に5000 [rpm]から 3300 [rpm]まで減少させたとき, 重量は2.1%減少した。

相異なる材料からなる物体の重量損失の割合は同一であった。同一の材料で作られ, サイズも類似しているが,しかし質量が相異なる物体の重量損失の割合も同一であっ た。最大の重量損失が生じたのは,物体の平面の方向を円板に対して平行方向に向け たときであった。

円板を金属製の円板,または完全に超伝導セラミックスで作られている円板に取り 替えたところ,物体の重量減少は生じなくなった。このことは,円板の上側部分と下 側部分の違いの重要性を裏付けている。

重量減少効果は交流電流の磁場中においてのみ観測される。[165] によれば、円板 が静止しており、支持ソレノイド中の電流が直流電流で、超伝導体の温度が70 [K]を超 えているときには、重量減少効果は発現しない。

論文 [163] の§5-7 には、観測される現象に関するそれ以外の多くの情報が含まれている。しかし、この先の分析を進めるためには、上記において引用した情報だけで既に十分である。

静止円板のときにさえ、あるいは定常磁場中においてさえ、物体重量が~0.06%減少 するという [163, 165] のデータは、地球の磁場および電場が超伝導体によって部分 的に遮蔽されるという理由によって説明することができる。周知のように、超伝導体 はそれらの場を自らの内部に通過させない。その遮蔽が物体の近傍における地球のエ ーテル重力束を変化させるのである。この場合における物体重量の正確なエーテル的 計算を行うためには、実験の実施場所における地球の磁場および電場の大きさ、超伝 導体の周りにおけるそれらの場の流れの詳細、また、地球のエーテル重力束と物体と の相互作用の詳細に関する知識が必要となる。そのような研究は将来の仕事である。 単純化されたモデル(197), (198)の枠内において今言えるのは、典型的な物体にとって 普遍的な因数λ (195)のとき、物体重量の変化は、物体の境界層のサイズa<sub>\*</sub>の変化、お よび/または、地球の磁場および電場に対応するエーテル流束の部分的遮蔽による地 球の重力束速度の方位角成分u<sub>0,φ</sub>の変化によって規定されるということのみである。

地磁気より高い磁場が存在する場合には、より内容豊富な分析を行うことができる。

[163]の実験システムでは、円板近傍の外部磁場は円板表面に対して平行方向の成 分を持っている。側面ソレノイド中では、端面近傍の領域を除き、円板表面に対して 平行な磁場**B**<sub>lat</sub>が創出されている。支持ソレノイドの上方の最大限可能な円板配置高 さ上における支持ソレノイドの磁場**B**<sub>sup</sub>もまた、円板近傍空間の著しい部分において、 円板表面に対して平行な成分を持っている(図 28 参照)。円板の超伝導状態になって いる側の表面上方部分における電流の磁場**B**<sub>j</sub>は、表面近傍において、表面に対して接 線方向の成分のみを持っている。なぜなら、超伝導体中に磁場は存在せず、また、相 異なる媒質の区分境界上において法線成分は連続であるという条件により、法線成分 はゼロであるからである。

地磁気および回転円板によって創出される磁場(314)は無視することができる。な ぜなら、それらは磁場**B**<sub>lat</sub>, **B**<sub>sup</sub>および**B**<sub>j</sub>より小さいからである。

円板の超伝導部分におけるエーテル流速度u<sub>j</sub>(これはその部分における電流密度 (143)に対応する)は円板面に平行である。なぜなら、電流は表面に沿って流れるから である。円板の非超伝導部分によるエーテルの回転の周速度V (225)も円板面内にあ る。

その結果,磁場**B**<sub>lat</sub>,**B**<sub>j</sub>と組み合わさった速度**u**<sub>j</sub>,および磁場**B**<sub>sup</sub>と組み合わさった 速度**V**が,エーテル中において一般化ジュコーフスキー力(131)を創出する。円板の上 側の超伝導部分の2つの導電性境界上における円板面に対して横方向の区間*d***l**<sub>1,a</sub>,*d***l**<sub>1,b</sub>, および円板の下側の非超伝導部分における円板面に対して横方向の区間*d***l**<sub>2</sub>における ジュコーフスキー力の増分は,公式(222)によって近似的に記述される:

$$dp_{\text{Zh},1,a} = k_{\text{m},0} \left( \frac{\mathbf{u}_j}{c} \times \left( \mathbf{B}_{\text{lat}} + \mathbf{B}_j \right) \right)_a \cdot d\mathbf{l}_{1,a}, \quad dp_{\text{Zh},1,b} = k_{\text{m},0} \left( \frac{\mathbf{u}_j}{c} \times \left( \mathbf{B}_{\text{lat}} + \mathbf{B}_j \right) \right)_b \cdot d\mathbf{l}_{1,b},$$
$$dp_{\text{Zh},2} = k_{\text{m},0} \left( \frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\text{sup}} \right) \cdot d\mathbf{l}_2.$$

この実験では、物体は側面ソレノイドの上方には吊り下げられなかったと推測される。それゆえ、ここでは、側面ソレノイドによって創出される円板に対して横方向の ジュコーフスキー力は検討されない。この力は、側面ソレノイドの巻き線中のエーテ ル流の速度と超伝導体中の電流の磁場とが組み合わさったときに発生する。

ニュートンの第2法則(5)によれば、外力Fの密度として検討されているジュコーフ スキー力の密度はエーテル流を引き起こす。その流れは、円板内の非ゼロの速度ujお よびVが存在する層の中で生成される。交流磁場が利用されているため、その流れは、 記録された各方向においてパルス(量子)の集合体のように見える。

超伝導層の上方では、量子中のエーテル流束密度は経時的および空間的に事実上不 変である (*pu* ≈ *const*)。なぜなら、超伝導体は自らの中で*pu*の可変部分を通過させな いが、不変部分を(少なくとも部分的に)通過させるからである。不変部分の場合に は、磁場および電場はゼロに等しい((20),(21)参照)。さもなければ、超伝導体ある いは超伝導体によって囲まれている物体は、地球の重力束の中で重力を著しく損失す るはずである。エーテルの粘性(§21.7)および自己拡散(§21.8)が小さく、また、等 方的定常エーテル流束が高い透過能力を持っているおかげで,生成されたエーテル流 はかなり大きな距離を事実上変化せずに伝播する。このことが,円板上方の比較的大 きな高さにおいて重量減少効果が維持される理由を説明している。検討されている物 体の重量の減少は,おそらく,生成される量子の波面と物体の境界重力層および構造 要素との相互作用の結果によるものであろう。

こうして、円板の超伝導部分の両側がジュコーフスキー力の圧力に与える寄与を近 似的に同一 ( $dp_{Zh,1} \equiv dp_{Zh,1,a} \approx dp_{Zh,1,b}$ ) とみなすと、円板上方でジュコーフスキー力 によって創出される全圧力を次のように表現することができる:

$$dp_{\rm Zh} \equiv 2dp_{\rm Zh,1} + dp_{\rm Zh,2} \approx 2k_{\rm m,0} \left(\frac{\mathbf{u}_j}{c} \times \left(\mathbf{B}_{\rm lat} + \mathbf{B}_j\right)\right) \cdot d\mathbf{l}_1 + k_{\rm m,0} \left(\frac{\mathbf{V}}{c} \times \mathbf{B}_{\rm sup}\right) \cdot d\mathbf{l}_2.$$

磁場 $\mathbf{B}_{lat}$ ,  $\mathbf{B}_{sup}$ および $\mathbf{B}_{j}$ の大きさおよび周波数を組み合わせることにより、吊り下げられている物体の側へ向かうエーテル流を最大化する試みを行うことができる。おそらく、[163]の実験では、まさにこれが行われたのであろう。

残念ながら、[163] には、磁場 $\mathbf{B}_{lat}$ ,  $\mathbf{B}_{sup}$ および $\mathbf{B}_{j}$ , ソレノイドのサイズおよびその中における電流に関する詳細な記述が存在しない。それゆえ、この実験の条件下における圧力 $dp_{Zh}$ は近似的にしか推定することができない。

単位基底ベクトル $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_{\varphi}, \mathbf{i}_z$ および z軸を持ち,z軸が回転軸に沿って上方を向いている円筒座標系 $(r, \varphi, z)$ を導入しよう。

 $dp_{\text{Zh}}$ に対する側面ソレノイドの寄与は小さい。なぜなら,超伝導部分における電流 速度 $\mathbf{u}_{j}$ は事実上磁場 $\mathbf{B}_{\text{lat}}$ に平行であるからである。電流速度 $\mathbf{u}_{j} = u_{j}\mathbf{i}_{\varphi}$ は,それによって 創出される磁場 $\mathbf{B}_{j}$ に垂直である。円板の回転の周速度 $\mathbf{V}$ は $\mathbf{i}_{\varphi}$ の方向を向いている: $\mathbf{V} =$  $V\mathbf{i}_{\varphi}$ 。それゆえ、 $\mathbf{V} \times \mathbf{B}_{\text{sup}}$ の垂直成分に寄与しているのは,磁場 $\mathbf{B}_{\text{sup}}$ の動径成分のみで ある: $B_{\text{sup},r}\mathbf{i}_{r} = -|B_{\text{sup},l}|\cos\xi\mathbf{i}_{r}$ 。ここで $\xi \in [0,2\pi]$ ;  $|B_{\text{sup},l}|$ は $\mathbf{B}_{\text{sup}}$ の円板面に平行な 成分の大きさである(図 28 参照)。すると,次式が得られる:

$$dp_{\rm Zh} \approx \frac{k_{\rm m,0}}{c} \left(-2u_j B_{j,\varphi} dz_1 + V \big| B_{\rm sup, \parallel} \big| \cos \xi \, dz_2 \right).$$

ジュコーフスキー力は、磁場の周波数より大きい時間間隔においては、磁場の振動 の位相のほぼ半分の所で、垂直線に沿った一方向の圧力を創出する。すると、そのよ うな時間間隔における垂直線に沿った一方向の平均圧力はほぼ2分の1になる:

$$dp_{\rm Zh} \approx \frac{1}{2} \frac{k_{\rm m,0}}{c} \left( -2u_j B_{j,\varphi} dz_1 + V \big| B_{\rm sup, \parallel} \big| \cos \xi \, dz_2 \right)$$

円板を全部超伝導性の円板に取り替えたときに重量減少効果が存在しなくなったことは、電流がその中を速度*uj*で流れる超伝導層の厚さ*dzi*がきわめて小さく、そのため、 *dpzh*中において第1項が与える寄与が第2項より著しく小さいことを意味している可能性がある:

$$dp_{\mathrm{Zh}} \approx \frac{1}{2} \frac{k_{\mathrm{m,0}}}{c} V |B_{\mathrm{sup,II}}| \cos \xi \, dz_2.$$

支持ソレノイドは円板の表面全体を覆っていないこと、しかもそれだけでなく、支持ソレノイドによって創出される磁場は、 $dp_{Zh}$ の垂直方向の圧力に対して、( $V \times B_{sup}$ )・ $i_z \neq 0$ である空間領域においてのみ寄与していることを考慮しよう。[163]の図2から判断すると、円板の全面積のうち、 $dp_{Zh}$ がその上で創出されている面積の割

合αはα≈1/40であると推定することができる。

すると、円板の面積全体の平均圧力に関して次式が得られる:

$$dp_{\rm Zh} \approx \alpha \frac{1}{2} \frac{k_{\rm m,0}}{c} V |B_{\rm sup,\parallel}| \cos \xi \, dz_2.$$

圧力が上向き ( $dp_{\text{Zh}} > 0$ ) に創出されている範囲 $\xi \in [-\pi/2, \pi/2]$ 全体の平均では,最終的に次式が得られる:

$$dp_{\rm Zh} = \alpha \frac{4}{\pi} \frac{k_{\rm m,0}}{c} V |B_{\rm sup,\parallel}| dz_2.$$
(343)

物体の平面の方向を円板に対して平行方向に向けたときに生じた最大の重量損失は, 圧力*dp*<sub>zh</sub>が加わっている面積*S*の増大に伴う圧力*Sdp*<sub>zh</sub>の増大に対応している。

円板を強磁性円板に取り替えたときの重量減少効果の消失は,超伝導円板の下側部 分と比べ,強磁性円板の結晶格子はそれよりはるかに秩序だっているため,強磁性円 板によるエーテルの回転は弱い(速度Vが小さい)(特に,結晶格子の振動がきわめて 微弱な低温時に)という理由によって説明される。

行われた分析から,エーテルを渦巻かせ,支持ソレノイドの関与の下で上向きのエ ーテル量子流束を生成するためには,円板の下側の非超伝導部分が必要であるという 結論が導き出される。円板の上側の超伝導部分は,側面ソレノイド中における円板の 浮上(側面ソレノイドとの接触の遮断)を確保し,円板を回転させ始め,下側部分に よって創出された上向きに運動する量子中においてエーテル流束密度を均等化するた めに必要とされる。おそらく,円板内部に超伝導性の有無の明確な境界が存在しない ことが,量子の上側部分への通過を容易にしているのであろう。

超伝導性が既に温度94 [K]のときに始まったのに対し,重量減少効果は温度70 [K]の ときにのみ発生したということは、非ゼロ抵抗を持ち、高周波磁場中で加熱されてい る、円板の超伝導部分と非超伝導部分との間の遷移層が冷却される必要があることを 物語っている。遷移層の冷却は、遷移層の構造要素の振動を低下させ、円板の下側部 分によって生成されるエーテル流束の遷移層通過を改善する。

 $V \approx \omega R$  (225)の場合において、 $\omega = 2\pi n/60$  [rad/s], n = 5000 [rpm], R = 13 [cm],  $|B_{sup,\parallel}| = 0.1$  [T] =  $10^3$  [G],  $dz_2 = 3$  [cm]のとき、次式が得られる:

### $dp_{\rm Zh} = 0.036 \,[\rm dyn/cm^2] = 3.7 \cdot 10^{-5} \,[\rm g/cm^2].$

得られたジュコーフスキー力の圧力値 $dp_{Zh}$ は,垂直方向の特性距離 $r_* = 5$  [cm]のとき,地球の重力圧力 $\Delta p_*$  (305)の~5%であり,地球の重力と反対の方向に創出される。

物体に作用する圧力 $dp_{Zh} \ge \Delta p_* \ge 0$ 間の相関関係に基づいて物体の重力減少を推定 する際には、全エーテル流束の重力作用は、そこではエーテル流の速度が激しく変化 している、物体の境界層中において生じていることを考慮する必要がある。この過程 の詳細は近似的推定では検討されていない。ただし、物体は離散構造を持っているた め、創出された圧力 $dp_{Zh}$ の全部が物体に伝達されるわけではないということだけは断 言することができる。このことを考慮すると、物体の重量減少効果のエーテル的推定 値と得られた実験値~1%とは、大きさのオーダーという点で定量的に一致していると 結論することができる。

この実験では、円板を減速させるために磁石システムが 3 か所で使用されている。 ところが [163, 図 9] には、システムの全体図が示されているだけで、装置および機 能の詳細についてはまったく記述されていない。それゆえ,減速時における重力減少 の具体的原因を突きとめることは困難である。公式(343)によれば,重量減少は,この 公式に含まれている4つの可変量,またはそれらの組み合わせのうちの1つの増加に よって引き起こされる可能性がある。それだけでなく,(23)において時間に関する偏 導関数によって記述されている,力の密度の影響が存在する可能性がある。

(343)によれば、回転軸の方向を向いた追加的な動径方向の磁場を円板の下側部分で創出することにより、物体のより大きな重量減少を達成することができる。

重力減少を、それとは別の方法で達成する試みを行うことができる。それは、重力 の発生原因、すなわち地球重力エーテル流の速度*u*<sub>*φ*,0</sub> (304)に対して直接的に作用を 与えるという方法である。その速度が地球表面に対して近似的に平行であるのに対し、 重力の力(ジュコーフスキー力)は(飛行中の飛行機の翼上におけるのと同様に)地 球表面に対して垂直に発生する。それゆえ、この着想を実現するためには、時間に依 存しない等方的エーテル流を*u*<sub>*φ*,0</sub>と反対の方向に発生させ、実験物体を完全にそのエ ーテル流の中に入れる方法を習得する必要がある。

地球重力エーテル流に対する障害の創出による重力減少の可能性は§23.10.2-23.10.5 で考察されている。

# 23.10.2. 超伝導体で囲まれた真空管中における電子の重量のエーテル重力束の遮蔽 による減少

文献 [164] では、垂直に置かれた超伝導ソレノイドで囲まれた真空管中における電子の運動が研究されている。超伝導ソレノイドは、外部磁場からの絶縁体の役割を果たし、また、電子の管軸上における保持を確保していた。真空管の金属材料は外部電場を遮蔽していた。

[164]の構造物中において、電子の重量はほぼ10分の1に減少した。

[164]では、この効果は、地球重力場によって管壁中で電場が創出され、その電場が管内部において電子の引力を相殺しているという理由によって説明されている。しかし、そのような説明の適切性はきわめて疑わしい。なぜなら、物理学では、準定常電場は、導体表面に対して平行ではなく、垂直の方向を向いていなければならないからである。しかも、ファラデーの円筒を用いた実験(§18.13における言及参照)によれば、電荷は導電性管の内壁上を伝播することができない。

文献 [166] における [164] の実験の分析にも注目しよう。その分析は、金属中に は自由電子が存在するという仮説 (エーテル的理解では、自由電子は、もし存在する としても、本質的な役割を演じていない)、また、数学的空想の領域へと導く量子論の 多数の公準に立脚している。それゆえ、[166] の結論は、おそらく、現実とは関係を 持っていない。

[164]の実験にエーテル的解釈を与えよう。

本節の冒頭で既に指摘したように、重力方程式は、エーテル重力束または物体の重 力境界層の創出、遮蔽または破壊(§16.2, §22.2 参照)、ならびに重力の力の方向と反 対の方向へ向かうエーテル流の創出(§23.10.1 参照)に帰着する。

[164]の装置中における重力の弱化に関する定量的分析を行うことは今は困難で ある。なぜなら、エーテル重力束と超伝導体との相互作用だけでなく、普通の物質と の相互作用の詳細もまだ解明されていないからである。 それにもかかわらず,エーテル理論では,[164]の結果は定性的レベルでは完全に 説明可能であり,明快な解釈を持っている。

エーテルの重力的引力の最も単純なモデルでは、自由落下加速度g (197)、したがってまた引力(198)は、エーテル重力束の特性速度 $u_{\varphi,0}$ の減少に伴って減少する。このとき、gは $u_{\varphi,0}$ に対して2乗のオーダーで、すなわちかなり強く依存している。

速度 $u_{q,0}$ は地球表面に平行である。超伝導ソレノイドは地球表面に垂直に置かれている。それゆえ、 $u_{q,0}$ はソレノイドの表面に対して垂直である。ソレノイド中では金属を基材とする超伝導体が使用されていたに違いない。なぜなら、セラミックスの超伝導性が発見されたのは、文献 [164]の発表から 20 年後であるからである。理想的な金属導体は電磁場(20),(21)を反射する。それゆえ、そのような金属導体は定常エーテル流束も著しく弱化させると予想するのが自然である。その結果、管内部におけるエーテルの速度 $u_{q,0}$ は低下し、このことがgの減少、したがってまた電子の重量の減少をもたらす。

# 23.10.3. 引力の変化に関する V.V.チェルノフの実験.回転する鋼製はずみ車,電流お よび回転する磁石によるエーテル中におけるファントムの創出

V.V.チェルノフ [Vitaly Vladimirovich Chernov]<sup>[課注]</sup>はエーテルの存在の裏付け,重力質量 および引力の出現をもたらす地球近傍における重力エーテル流束(§15.2,§16.2,§22.2), ならびに地球の中心から遠ざかる動径方向のエーテル圧力勾配(§16.2)の検出に関す る重要な実験を行った。

V.V.チェルノフはその実験で、彼が創出した比較的単純な計器を用いて引力の小さい変化を記録した。その計器は、重力質量(197)が微弱に変化したとき、引力に関する表式(198)により、自由落下加速度の変化を示す。

計器は直径15 [cm],高さ20 [cm]の透明な真空室を持っている。真空室の中央に重 さ6 [g]の湾曲したプラスチック円板が長さ10 [cm]のカプロン糸で吊り下げられてい る。円板の地面の方を向いている部分には鏡が [垂直に-訳者補足] 固定されている。 真空室の外部にはレーザーポインターが設置されている。レーザーは安定化電圧源か ら給電されている。

電場,磁場および空気中の荷電粒子の役割を解明するため,真空室は,レーザービ ーム用の穴が開いている接地付き金属カバーで覆うことができる。

V.V.チェルノフによって提案された引力測定方法は次のとおりである。

レーザービームが鏡に向かって送られる。しばらくすると鏡が加熱され、上昇する 残留空気の流れが円板を回転させる。円板が吊り下がっている糸がねじれる。真空室 中の圧力、レーザーのパワーおよび糸の長さは、糸のねじれが十分に強くなり、しか しそれと同時に、上昇する空気流がわずかでも変化したとき、円板が両方向へ回転す ることを許容するような仕方で選択される。糸の長さは計器の精度を調整する役割も

<sup>&</sup>lt;sup>[款注]</sup> V.V.チェルノフに関する訳者からの質問に対し、本書の著者 V.L.ブイチコフ氏は次のように回答された。「V.V.チェルノフは彼の実験に関する論文をまだ発表していません。本書では、彼の同意を得て、その実験に関する現時点において最も詳細な叙述が与えられています。彼の多数の実験の実施には、本書の共著者 F.S.ザイツェフが参加しました」。なお、2021 年 10 月 16 日に開催された「V.A.アツュコフスキー追悼エーテル動力学研究集会」で V.V.チェルノフが行った「重力相互作用」と題する報告の動画 "Гравитационные взаимодействия", Чернов В.В. (youtube.com)の中で彼がホワイトボードに描いたラフスケッチを見れば、彼が用いた実験装置の各部分の配置がより理解し易くなるかもしれない。

347 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

果たす。普通,真空室中の圧力は~1 [Torr]以上である。

そのような系の中で,弾性糸はねじれによって緊張状態にある。糸は,円板の重量 が減少するとねじれ,重量が増加するとねじれが戻り,このことが,ある方向または 別の方向への円板の回転をもたらす。円板の回転角は,鏡によって反射されたレーザ ービームからの,スクリーン上の発光点の変位に基づいて記録される。発光点の変位 の弁別性の高い記録は,スクリーンを真空室から~3 [m]の距離の所に配置することに よって得られる。

振動の影響の削減は、計器を重い石板の上に、例えばそのような板を土台とするビ リヤード台の上に設置することによって確保される。

作用に対する示度の安定性を維持する能力は計器の応答時間と呼ばれている。円板 に対する作用の開始から円板の回転の開始までの時間は1秒の数分の1である。この ように, V.V.チェルノフの計器は,検討される過程の継続時間と比べ,きわめて小さい 応答時間を持っている。

V.V.チェルノフは、重力計 CG-6(誤差±5·10<sup>-6</sup> [Gal]) およびそれより高感度の標準 的重力計のデータと比較することにより、自らの装置を用いて自由落下加速度の変化 を10<sup>-7</sup>[Gal] ≈ 10<sup>-10</sup>g (ここでg ≈ 980 [Gal] ≈ 980 [cm/s<sup>2</sup>]) 以上の精度で記録すること が可能であることを根拠付けた。

V.V.チェルノフは,測定値の信頼性を裏付けるための多数回の反復実験を含め,1500 回以上の実験によって次の主な結果を得た。

スクリーン上の発光点は、追加的な擾乱なしに、1日のうちの時間帯および天候の 違いに応じて、レーザービームからあれこれの方向へ数時間の間に初期位置から ~20[cm]以下の距離だけ水平に変位する。

第1セットの実験では、回転軸に固定された直径12 [cm],厚さ1.8 [cm]の重い鋼製は ずみ車が用いられた。はずみ車を~10<sup>4</sup> [rpm]まで急回転させ、真空室の中央から80 [cm] の距離の所に90 [s]間配置しておき、次に回転軸に沿って大きな距離の所へ急速に遠ざ けた。

はずみ車の様々な位置および姿勢が検討された。すなわち,回転軸を垂直または水平 に固定した状態で,はずみ車を真空室の上方,脇または下方に配置した。はずみ車を真 空室の下方に配置した状態での測定は,石板が存在する状態および存在しない状態で行 われた。

はずみ車を遠ざけてから10-60[s]経過した後,スクリーン上の発光点がレーザービームから変位し始めた。20[min]間における変位は平均して100-150[cm]以上であった。このような偏差は、はずみ車の非存在下での偏差を著しく上回っており、それゆえ、天候の変化によっては説明されない。

はずみ車の作用開始と、バックグラウンド重力変化によって引き起こされた発光点 の運動開始との同期が偏差の最大化を促進した。

発光点は、最大変位に達した後、反対方向に運動し始めた。このことは、円板に対する他ならぬはずみ車に起因する作用が比較的短時間であることを示している。円板の角運動量保存が発光点の減衰振動を生み出しており、その振動は、~30 [min]後、偏差が大きくなっているときは中断していた。

以下、本節では、発光点の最大偏差を短く「効果」と呼ぶことにしよう。

最大の効果ははずみ車を真空室の上方に配置したときに観測された。石板の非存在下

ではずみ車を真空室の下方に配置したとき,効果はそれより若干小さくなり,石板の存在 は効果をさらに若干減少させた。真空室より斜め下側へのはずみ車の配置は,円板に事実 上影響を及ぼさなかった。

発光点の変位(円板の回転)の方向は、はずみ車の回転方向に依存していなかった。接 地なしの金属カバーを真空室上に設置したとき、初期地点からの偏差はほとんど同じま まであった。接地は偏差の振幅を若干減少させた。

カバーの非存在下で真空室の表面上に磁石を動かないように配置したときに示された 結果は、真空室を接地付きカバーで遮蔽した場合に近かった。

F.S.ザイツェフによって提案された第2セットの実験では、はずみ車が、~20[A]の大きな直流電流が流れる導体に取り替えられた。長さ80-300[cm]、断面積10-40[mm<sup>2</sup>]の真っ直ぐな導体および曲がった導体が用いられた。それらを用いた実験の操作手順ははずみ車の場合と同じであった。通電導体を真空室の中心から10-80[cm]の距離の所に90[s]間配置しておき、次に螺旋軸に沿って遠く離れた所まで急速に遠ざけた。

V.V.チェルノフは、空間的に様々に配置された導体を用いた実験で、著しい効果が観 測されるのは、より大きい方の端面の直径が~25 [cm]、より小さい方の端面の直径が ~7 [cm]の、周回数 15 の螺旋形状の導体の場合において、螺旋をネック [=より細い方] を下に向けて真空室の上方に配置し、螺旋の上部にプラス側接触子を接続したときであ ることを突きとめた。螺旋の巻き方向の取り替えは、円板の反対方向への回転をもたら した。螺旋のネックの上への方向転換または螺旋の接続の極性の変更は、追加的な擾乱 が存在しない場合に近い偏差をもたらした。

はずみ車を用いた実験におけるのと同様に,発光点はレーザービームからすぐには変 位しなかったが,しかし,変位はそれより若干早く,普通,螺旋への電流オンから10[s] 後に始まった。電流オンから90[s]後,螺旋を急速に遠ざけたとき,発光点の変位は同 じ方向へさらに~20[s]間継続した。このことは,円板に対する他ならぬ螺旋に起因す る作用が比較的短時間であることを示している。

発光点の最も強い偏差は、螺旋を真空室の上方に配置したときに観測された。

真空室上への接地付きおよび接地なしの金属カバーの設置は、はずみ車を用いた実験と類似した結果を示した。

電流を用いた実験における発光点の最大偏差は、はずみ車を用いた実験におけるより顕著に大きいことが判明した。

第3セットの実験では、はずみ車および螺旋の代わりに、弾性糸で吊るされた直径~4[cm]の円環形磁石が真空室の上方に配置された。磁石は弾性糸を用いて急回転された。発光点の変位の振幅は、はずみ車を用いた実験における振幅に近いことが判明した。

3つの全てのセットの実験結果は、電場および/または磁場の発生によっては説明されない。なぜなら、電場および磁場は、1秒の数分の1の応答時間を持つ計器に対し、数十秒後ではなく、事実上瞬時に作用しなければならないはずであるからである。空気中の荷電粒子による速度の伝達もまた、これらの実験を説明しない。なぜなら、真空室上に接地付き金属カバーを設置した場合にも、効果は変わらずに残っているからである。

V.V.チェルノフの実験のエーテル的解釈では、はずみ車の回転、螺旋中の電流または 回転する磁石が、エーテル中における渦(ファントム)を創出しているのである。こ のような結論は、他の実験(ブルース・デパルマおよびアスプデンの実験(p.270, p.275), F.S.ザイツェフの実験(§23.6.4)、ボールベアリングモーターを用いた実験(§23.13)) における、それと同様のファントムの発生によって裏付けられる。

V.V.チェルノフの3つの全てのセットの実験において,ファントム発生器の動作開始 後における計器の示度の出現の数十秒間の遅延(計器の反応時間はそれよりはるかに 小さい),および発生器を真空室の上方に配置したときにおける示度の増大が観測さ れた。これらの事実は,ファントムを徐々に下方へ変位させる,地球の中心に向かう エーテル流束が存在するという結論へ導く。方程式(5)によれば,外力の非存在下では, そのようなエーテル流束は,地球の中心から遠ざかる方向のエーテル圧力勾配によっ て引き起こされる。

相異なる発生器から出るエーテル渦は,流れの相異なる形状および構造を持っている。それだけでなく,そのエーテル渦は,創出された後,エーテル圧力勾配の作用下で地球の中心に向かって運動し始め,また,膨張(崩壊)し始める。

上に列挙した要因が重なり合う結果,創出されたエーテル渦は,地球近傍における エーテル重力束(§15.2)の速度を減少または増大させ,そのエーテル重力束が引力の 出現をもたらす(§15.2,§16.2,§22.2)。

真空室内部のエーテル重力束の変化が吊り下げられている円板の重量を変化させ、 弾力糸はねじれ、またはねじれを戻し、それに応じて、発光点はスクリーン上でエー テル光線から離れてあれこれの方法へ移動する。ファントム中のエーテル速度はエー テル重力束の速度(304)より小さい。それゆえ、引力の変化は、きわめて高感度の計器 によってのみ記録することができる。

例えば、はずみ車と一緒に回るエーテルの回転の周速度は、はずみ車の縁辺部において~6·10<sup>3</sup> [cm/s]となる。このように、はずみ車から出るエーテル流束の密度が渦の 膨張時に低下することを考慮に入れない場合でも、その密度とエーテル重力束の密度と の差は5桁になる(公式(304)参照)。

移動時に発光点の垂直振動が生じていないこともまた,円板の重量の変化を裏付けて いる。なぜなら,円板は湾曲しているので,円板の表面に対する作用は発光点の垂直振 動をもたらすはずであるからである。

接地付き金属カバーの設置後における効果の減少は、ファントムが真空室中に侵入す るより前に、ファントムの渦にとって吸い込み流路が創出されることによって生じる。 それと同様に、真空室の表面上に動かないように設置された磁石の周りのエーテル流 (§19.1の末尾参照)は、ファントムが真空室中に入り込むより前に、ファントムを部 分的に破壊する。

螺旋を用いた実験における効果の著しい強化は、はずみ車と一緒に回るエーテルの 回転速度より、電流中におけるエーテル流の速度の方が大きいことに起因している。 ただし、発生器を遠ざけた後に残った渦に対しては、発生器中のエーテル流の速度だ けでなく、発生器の変位時におけるエーテルの部分的破壊の特性も影響しており、そ の特性は発生器の変位方法および構造に依存している。

螺旋を用いた実験における円板の回転方向の変化は、はずみ車によって創出された 渦とは異なり、螺旋が発生させる渦は円錐スクリュー状の旋回運動を持っているとい うことによって説明することができる。そのような旋回運動は、はずみ車によって創 出されるそれとは別の構造を持った旋回運動とは異なり、エーテル重力束をより顕著 に強化または弱化することができる。

螺旋を用いた実験は、エーテル重力束の方向の解明のために利用することができる。 エーテル方程式(4)-(6)、(15)の解を用いた数値モデリングが、ファントムおよびエ ーテル重力束に対するその影響に関する詳細な情報を与え、理論と実験との定量的比 較を行うことを可能にするであろう。

ファントムおよびエーテル重力束が円板に及ぼす影響を定量的に解明するためには, 微視的世界に関する正確なエーテルモデルを構築する必要がある。

最小限のエネルギー消費での重い物体の上昇という課題は、きわめて重要かつ切実 な課題となっている。それゆえ、ここに提示されている、効果の強化を目的とする、 地球のエーテル重力束に対する作用に関する技術の発展が大きな興味を引く。今後に おける研究方向の1つは、例えばエーテルサイクロトロン共鳴(§11.2)を用いた、エ ーテル中に創出されるファントムの回転の共鳴加速である。もう1つの方向は、p.335 に列挙されている材料の適用である。

### 23.10.4. 原子粉末によるエーテル重力束の遮蔽

§23.10.2 では、地球周りのエーテル重力束が超伝導体によって遮蔽されるという実験が検討された。

ここでは、農場主デビッド・ハドソン(David Hudson)<sup>[訳注]</sup>が発見した、マスメディアで広く報道されているある種の粉末が持つ稀有な重力的性質に関する情報[323] について、また、多数の遺物に基づいて判断すると、現代文明よりはるかにすぐれた 技術を持っていた我々の遠い祖先たちの間で金が人気を博していた[324]理由について考察しよう。

我々はインターネットに掲載されている情報の信頼性を検証するための条件を持っ ていない。しかし、記述されている現象が原理的に可能か否かをエーテル理論の観点 から検証することができる。

[324]から、その粉末の性質が記述されている部分を抜粋して示そう。

「D.ハドソンに関する話の全体は,自分の農場の土壌に関して問題を抱えていた 彼が,土壌に硫酸を加え始めた 1976 年に始まった。硫酸に溶けない土壌サンプ ルを調べたところ,彼は変わった性質を持つある物質を発見した。アリゾナの熱 い太陽の下で乾燥されたとき,その物質は,突然,白色の輝く閃光を放ち,完全 に消え失せることができたのである。次に実験所で顕微鏡で分析したところ,そ の物質は「純粋な無」と記録されたのだ!

アメリカのコーネル大学での実験が不首尾に終わった後,その物質のサンプル がイギリスのオックスフォードシャー・ハーウェルの研究所に送られた。そこの 研究所で、ソ連科学アカデミーの協力の下に、その謎めいた白色の発光物質は、 その全体が科学にとって未知の形態を持った白金族金属から構成されていると決 定された。(金は「王水」に溶解する。その成分が土壌中に存在している可能性が

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> D.ハドソンに関する日本語文献としては,例えば「スターファイア(星の火)の謎(その三) (amanakuni.net)」がある。«David Hudson, monoatomic gold»でネット検索すると,後に商品化されたこの粉末 に関するハドソン自身による講演(youtube)を含め,若干の英語資料を入手することができる。それらの中で はRaymond H.V. Gallucciの論文(Microsoft Word - ORME.docx (vixra.org))が参考になるかもしれない。

ある。一引用者注。)

その後の研究の過程で、その物質を規則的に加熱・冷却すると、その結果、そ の重量が変化することが判明した。

また, 白色のサンプルはある一定温度で崩壊して単原子の粉末になり, その結 果, その重量は 56%減少したことが明らかになった。

さらに摂氏 1160 度まで加熱したところ,物質は完全に透明なガラスに変わり, 次に,その重量は初期重量に戻った。

この全てはあり得ないことのように思われた。しかし、この過程は何度も繰り 返された!(略)

研究者たちが不活性ガスの存在下でこの物質の加熱・冷却のサイクルを行った とき、冷却時にサンプルの重量はなんと 400%増大し、それを再び加熱すると、 重量はゼロ以下、すなわちマイナスになったのだ!(ここで論じられているのは、 おそらく、粉末が載っている秤量皿の重量が空の皿の重量より小さくなったこと の解釈の問題であろう一引用者注。)

研究者たちは、サンプルが載っている皿から粉末を取り去ったとき、その皿が、 そこにサンプルが存在していたときより重くなったことを検出した!(略)

この物質もまた,ゼロ磁場を持つ天然の超伝導体であり,空気中に蒸発したり, 任意の量の光やそれ以外のエネルギーを自らの中に蓄積する可能性を持っている ことが判明した。(略)

1990年初頭になると、見えない原子とその超伝導性をテーマとする論文が科学 雑誌に定期的に現れ始めた。コペンハーゲンのニールス・ボーア研究所、アメリ カのオークリッジ国立研究所その他の権威ある機関の全てが、D.ハドソンによっ て発見された元素が疑いもなく単原子状態で存在していると断定した。

それらの元素には,金および白金族金属(イリジウム,ロジウム,パラジウム, プラチナ,オスミウムおよびルテニウム)が含まれている」。

エーテル理論の観点から見ると、物体の引力は、地球周りのエーテル(ニュートニ ウム)の重力東速度の減少によって弱化させることができる(§23.10.2 参照)。気体ま たは液体の流れとの類推から、それを弱化させるためには、カオス構造を持つ可能な 限り高密度の物質を使用するべきであると結論するのが自然である。金は他の元素と 比べてずっと高い密度を持っている。それだけでなく、高密度の粉末中では磁区電流 が形成される可能性があり、エーテル磁東中で磁石が引きずられる(p.197)のと同様 に、その磁区電流が粉末をエーテル流束の後に引きずっている可能性がある。それゆ え、カオス的な単原子状態においては、金は他の物質より効率的にニュートニウム流 を妨害するはずである。

温度が上昇したとき、単原子粉末の重量は減少しなければならない。なぜなら、原 子の熱運動の増加が、ニュートニウム重力束に対する追加的な障害を創出するからで ある。

温度が低下したとき,粉末を通過するニュートニウムの進行は容易となり,原子が 一定方向に配向している場合には,原子の周りにおけるエーテル自体の運動がそれに 重なり合うことにより,加速されることさえあり得る。そのとき,一般化ジュコーフ スキー力(187)は増大するはずであり,したがってまた,粉末の重量も増大するはずで ある。 粉末を取り去った後における皿の重量増大は,粉末が後に残した薄膜が,例えば薄 膜中の原子を同一方向に配向させることによってニュートニウム重力流を加速させる 性質を持っているという理由によって説明することができる。

超伝導性もまた,エーテル流にとって粉末が透過困難な性質を持っているということによって説明される。エーテルの圧力差(72),(73)が創出されると,ニュートニウムにとって,そこでは流れに対する抵抗が粉末内部より小さい粉末の外層に沿って運動することがより容易になる(これとの関連で§12.5 参照)。

粉末による閃光の放出は,粉末は散乱されるエーテル流のエネルギーを蓄積する能 力を持っているという理由によって説明することができる。粉末の色彩および透明性 は,粉末を構成する原子とエーテル電磁流の可視光域との相互作用の特性によって決 定される。

このように,白金族金属の単原子粉末が持つ一見したところパラドキシカルな性質 は、単純なエーテル的説明を持っている。

今より発達していた先行文明における金およびそれに類する元素に対する関心は, 地球のエーテル重力束の遮断による空間中における効率的な移動という問題の解決と 関係を持っていた公算が大きい。それに対応するかなり洗練された技術は,もしかし たら,自然あるいは社会の大異変によって失われてしまったのかもしれないが,金に 対する関心は後世の人々の記憶に残った。

単原子粉末を回転させれば、その回転が、ニュートニウムが自由に通過する有効体 積を減少させることにより、重力遮蔽の強化をもたらすはずであることに注目しよう。

### 23.10.5. 重力に関する実験装置の設計

重力とは、準定常ニュートニウム流束(§16.2)中において物体に作用する一般化ジ ュコーフスキー力(187)の発生であるというエーテル的理解、また、地球周りのエーテ ル重力束(§22.2)との類推に基づき、引力の人工的創出のための装置に関する次のコ ンセプトを提案することができる。

相異なる材料からなる区域を持つ螺旋の形,または相異なる材料からなる互いの中 に収まっている円環システムの形の円板を製作する必要がある。各区域の材料の選択 は、円板の中心からの距離rが増大するにつれてエーテル密度がrとして増大し

(§21.12),また,円板の回転時に材料中におけるエーテルの回転の周速度(§18.11, §23.3)が1/rとして低下するように行わなければならない。エーテル密度およびエーテル流の速度は,円板の諸区域の加熱または冷却によって変えることができる。

エーテル重力束を創出するためには,(180)の条件が確実に満たされることも必要である。

円板の構造は、互いの中に収まっている円環構造より螺旋構造の方がより望ましい かもしれない。なぜなら、エーテルは極端に小さい粘性および自己拡散を持っており

(§21.7, §21.8), このことが隣り合う層中におけるエーテル流の相互作用をきわめて 困難にしているからである。

円板を用いた有望な実験の1つは,可能な限り大きい角速度で円板を長時間回転さ せた後,磁石を回転軸に沿って急激に変位させ,回転領域において重力,磁場および 電場を測定する実験である。

言うまでもなく、装置を構築する前に、人工的に創出される重力が検出可能な重力

となるのに必要とされる円板の回転速度,材料の組成および温度を理論的に推定する 必要がある。

また,各種の物質を回転させ,物質内部の磁場の大きさを直接測定するか(§23.6.6), または回転時に磁場によって創出されるファントムの中における磁場の大きさを測定 する(§23.6.4),一連の予備実験を行うことも有益となる。容器壁を通過するエーテル 流の良好な進行を確保するためには,物質を非磁性金属製の薄肉容器中に配置する方 法も可能である。検討したい物質としては,銅,強磁性体,鉛,金,強力ネオジム磁 石,低温および高温超伝導体,各種の結晶および以上に挙げた材料の微粒粉末,なら びに水銀,水,砂,グラフェン,紙,プラスチック,等々が挙げられる。金のナノ粒 子の調製は,例えば動画[325]で分かり易く実演されている。

より微細で高密度のカオス構造を持つ材料は、ニュートニウム流(エーテル)とよ り強く相互作用するであろうと予想される。

### 23.11. エーテル中におけるチェレンコフ放射

1934 年, P.A.チェレンコフ [Pavel Alekseyevich Cherenkov] と S.I. ヴァヴィロフ [Sergey Ivanovich Vavilov] は,  $\gamma$ 線の作用下における溶液の発光を観測しているとき,特殊な種類の放射を検出した [201, p.365]。ヴァヴィロフの仮説によれば,その過程では,その媒質中において光速度uを超える速度vで運動する電子によって光の放射が生じている。その媒質中を光速度より大きい速度で運動している電子は,それ自体の電磁場を追い越している。電子の制動の結果,放射も生じている。それより後,チェレンコフ効果は陽子,鉄の相対論的原子,等々の場合にも観測されることが示された。

チェレンコフ放射の特徴的な特異性は方向性である。粒子によって放射される光は, あらゆる方向にではなく,粒子の軌道との間で一定の鋭角のをなしている方向,すなわ ち,その軸が粒子の速度の方向と一致している円錐を形成している方向にのみ伝播す る。放射角度は次の関係式によって決定される:

$$\cos\vartheta = \frac{u}{v} = \frac{c/n}{v}.$$
(344)

ここでn = c/uは媒質の屈折率と呼ばれている;vは粒子の速度;uはその媒質中の光速度;cは真空中の光速度である。

例えばベンゼン中を運動する電子の場合には、 $\vartheta$  = 38.5°, n = 1.501である。これらの値を(344)に代入すると、ベンゼン中における電子の速度v = 2.94 · 10<sup>10</sup> [cm/s]が得られる。

陽子および鉄原子からなる宇宙線の拡大空気シャワー [extensive air shower, EAS] の地球 表面上における記録に関する実験では,  $\cos \theta = 0.95$ および  $\cos \theta = 0.9$ と決定された [202]。これより,公式(344)により,陽子および鉄原子の速度は次のようになる:

$$v = 1.05c/n, v = 1.11c/n.$$
 (345)

[203, p.218] によれば、空気の屈折率は次のように変化する:

$$n = 1 + 2.9 \cdot 10^{-4} \rho_{\rm air} / \rho_{\rm air,0}$$

ここで $\rho_{air}$ および $\rho_{air,0}$ はある高度および海面のレベルにおける空気の密度である。 [202]の実験の場合には、 $\rho_{air}/\rho_{air,0} = 1$ 、 $n = 1 + 2.9 \cdot 10^{-4}$ である。すなわち、光 速度の値は、そのような媒質中では事実上変化しない:  $u \approx 0.9997c$ 。すると、公式 (345)より、それらの粒子の速度は光速度を10 – 15%上回るという結論が導き出される: v = 1.05cおよびv = 1.11c。

このような結果は、現代物理学で受け入れられている、光速度を超えることはでき ないという仮説を覆している。しかし、その結果は、物体の速度は、それ以外の媒質 中におけるのと同様に、エーテル中における擾乱の自由伝播速度―光速度―を超える ことが可能であるとしているエーテル理論の正しさを裏付けている。

粒子がエーテル中を運動するとき、公式(344)はそのままであり続けることを示そう。媒質の圧縮は運動する物体の前方を伝播することができない。なぜなら、検討されている条件の下では、物体は光波より速く運動するからである。それゆえ、形成される波の前面は運動する物体の後方を伝播する。物体がそのそばを通過した媒質の各点は、その媒質中を光速度で伝播する球面波の波源とみなすことができる(図 29 参照)。



図 29. 放射波の前面

時間 $\Delta t$ の間に、速度vで運動する物体は点 $O_1$ から点Aに移動する。それゆえ、 $O_1A = v\Delta t$ である。その時間の間に、点 $O_1$ を出発した波は距離 $O_1B_1 = u\Delta t$ (ここでuは所与の 媒質中における光速度)を伝播する。3 角形 $O_1B_1A$ より、次のように決定される:

$$\cos\vartheta = \frac{O_1B_1}{O_1A} = \frac{u}{v}$$

エーテルについて得られた cos &の値は,公式(344)に示されている値と一致している。

全ての 2 次波の包絡線は円錐面D<sub>1</sub>AB<sub>1</sub>である(図 29 参照)。この円錐面が衝撃波の 前面である。

気体力学[9]では、超音波について検討するとき、円錐D<sub>1</sub>AB<sub>1</sub>の頂角はマッハ円錐の頂角と呼ばれている。気体力学実験では、マッハ円錐の大きさは超音速流を特徴付ける。文献[81, p.68; 204, p.136]では、同様のアプローチを用いて、[205, 206]の実験においては超光速粒子が観測される可能性があったが、しかし[205, 206]には波の放射角度に関するデータが存在しないため、粒子の速度を明示的な形で推定することができなかったという結論が下されている。

超光速粒子の観測に関する結論は、方法論上の基礎的意義だけでなく、実践上の重

要性も持っている。普通,高エネルギー物理学では,粒子の質量は表式 $m = E/c^2$ (ここでEは物質のエネルギー)に等しいとみなされている。この表式では,真空中の光速度cは物理定数であり,粒子の質量を一義的に決定していると仮定されている。しかし,エーテル中の粒子が運動の過程でエーテル中における擾乱の自由伝播速度cより大きい速度vを獲得する場合には,表式 $m = E/c^2$ は $m = E/v^2$ に移行し,質量mを一義的に決定しなくなる。この場合には,粒子の質量を一義的に決定するためには,粒子の運動量および波の放射角度の追加的測定を行うことが必要である。このように,超重粒子の全ての既知の質量の値は,しかるべき追加的実験による再検証を必要としている。

### 23.12. フォン・ブラウンの初期の衛星の軌道異常

1958 年にアメリカ初の人工衛星 Explorer I を成功裡に打ち上げたロケット Jupiter-C に関する興味深い事実が, R.C.ホーグランド (R.C. Hoagland) により «Von Braun's 50-Year-Old-Secret. Parts 1 and 2» という論文で発表された (例えば [327] 参照)。

衛星 Explorer I の軌道の異常が,既にその1回目の地球周回時に認められた。軌道周 期は予想されていたより~9分間長く,近地点および遠地点の高度は予定されていた 224 [km]および1575 [km]ではなく,334 [km]および2534 [km]であった。衛星 Explorer III および IV,また3機の衛星 Vanguard の軌道においても同様の異常が観測された。

R.C.ホーグランドの計算は、衛星 Explorer I による959 [km]の遠地点超過は、打ち上 げロケット Jupiter-C の多段式固体燃料コンポーネントの過剰効率によって説明するこ とができないことを示した。なぜなら、そのためには、ロケットの全ての上段の速度 を 20%増加させる必要があるからである。

R.C.ホーグランドは、アメリカおよびソ連におけるロケット技術の発展に関する歴史 的・技術的事実の分析を行った結果, Explorer I の軌道の偏りの原因は、ロケット Jupiter-C の回転部分にあったと結論付けることができた。彼は次に、回転物体を用いた ブルース・デパルマの実験を援用し、ねじれ場の概念、ならびに回転物体および化学反 応への超空間のフリーエネルギーの付加を用いた軌道異常の定性的解釈を提案した。

本節では、我々はエーテル理論に基づいたそれとは別の軌道異常の解釈を与え、定量的推定を行い、その推定値を Explorer I の軌道の変位量と比較しよう。ここに示す結果は F.S.ザイツェフによって得られたものである。

ロケットは管状の回転アセンブリーを持ち,2段目および3段目はそのアセンブリー に含まれていた。回転は、それらの段の個々の燃料エレメントの燃焼時における推力不 均衡を相殺するために利用されていた。4段目は単独の燃料エレメントを持っていた。

管の回転の周速度は $V = \omega \times r$ である。ここで $\omega$ は角速度; rはロケットの軸に垂直 な平面内の動径ベクトルである。§23.3 で示したように,管中のエーテルの回転の定 常速度はVに近い。

ロケットは地球近傍のエーテル流束中を運動している。その流束は重力束その他の タイプの流束を含んでいる(図38参照)。地球近傍のエーテル流束の合成速度を記号 uで表そう。

2 つのエーテル流束の相互作用が生じている。すなわち,そこでは流束が速度Vを持っている管の体積中において,管の外部の速度uが創出されている。この相互作用が, 管中のエーテル体積要素dτ中において,一般化ジュコーフスキー力(131)を生み出す:

$$d\mathbf{F}_{\mathbf{u}} = \left(\mathbf{u} \times \left(\mathbf{\nabla} \times (\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V})\right) + \frac{1}{2}\rho_{\mathrm{m}} \mathbf{V} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{u})\right) d\tau.$$

比較的長い時間間隔が経過する間に、その力がエーテルから管に伝達されると仮定 しよう。このような仮定は、効果の上側からの推定値を与えるであろう。なぜなら、 おそらく、管に対してはエーテル中で発生する力の一部のみが伝達されるからである。

すると、管全体に対して次の力が作用する:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{u}} = \iiint_{\Omega} \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{u}}}{d\tau} d\tau.$$

ここでΩは管と一緒に回転するエーテルの体積である。

そのエーテルの密度は非擾乱エーテルの密度に近い ( $\rho_{\rm m} \approx \rho_{\rm m,0}$  (246)) と仮定しよう。すると、次式が得られる:

$$\frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{u}}}{d\tau} \approx \rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) + \frac{1}{2} \mathbf{V} \times \left(\mathbf{\nabla} \times \left(\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u}\right)\right) = \rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \times (\mathbf{\nabla} \times \mathbf{V}) + \frac{1}{2} \mathbf{V} \times \mathbf{B} = 2\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \times \mathbf{\omega} + \frac{1}{2c} \mathbf{V} \times \mathbf{B}.$$

ここでBは地磁気である。

**F**<sub>u</sub>の積分は、管軸上に中心を持つ座標系で計算すると都合がよい。管軸の最下点を 原点とし、管軸に沿ったz軸を持つ円筒座標系を選ぼう。次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{u}} = \int_{0}^{h} \left( \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \left( \int_{0}^{2\pi} \frac{d\mathbf{F}_{\mathbf{u}}}{d\tau} d\varphi \right) r dr \right) dz.$$

ここでhは管の長さ; $r_{\min}$ および $r_{\max}$ は管の回転によって創出されたエーテル渦の半径である。

u, ωおよびBは管の領域中では定数に近いことに注意を払うと, 次式が見出される:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{u}} = \int_{0}^{h} \left( \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \left( \int_{0}^{2\pi} 2\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} \, d\varphi \right) r dr \right) dz + \int_{0}^{h} \left( \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \left( \int_{0}^{2\pi} \frac{1}{2c} \, \mathbf{V} \times \mathbf{B} \, d\varphi \right) r dr \right) dz = 2\rho_{\mathrm{m},0} \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} \int_{0}^{h} \left( \int_{r_{\min}}^{r_{\max}} \left( \int_{0}^{2\pi} d\varphi \right) r dr \right) dz + \int_{0}^{h} \left( \int_{0}^{2\pi} \frac{1}{2c} \left( |\mathbf{V}| \cos \varphi \, \mathbf{i}_{x} - |\mathbf{V}| \sin \varphi \, \mathbf{i}_{y} \right) \times \mathbf{B} \, d \right) r dr \right) dz$$

 $dF_u/d\tau$ 中の2番目の振動項は積分したときに消え、力は1番目の項のみによって決定される:

$$\mathbf{F}_{\mathbf{u}} = 2\pi\rho_{\mathrm{m},0}h(r_{\mathrm{max}}^2 - r_{\mathrm{min}}^2)\,\mathbf{u}\times\boldsymbol{\omega}.$$

今度は、ロケットの運動に対する力Fuの寄与について検討しよう。

物体に作用する一連の種類の力およびそれらに対応する物体の加速に対しては,重 ね合わせの原理が妥当する。しかし,普通,この原理は速度および軌道には当てはま らない。

ロケット Jupiter-C の運動,またその軌道を予想する際に依拠したモデルに関する詳細な記述は存在しないため,力Fuの作用のみによるロケットの軌道の擾乱について検

討しよう。言うまでもなく,そのような推定は擾乱の大きさのオーダーしか与えない。 カ**F**uが印加された質量mの運動に関するニュートンの第 2 法則について検討しよう:

$$\frac{dm\mathbf{v}}{dt} = \mathbf{F}_{\mathbf{u}}.$$

燃料が積まれた状態および空になった状態の段の重量および軌道のクロノメトリー は上に挙げた参照文献で与えらている。

管はロケットがスタートする前に回転し始めていた。しかし、1 段目が切り離された時点 $t_1$ 以降のみの軌道について検討することにしよう。なぜなら、1 段目の質量 $m_1$ がきわめて大きいのに対し、 $t_1$ は比較的小さいため(下記のデータ参照)、時点 $t_1$ までにおける力 $\mathbf{F}_{\mathbf{u}}$ によるロケットの変位量は小さかったからである。

2 段目および 3 段目を含んでいる管は、1 段目の切り離し後、時点 $t_{23}$ まで、 $\Delta t_{23} = t_{23} - t_1$ 秒間ロケット中に存在していた。

長さ $\Delta t_{23} \approx 260 [s]$ の時間間隔 $t_1 < t \le t_{23}$ におけるロケットの質量の変化は、2 段目および 3 段目の燃焼中に、 $\Delta t_{23}$ と比べると小さい、時点 $t_{23}$ 近傍の13 [s]の時間間隔において進行していた。それゆえ、時間間隔 $t_1 < t \le t_{23}$ においては、ロケットの質量は定数 $m_{23} + m_4 + m_s$ に近いとみなすことができる。ここで $m_{23}$ は 2 段目および 3 段目の質量; $m_4$ は 4 段目の質量; $m_s$ は衛星の質量である。

こうして,次式が得られる:

$$(m_{23}+m_4+m_s)\frac{d\Delta \mathbf{v}_3(t)}{dt}=\mathbf{F}_{\mathbf{u}}.$$

力 $F_u$ が経時的に不変であると仮定し、初期条件を $\Delta v_3(t_1) = 0$ としたとき、区間 $t \in [t_1, t_{23}]$ におけるこの方程式の解は、時点 $t_{23}$ において、速度の次の増分を与える:

$$\Delta \mathbf{v}_3(t_{23}) = \frac{\Delta t_{23}}{m_{23} + m_4 + m_8} \mathbf{F_u}$$

これに対応する予想軌道からの変位量は次のようになる:

$$\Delta \mathbf{r}_3(t_{23}) = \frac{(\Delta t_{23})^2}{2(m_{23} + m_4 + m_s)} \mathbf{F}_{\mathbf{u}}.$$

2 段目および 3 段目を含んでいる回転管の切り離し後,質量 $m_4 + m_s$ の(4 段目および衛星からなる) ロケットは、力 $F_u$ を受けていなかった。しかし、ロケットに対して $F_u$ の方向に与えられた速度 $\Delta r_3(t_{23})$ が、ロケットを変位させ続けていた。

4 段目は時点 $t_4$ に仕事を終えた。衛星を含む4 段目の時間間隔 $t \in (t_{23}, t_4]$ における平均質量は $m_4/2 + m_s$ であった。

カ $F_u$ は管の回転の角速度ωに対して垂直であり,推力はωに対して平行である(図 30 参照)。それゆえ、単純化した記述では、4 段目の推力は、それに対して横方向の運動 には影響を与えておらず、また、衛星を含む 4 段目は、 $t \in (t_{23}, t_4]$ のとき、それに先行 する時間間隔( $t_1, t_{23}$ )においてロケットに伝達された力 $F_u$ により、速度 $\Delta v_3(t_{23})$ で計算軌 道から変位し続けていたとみなそう。

すると、時間 $t \in (t_{23}, t_4]$ の間における変位量 $\Delta r_4(t_4)$ に関して、次式が得られる:

$$\frac{d\Delta \mathbf{r}_4(t)}{dt} = \Delta \mathbf{v}_3(t_{23}), \quad \Delta \mathbf{r}_4(t_4) = \Delta \mathbf{v}_3(t_{23})\Delta t_4, \quad \Delta t_4 = t_4 - t_{23}$$



図 30. ロケットの上昇軌道のスキーム

最後に,質量 $m_s$ の衛星は,時点 $t_a$ に遠地点に到達した。時間 $t \in (t_4, t_a]$ の間に,衛星は $\Delta r_5(t_a)$ だけ変位した:

$$\frac{d\Delta \mathbf{r}_{5}(t)}{dt} = \Delta \mathbf{v}_{3}(t_{23}), \quad \Delta \mathbf{r}_{5}(t_{a}) = \Delta \mathbf{v}_{3}(t_{23})\Delta t_{5}, \quad \Delta t_{5} = t_{a} - t_{4}.$$

こうして、ジュコーフスキー力 $F_u$ に起因する遠地点における衛星軌道の全変位量  $\Delta r(t_a)$ は次のようになった:

$$\Delta \mathbf{r}(t_a) = \Delta \mathbf{r}_3(t_{23}) + \Delta \mathbf{r}_4(t_4) + \Delta \mathbf{r}_5(t_a).$$

R.C.ホーグランドおよびウィキペディアのデータによれば、クロノメトリーは次のとおりであった:  $t_1 \approx 155$ ,  $t_{23} \approx 415$ ,  $t_4 \sim 421$ ,  $t_a \sim 3441$  [s]。ロケット Jupiter-C の積載コンポーネントの質量および回転管のパラメーターは次のとおりであった:  $m_1 \approx 28400$ ,  $m_{23} \approx 590$ ,  $m_4 \approx 36$ ,  $m_s \approx 14$  [kg]; 回転の周波数~600 [rpm]あるいは角速度  $|\omega| = 2\pi n/60 \sim 62.8$  [rad/s]; 角速度ベクトルωはロケットの運動方向を向いていた; 管の半径0.44 [m],高さ $h \approx 1.03$  [m]。

管はスタート前に既に回転していた。それゆえ、エーテル渦が形成されるための時間は十分にあった。ブルース・デパルマの実験および我々の実験は、渦の内側半径として*r*min ~ 0を取ることを可能にしている。なぜなら、渦は運動物体の中だけでなく、その外でも観測されるからである。エーテル渦の外側半径*rmax*は近似的に管の半径であると推定しよう。なぜなら、ロケットの運動時に、渦が管の外へどれだけ出ることができたかは不明であるからである。

管を通過する外部エーテル流束の速度uは、様々なタイプのエーテル流束の総体によって決定される可能性がある。それらの様々なエーテル流束の中で、エーテル重力束は、回転物体に対して2通りの仕方で作用することに注目しよう。すなわち、エーテル重力束は、原子構造と相互作用することによって物体の重量を決定し、また、回転によって創出されたエーテル渦と相互作用することによって物体を側方へ押しやる。

力 $F_u$ が作用していた時間 $t \in [t_1, t_{23})$ の間, ロケットは高度を上げていた。大高度におけるエーテル速度uの方向はまだ解明されていない。それゆえ, その速度方向に関する仮定を立てざるを得ない。ベクトルuが, ジュコーフスキー力 $F_u \sim u \times \omega$ の中で,地球

から遠ざかる方向の成分(図 30 参照)の出現をもたらしていたとみなそう。変位量 Δr<sub>3</sub>, Δr<sub>4</sub>, Δr<sub>5</sub>はそれと同じ方向の成分を持っていた。なぜなら,それらはF<sub>u</sub>に比例して いるからである。速度uの近似値として,エーテル重力束の速度(304)を取ろう。

最後に,得られた公式に全ての値を代入すると,次式が見出される:

 $\mathbf{F}_{\mathbf{u}} \sim 345 \mathbf{i}_{s} [N], \ \Delta \mathbf{v}_{3}(t_{23}) \sim 140 \mathbf{i}_{s} [m/s], \ \Delta \mathbf{r}_{3}(t_{23}) \sim 18 \mathbf{i}_{s}, \ \Delta \mathbf{r}_{4}(t_{4}) \sim 0.9 \mathbf{i}_{s},$ 

 $\Delta \mathbf{r}_{5}(t_{a}) \sim 423\mathbf{i}_{s} \, [\mathrm{km}], \ \Delta \mathbf{r}(t_{a}) \sim 442\mathbf{i}_{s} \, [\mathrm{km}], \ \mathbf{i}_{s} \equiv \mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega} / |\mathbf{u} \times \boldsymbol{\omega}|.$ 

見出された力 $F_u$ の大きさは、宇宙スケールにおいて顕著な軌道偏差を大きな時間間 隔[ $t_4, t_a$ ]においてのみ創出していることが分かる。このことは、用いられた仮定の合理 性を物語っている。

軌道の膨張は、力 $F_u$ によって引き起こされた宇宙の方向への変位に加えて、地球からの距離の増大に伴う引力の弱化によっても生じていた。それだけでなく、回転物体は重量を失うという、例えば G.I.シポフ [Gennady Ivanovich Shipov]の研究 [ロシア諸民族友好大学における 2019 年 4 月 25 日の報告]が存在する。

これら全ての効果を考慮すると、ここに提示されたエーテル的解釈は、観測された 衛星の偏差が遠地点における予想位置から~1000 [km]であることと、大きさのオーダ 一の点で一致している。

この結果は、次の重要な結論を下すことを可能にしている:

- 1. (304)の速度の大きさを持つ地球周りのエーテル流束が存在することのさらにも う1つの裏付けが得られた。
- 宇宙空間における外部エーテル流束の存在下での回転物体の軌道を予想するためには、一般化ジュコーフスキー力を考慮する必要がある。この力の利用は、同じ質量をより小さいエネルギー消費で所与の軌道に放出することを可能にする。
- 3. 地球近傍におけるエーテル流の研究は、コンポーネントによって回転されることのできる2機の単純な構造の同型ロケットを打ち上げることによって行うことができる。そのコンポーネントは、マグヌス効果の発生を回避するため、ロケット近傍を流れる空気と接触してはならない。コンポーネントは、一方のロケットでは静止したままの状態とし、他方のロケットでは大速度で、ただし軌道のある区間においてのみ回転させなければならない。2つの軌道の差が、コンポーネントが回転していた軌道区間におけるエーテル流の速度を評価することを可能にする。その結果、エーテル速度と地表からの高度との対応が突きとめられるであろう。

軌道異常をより正確に検討するためには、回転管がその中を通過したエーテル流束、 ロケット Jupiter-C の構造、特にそのジャイロスコープその他の回転式機器に関する詳 細な情報を知り、さらに、ロケットの運動およびロケットの軌道計算に用いられたモ デルに関する詳細点を知る必要がある。

現在,宇宙空間においてエーテル流束を通過する回転物体の運動に対して一般化ジ ュコーフスキー力が及ぼす影響を精緻に分析するためのより現実的な方法は,上記の 小項目3で提案されている実験を実施することであると思われる。

### 23.13. ボールベアリングモーターの動作原理のエーテル的解釈

ボールベアリングモーター [328-333] は、1 つの軸上に取り付けられた 2 つのボ



図 31. ボールベアリングモーターの写真 [328]

ールベアリングからなっている。ボールベアリングの外輪は支持物上に動かないよう に固定されており、支持物に電圧が供給される。このようなモーターの例を図 31 に 示す。このモーター中のはずみ車は動きの一様性をもたらす。電圧~1 [V]、電流~30 [A] のとき、最初の一突きを与えると、ボールベアリングはある加速度を持って回転し始 め、~40 [s]経過後、定常回転の状態に入る [328]。モーターはベアリングが1つの場 合でも動き [334]、また交流電圧によっても動く [334,332,330]。

ボールベアリングモーターの構造は他のモーターと比べてかなり単純である。ところが,既に 60 年間以上,その動作原理の受け入れ可能な科学的説明は存在していない(例えば [328] 参照)。

本書で得られた結果によれば、ある現象の解釈における大きな困難が生じるのは、 普通、あれこれの過程のメカニズムが、まさに本質的にエーテル的なメカニズムであ る場合である。それと同時に、あらゆる過程がその中で進行しているエーテルという 概念を導入することは、概して言えば、現象の明確で一目瞭然たる理解をもたらす(例 えば§23.3における単極発電機の動作の説明参照)。

[328] によれば、現在、最も蓋然性の高い仮説として受け入れられているのは、輪 との接触箇所におけるボールの熱膨張によってボールベアリングモーターは回転する という熱仮説であるに注目しよう。しかし、ボールと輪の接触面積は小さいとする熱 仮説の基本的仮定は疑念を引き起こす。なぜなら、この仮説は、ベアリングの輪の内 部の溝(軌道)に沿ったボールの転がり運動を考慮していないからである[335, p.443]。 そこでは接触面積は小さくない。

それだけでなく、熱仮説に対応する定量的理論は構築されておらず、この仮説の枠内において定性的レベルで説明することができているのは、定常回転モードのみにすぎない[328]。

さらに、熱仮説の実験的検証、例えばローラーベアリングを用いた検証や冷却を適 用した検証(ビデオ[328,329]に対するコメントにおけるその他の提案も参照)、あ るいはまた、ボール、セパレーターおよび輪が超伝導材料で作られているベアリング を用いた検証は存在しない。強冷却モードあるいは超伝導モードでは、接触箇所にお ける温度効果は減少しなければならず、また、もし熱仮説が正しいとすれば、最初の 一突き後におけるモーターの回転速度も減少しなければならない。

ボールベアリングモーター [328] の機能原理の解釈をエーテルコンセプトを用い
て与えよう。ベアリングの各ボールの中に含まれているエーテル領域中では一般化ジ ュコーフスキー力が発生しており、その力がボールを回転させる力のモーメントを創 出していることを示そう。その結果、ボールはベアリングの内輪の回転を加速させる。

これに類似したエーテルの回転効果が、物理学において説明を持っていないそれ以 外の多数の実験、例えばアスプデンの実験およびブルース・デパルマの実験(p.275 参 照)を説明する。

ここに提示されている結果は、そのうちの一方がエーテル中における渦(磁場)に 相当している2つのエーテル流が重なり合うときに発生する諸現象の定量的分析方法 を発展させている。

この研究は F.S.ザイツェフによって行われた。

#### 23.13.1. ボールベアリングモーターの最も単純なエーテルモデル

それぞれN個のボールを持つ、2 つのベアリングからなるモーターのスキームについて検討しよう(図 32)。シャフト軸に沿ったz軸および単位基底ベクトル $i_r$ ,  $i_{\varphi}$ ,  $i_z$ を持つ円筒座標系,ならびにボールの回転軸に沿った軸および単位基底ベクトル $i_{ba,r}$ ,  $i_{ba,\varphi}$ ,  $i_{ba,z}$ を持つ円筒座標系を導入しよう(図 32 参照)。

最初の一突きがボールを運動させる。各ボールはベアリングの平面内を自らの中心 に対して角速度 $\omega(t)$  [rad/s]で,また内輪は角速度 $\omega_1(t)$  [rad/s]で回転し始める(図 32 参照)。このとき,ボールを通じて電流が流れる。

物理学では、電流の秩序だった流れの方向が電流Iの正の方向とみなされている[28, p.173]。エーテル理論では、導線中におけるエーテル流の速度u<sub>et</sub>は、そこではエーテル圧力(電位、公式(74))が相対的に高い負に荷電した領域から、そこではエーテル 圧力が相対的に低い正に荷電した領域に向かう方向を持っている(p.325, p.182, p.241)。それゆえ、導線中のベクトルIとu<sub>et</sub>は反対の方向を向いている(図 32)。

物理学では、電流Iの外部の磁場BIの方向は、ベクトルBIとIの間の右ねじの関係によ



図 32. モーターの左側および右側のベアリングのスキーム。外輪が固定されている ベアリングの回転のアニメは [326] に掲載されている。[図中の記号の添字 э は ether ; m は ball ; Ж は Zhukovsky]

って決定される [36, p.427]。エーテル理論では、磁場はエーテル流によって創出される (p.37)。ベクトルB<sub>I</sub>の挙動はもっと複雑なものである可能性がある。なぜなら、それは、導体中と導体の周囲の領域中の両方におけるエーテル速度分布に依存しているからである (§12.4, §12.1, §7)。導体の磁場の正確なエーテル的計算という課題は、物質の適切なエーテルモデルが存在しないことによって困難になっている。それゆえ、ここでは、物理学で採用されているB<sub>I</sub>とIの方向を用いよう (図 32)。

エーテル的解釈では、物体の回転はエーテル渦を創出し(§23.3)、導体中の電流は エーテル流速度に比例している(143)。ボールを通過する動径方向のエーテル流速度  $\tilde{\mathbf{u}}_r$ は、ボール中におけるエーテルの回転の周速度 $\mathbf{u}_{\omega}$ より著しく大きい((356)参照)。 ボールは、ボールを通過する電流の運動時間の間に1回転することは事実上できない。 それゆえ、ボールの渦中の体積要素に対しては、速度 $\tilde{\mathbf{u}}_r$ が「瞬時に」伝達される。こ のことが、ボール中に閉じ込められているエーテル中において一般化ジュコーフスキ ー力の体積密度(131)の発生をもたらす:

$$\frac{d\mathbf{F}_{\widetilde{\mathbf{u}}_r}}{d\tau} = \widetilde{\mathbf{u}}_r \times \left( \nabla \times (\rho_{\rm m} \, \mathbf{u}_{\omega}) \right) + \frac{\rho_{\rm m} \mathbf{u}_{\omega}}{2} \times (\nabla \times \widetilde{\mathbf{u}}_r). \tag{346}$$

この力は、電流とその磁場との相互作用(自己影響)によってではなく、相異なる 起源(モーターを通過して流される電流に対応する電気的起源およびボールの回転に よって発生する力学的起源)のエーテル流の相互作用によって引き起こされたもので あることを強調しよう。

方位角方向における速度 $\mathbf{u}_{\omega}$ でのエーテルの回転は、磁場 $\mathbf{B}_{\omega} = c \nabla \times (\rho_{m} \mathbf{u}_{\omega})/k_{m,0}$ (p.37, p.26)を生み出す。 $\rho_{m} \approx const$ の場合には、その磁場は、ボールの回転の角速 度ベクトルに比例している:

$$\mathbf{B}_{\omega} \approx \frac{c\rho_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{m},0}} \nabla \times \mathbf{u}_{\omega} = \frac{c\rho_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{m},0}} 2\boldsymbol{\omega} = \frac{c\rho_{\mathrm{m}}}{k_{\mathrm{m},0}} 2\frac{u_{\omega}}{r_{0}} \mathbf{i}_{\mathrm{ba},z}.$$

ここでr<sub>0</sub>はボールの半径(図 32)であり、(346)の右辺第1項は次の形を取る:

$$\widetilde{\mathbf{u}}_r \times \left( \nabla \times (\rho_{\rm m} \, \mathbf{u}_{\omega}) \right) = \frac{\kappa_{\rm m,0}}{c} \, \widetilde{\mathbf{u}}_r \times \mathbf{B}_{\omega} \approx 2\rho_{\rm m} \omega \widetilde{u}_r \mathbf{i}_{{\rm ba},r} \times \mathbf{i}_{{\rm ba},z} = -2\rho_{\rm m} \omega \widetilde{u}_r \, \mathbf{i}_{{\rm ba},\varphi}.$$
 (347)

一般的な場合には、エーテル速度と触知可能な物質の速度が均等になるためには、 若干の時間が必要とされる(§23.6.4)。モーターの単純化したモデルでは、ボールは、 ボール中に閉じ込められているエーテルと同時に回転するとみなそう(ボールはエー テルの中に「凍結されて」いる。

ジュコーフスキー力の密度(346)は、体積要素dV中でジュコーフスキー力F<sub>Zh</sub> ≡ (dF<sub>ũ</sub>,/dτ)dVを生み出す(図 32 参照)。仮にF<sub>Zh</sub>がボール中の電流の方向に沿って一定であるとすると、その力は、ボールと輪の接触箇所を通る直径上において反対方向のモーメントを創出するはずであり、ボールの回転速度を変化させないはずである。しかし、ボール中への電流の流入(注入)箇所において、エーテルは材料のノズルから放出され、その速度は、流出が困難な吸い込み箇所と比べて著しく高い(p.325, p.182, p.241)。それゆえ、ジュコーフスキー力は、内輪上にマイナス側を持つベアリング(このことは内輪中における相対的に高いエーテル圧力(電位)(74)の創出に対応する)中では、ボールと内輪の接触箇所に隣接する領域中において優越し、外輪上にマイナス側を持つベアリング中では、ボールと外輪の接触箇所に隣接する領域中において優

363 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

越する (図 32 参照)。その結果、トルクが発生し、これがボールの回転を加速させる。

電圧の接続箇所からベアリング外輪までの距離が増大するにつれて,電気抵抗は増大する。それゆえ,最大の電流は,その箇所に最も近いボールを通じて流れる。すなわち,回転に最も大きく寄与しているのは,近似的にξN個(ここでξ~0.5)の下側のボールである。

金属中の自由電子は、もし存在しているとすれば、エーテルと同じ方向、すなわち マイナス側からプラス側へ運動するであろうということに注目しよう。しかし、エー テルを電子に、またジュコーフスキー力をローレンツ力に置き換えると、発生する力 のモーメントを説明することができなくなる。なぜなら、電子は、エーテルとは異な り、磁場B<sub>ω</sub>を生み出す電流を創出することができないからである。なぜなら、典型的 な条件下において、電子が導体中の結晶格子の原子から離脱する可能性を持っている のは、原子間距離のオーダーの距離においてのみであるからである(§23.2.1 参照)。 言い換えると、ボール中では、電子は導体の原子と一緒に回転しており、したがって 電流および磁場B<sub>ω</sub>を生み出すことができないのである。

このように、ベアリングのボール中では、ボールの回転を加速させる力のモーメントが発生している。その回転がベアリングの内輪に滑りなしに伝達されるとしよう。

内輪のベアリングの軸に対して外側の部分の回転の周速度 $u_1 \ge R_0 - r_0$ で割ると、内輪の回転の角速度 $\omega_1$ に関して次式が得られる:

$$\omega_1 = \frac{u_1}{R_0 - r_0}$$

ここでR<sub>0</sub>はベアリングの軸からボールの中心までの距離である(図 3.2)。

滑りがなく、また、ボールは境界上における線角速度 $u_{\omega}$ で自らの中心に対して回転しているのであるから、 $u_1 = u_{\omega}$ である。すると、次式が得られる:

$$\omega_1 = \frac{u_\omega}{R_0 - r_0} = \frac{\omega r_0}{R_0 - r_0} = \frac{\omega}{R_0 / r_0 - 1}.$$
(348)

例えば $R_0/r_0 = 3$ のとき、内輪は、ボールが自らの中心の周りを1回転する間に、ベアリングの軸の周りを半回転する([336]のアニメ参照)。

周知のことではあるが、ベアリングの運動論の理解にとって重要な意味を持つ、ベ アリングの静止軸に対するボールの中心の回転の角速度ω<sub>c</sub>と、自らの中心に対するボ ールの回転の角速度ωとの間の関係を解明しよう。

外輪が固定されているべアリングにおける、内輪の外側部分の(ベアリングの軸に 対する)回転の周速度 $u_1$ とボールの中心の周速度 $u_c$ とは、関係式 $u_1 = 2u_c$ によって関 係付けられる[337,問題 2;338, p.312;339, p.373]。 $u_1 = u_\omega$ であることを考慮すると、 そのようなベアリングにおけるボールの転がりに関して $u_\omega = 2u_c$ が得られる。この関 係式は、ボールが静止した水平面に沿って滑りなしに転がるときにおける 2 つの速度 の間の関係式とは異なっている。すなわち、このとき、ボールの中心の並進運動速度  $u_c$ は、ボールの境界の回転の周速度 $u_\omega$ と大きさが等しい:  $u_c = u_\omega$  (例えば[337,問 題 1]参照)。

等式 $u_{\omega} = 2u_{c}$ より,  $\omega r_{0} = 2\omega_{c}R_{0}$ ,  $\omega = 2\omega_{c}R_{0}/r_{0}$ が得られる。ここで $\omega_{c}$ はベアリングの軸に対するベアリングの中心の回転の角速度である( $\omega_{c}$ はセパレーターの角速度と等しい。なぜなら, セパレーターはボールと一緒に運動するからである)。例えば $R_{0}/r_{0} = 3$ の場合には, セパレーターが1回転する間に, ボールは6回転する([336]

のアニメ参照)。

給電の極性が入れ替わると,左側と右側のベアリングは場所を交換する。それゆえ, モーターは交流電流でも動作する。

ボールの最初の1回転の方向が変化すると、 $\mathbf{B}_{\omega}$ の方向が入れ替わり、したがって $\mathbf{F}_{Zh}$ の方向も反対になる。その結果、 $\mathbf{F}_{Zh}$ もボールの回転を加速させる。

1個のベアリングについて検討すれば、それで十分である。なぜなら、2番目のベア リングもそれと同様に振る舞うからである。

既に指摘したように、ボールは、電流がボールを通過する特性時間の間に1回転することは事実上できない。それゆえ、ボールに対する力のモーメントの瞬時の作用を記述するためには、ボールの静止軸に対する角運動量の方程式を利用しよう(例えば[26,§30,§37]参照)。

ボールはセパレーターによって厳密に束縛されていること、また、各ボールは加速 を自らの渦からだけでなく、電流の主要部分がそこを通じて流れている、*ξN*-1個の 下側の他のボールからも得ていることを考慮しよう。このとき、各ボールは、セパレ ーターを通じて*N*個の全てのボールによって減速されている。

ベアリング中の1個のボールに関して次の角運動量の方程式が得られる:

$$I_{\rm ba}\frac{d\omega}{dt}\mathbf{i}_{\rm ba,z} = \xi N \big(r_0 \ \mathbf{i}_{\rm ba,r} \times \mathbf{F}_{\rm Zh}\big) + r_0 \ \mathbf{i}_{\rm ba,r} \times \mathbf{F}_{\rm fr}.$$
(349)

ここで $I_{ba} = 2mr_0^2/5$ はボールの慣性モーメント [26, p.198];  $\mathbf{F}_{Zh} = (d\mathbf{F}_{\tilde{u}_r}/d\tau)V$ は電源 のマイナス端子に接続されている輪とボールとの接触箇所に隣接する領域V中におけ るジュコーフスキー力;  $\mathbf{F}_{fr}$ はN個のボールを持つベアリングの摩擦力である。実践に おいては,  $\mathbf{F}_{fr}$ は1個のボールに関してではなく,他ならぬベアリング全体に関して決 定されていることを強調しよう。

ボールの接触箇所を輪と接続している直径上において $\mathbf{u}_{\omega} \parallel \nabla \times \tilde{\mathbf{u}}_r = \mathbf{B}_{\tilde{\mathbf{u}}_r} k_{m,0} / c \rho_m$ であることを考慮すると, (346)および(230)よりジュコーフスキー力に関して次式が得られる:

$$\mathbf{F}_{\rm Zh} = \frac{d\mathbf{F}_{\widetilde{\mathbf{u}}_r}}{d\tau} V \approx -2\widetilde{u}_r \rho_{\rm m} V \omega \mathbf{i}_{{\rm ba},\varphi}.$$

エーテル中の内部摩擦力はきわめて小さい(§21.7)。ところが、ベアリング中では、 その回転を減速させる顕著な摩擦力が発生している。[335, p.444] によれば、その力 は、速度が相対的に小さいときは、ベアリングの回転に対して弱くしか依存せず、速 度が大きくなると、急激に増大する。しかし、当該のモーターを用いた実験では、ベ アリングの急速な温度上昇が生じている。それゆえ、我々の場合には、摩擦力は時間 に依存している(F<sub>fr</sub>=F<sub>fr</sub>(*t*))。

外輪に沿って流れる電流*I*は,ボール中に磁場**B***I*を創出する。この磁場は,ボール中における方位角方向のエーテル流 $u_{\omega}$ と重なり合っている。ジュコーフスキー力 $G_{2h}$ が発生し,ボール中に動径方向のエーテル流 $u_r$ を創出する(図32参照)。その結果,動径方向のエーテル速度 $\tilde{u}_r$ が,電流 $u_0$ および力 $G_{2h}$ によって創出される速度から形成される: $\tilde{u}_r = u_0 + u_r$ 。実験では,ボールを通過する動径方向の電流に対応する動径速度 $u_0$ は,力 $G_{2h}$ によってボール中に創出される動径速度 $u_r$ を成分比率の点で著しく上回っている: $u_0 \gg u_r$ 。それゆえ, $\tilde{u}_r = u_0 + u_r \approx u_0$ となる。

さらに、比較的微弱なそれ以外の一連の効果も無視することにしよう: ボールの方

位角方向の回転によって発生するエーテル圧力勾配によって引き起こされる力(この 力はジュコーフスキー力F<sub>Zh</sub>と比べると相対的に微弱である);エーテルの粘性によっ て発生する減速。なぜなら,エーテル中の内部摩擦力はきわめて小さい(§21.7)から である;ベアリングの外輪中における電流Iの磁場B<sub>I</sub>中で流れが渦巻くことによって 引き起こされる,ボール中におけるエーテルの回転の減速(§11.2参照)。

その結果, (349)より, ジュコーフスキー力 $F_{Zh}$ および摩擦力 $F_{fr}$ を考慮に入れてベアリング中におけるボールの回転を座標系( $r_{ba}, \varphi_{ba}, z_{ba}$ )で記述する, 次の方程式が得られる:

$$\frac{d\omega(t)}{dt}\mathbf{i}_{\mathrm{ba},z} = -\xi N \frac{2r_0 u_0 \rho_{\mathrm{m}} V}{I_{\mathrm{ba}}} \omega(t) r_0 \,\mathbf{i}_{\mathrm{ba},z} + \frac{r_0}{I_{\mathrm{ba}}} F_{\mathrm{fr}}(t) \mathbf{i}_{\mathrm{ba},r} \times \mathbf{i}_{\mathrm{ba},\varphi},$$

$$\frac{d\omega(t)}{dt} = -\xi N \frac{2r_0 u_0 \rho_{\mathrm{m}} V}{I_{\mathrm{ba}}} \omega(t) r_0 + \frac{r_0}{I_{\mathrm{ba}}} F_{\mathrm{fr}}.$$
(350)

この座標系において、図 32 に示されている回転方向の場合には、 $\omega$ および $u_0$ の大きさは負、 $F_{\rm fr}$ の大きさは正である。すなわち、(350)の最後の項は確かに減速を記述している。

方程式(350)の解 $\omega(t)$ および公式(348)は、実験で測定されるシャフトの回転の角速 度 $\omega_1(t)$ を見出すことを可能にする。

#### 23.13.2. エーテルモデルの分析

ボールの自軸に対する回転の角速度ω(t)に関して,常微分方程式(350)の初期値問題 が得られる:

$$\begin{cases} \frac{d\omega(t)}{dt} = \lambda\omega(t) + \beta(t), \quad \lambda \equiv -\xi N \frac{2r_0 u_0 \rho_m V}{I_{ba}}, \quad \beta(t) \equiv \frac{r_0 F_{fr}(t)}{I_{ba}}, \\ \omega(0) = \omega_0 \end{cases}$$
(351)  
$$\omega_1(t) = \frac{\omega(t)}{\frac{R_0}{r_0} - 1} \text{ [rad/s]}, \quad n_1 = \frac{\omega_1(t)}{2\pi} \text{ [rps]}. \end{cases}$$

初期値問題(351)の解は, 例えば Maple 記号計算システム [247] を用いて見出すことができる:

$$\omega(t) = \left(\omega_0 + \int_0^t \beta(y) e^{-\lambda y} dy\right) e^{\lambda t}.$$
(352)

 $\beta(t) = const$ の場合には、次式が得られる:

$$\omega(t) = \left(\omega_0 + \frac{\beta}{\lambda}\right) e^{\lambda t} - \frac{\beta}{\lambda}.$$
(353)

図 32 に描かれているベアリングの場合に生じる $\omega < 0$ ,  $u_0 < 0$ ,  $F_{\rm fr} > 0$ のとき, 方程式(353)の解の絶対値 $|\omega|$ は経時的に増大する。ベアリングが反対方向に回転する場合には,  $\omega > 0$ ,  $u_0 < 0$ ,  $F_{\rm fr} < 0$ となり,  $\omega$ はやはり経時的に増大する。

λに関する表式を変換しよう。

体積Vを円筒の体積によって近似しよう:

#### $V \approx \alpha r_0 S.$

ここでSはジュコーフスキー力の作用領域中におけるボールと輪の間の接触箇所の面 積;  $\alpha$ はボールの半径の割合であり,  $0 < \alpha \leq 1$ である。すると, ボールの密度が与え られている場合には,  $r_0$ は, ボールの質量のみを通じて係数 $\lambda$ に含まれ, したがってま た解 $\omega$ にも含まれる:

$$\lambda = -\xi N \frac{2r_0 u_0 \rho_{\rm m} \alpha r_0 S}{2mr_0^2/5} = -5\xi N \frac{u_0 \rho_{\rm m} \alpha S}{m} = 5\xi N \frac{|u_0| \rho_{\rm m} \alpha S}{m}$$

ボールを通過するエーテル流の速度(これは電流の速度と一致する)は公式(143)を 用いて計算することができる:

$$|u_0| = \eta \frac{|j|}{k_{m,0}} = \eta \frac{1}{k_{m,0}} \frac{|I|/S}{\xi N}$$

ここでηは負電圧が供給される輪とボールとの接触箇所に隣接する領域中におけるエ ーテル速度の増加係数である。ξNは主にベアリングの下側に存在するボールを通過す る電流の流れを考慮している。

 $\lambda$ に関する公式に到達する。ここには接触箇所の面積Sおよび回転を加速させているボールの数 $\xi N$ が含まれていない:

$$\lambda = 5 \frac{\rho_{\rm m}}{k_{\rm m,0}} \frac{|I|}{m} \alpha \eta. \tag{354}$$

tが比較的小さい場合には、テイラーの公式に基づく解(352)の因数分解が次式を与える:

$$\omega(t) = \omega_0 + (\omega_0 \lambda + \beta(0))t + \frac{1}{2} \left( \omega_0 \lambda^2 + \beta(0)\lambda + \frac{d\beta(0)}{dt} \right) t^2 + O(t^3).$$
(355)

因数分解(355)は、比較的小さい場合に関して定性的レベルでいくつかの結論を下 し、実験との比較を行うことを既に可能にしている。(355)から、[328]の実験におけ るように、小さいtのとき、ベアリングの回転速度は経時的に線形的に増大することが 分かる。それだけでなく、(354)によれば、λは電流川に比例しているので、小さい時 間においては、回転速度は電流の増大とともに線形的に増大する。このこともまた、 [328]の実験と合致している。

モーターの回転に関する定量的結果を得るためには、公式(352)において定数 $\alpha$ ,  $\eta$ および関数 $\beta(t)$ を与える必要がある。

回転に対するベアリングの確実な抵抗値の決定は、実験的方法によってのみ行うこ とができることが知られている [340, p.5]。なぜなら、その抵抗は、潤滑剤も含め、 多数の要因に依存しているからである。それゆえ、*β(t)*に関する課題には、[328]の 実験で用いられているベアリングの摩擦力に関するデータが存在しないことに関連す る、ある不確定性が存在している。

文献では、相異なる摩擦係数値が相異なる形式で挙げられており、しかも、1 つの 値ではなく、値の範囲が挙げられていることがよくある。例えば [340, p.5; 341, p.57; 342, p.134]では、ベアリングの無次元の摩擦係数が与えられており、その係数はベア リングの内径またはシャフトの直径に帰着されている。[335, p.58, p.471; 121, p.132] では、荷重に対する摩擦力の比が与えられている [343, 344]では、ボールの転がり摩

# 367 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

擦係数は長さの単位で測定されている。

潤滑剤の存在下では、ボールベアリングの摩擦係数は、荷重が小さいときは大きな 値を持ち、荷重の増大とともにある一定の大きさまで急速に減少すること、また、そ れ以降における荷重の増大に伴う大きさの変化は、強い温度上昇の存在下では比較的 微小であること [345, p.226, p.227; 346, p.256] に注目しよう。

[328]の実験では、無負荷状態のベアリングが用いられている。無負荷または軽負荷状態のベアリングでは、トルクは、主として潤滑剤の抵抗およびセパレーター中における転動体の摩擦と関係している[340, p.4]。ベアリングの摩擦モーメント*M*frを計算するための経験的公式は、例えば[347, p.216-219]に示されている。

無負荷状態のベアリングに関する経験的公式では、ベアリングの構成要素の重量および回転時に発生する遠心力が既に考慮されている。それゆえ、それらの公式では、 P = 0, Q = 0であり、第1項 $M_{fr} \approx M_0$ のみが残っている。

ボールベアリングモーターを用いた実験では、より良好な電気伝導性を確保するため、潤滑剤はベアリングから除去されている [330]。それゆえ、小さい速度のとき、摩擦モーメントは著しく減少する:  $M_{\rm fr} \sim \epsilon M_0$  (ここで $\epsilon \ll 1$ )。例えば、弱い一突きを受けたとき、潤滑されたベアリングが1回転の何分の1かしか回らないのに対し、潤滑されていないベアリングはかなり長い間回転する。

内側半径*d*/2~1[cm]のベアリングに関する [347, p.219] のデータによれば, 次の値 が得られる:

# $M_{\rm fr} \sim \varepsilon M_0 \approx 10\varepsilon \,[{\rm gf} \cdot {\rm cm}] \approx 9.8 \cdot 10^3 \varepsilon \,[{\rm dyn} \cdot {\rm cm}].$

[347, p.219] の $M_0 \approx 10$  [gf·cm]という値はかなり大きい値であることを強調しよう。なぜなら、この値は、内側半径~1 [cm]の比較的小さいベアリングに回転を与えるためには、10 [gf]の力を印加する必要があることを意味しているからである。

ベアリングの摩擦力に関しては、次の特性値が得られる:

$$F_{\rm fr} \sim \frac{M_{\rm fr}}{d/2} \sim 10\varepsilon \,[{\rm gf}] \approx 9.8 \cdot 10^3 \varepsilon \,[{\rm dyn}].$$

技術計算では、摩擦力の与え方における大きな誤差は、ベアリングにかかる負荷が 大きいときは容認可能かもしれない。しかし、そのような誤差は、指数関数的依存性 を分析する際には著しい困難を引き起こす。それゆえ、精密計算では、一般的な場合 には時間および角速度の関数= $\epsilon(t, \omega(t))$ である量 $\epsilon$ が、具体的なベアリングについて 測定されなければならない。 $\epsilon(t, \omega(t))$ に関する実験データが存在しないため、残る方 法は、角速度の計算値と測定値の一致から出発して、摩擦力 $F_{\rm fr}$ を選択することしかな い。

ジュコーフスキー力の発生領域の深さの係数 $\alpha$ およびその領域への入口におけるエ ーテル流の強化の係数 $\eta$ に関する理論的推定は、微視的世界の適切なエーテル理論が 存在しないことに関連する困難に突き当たる。それだけでなく、 $\alpha$ および $\eta$ は実験では 直接観測されない。このような条件の下では、ここでもまた、残る方法は、実験デー タ[328-331]から出発して、 $\alpha$ および $\eta$ を選択し、ボールの半径、本書の結果および 一般的な見地から出発して、得られた値の尤度を評価することしかない。このとき、 モデルには、実際には2つのパラメーターではなく、1つのパラメーター $\alpha\eta$ のみが存 在することになる。なぜなら、 $\lambda$ (354)には他ならぬ $\alpha$ と $\eta$ の積が含まれているからで ある。

角速度の測定値に基づく $\alpha\eta$ および(t) =  $r_0F_{\rm fr}/I_{\rm ba}$ の選択には、あまりにも大きな恣意 は存在しないことを強調しよう。なぜなら、それらの比較的小さい変動は、 $\alpha\eta$ に対す る(352)の解の指数関数的依存性により、角速度の計算値の急激な変化をもたらすか らである。

モデリングされる実験では、ベアリングは急速に温度が上昇する。なぜなら、ベア リング中では、冷却されないときには実際に短絡が生じているからである。それゆえ、 摩擦力が不変 ( $\beta(t) = const$ )の場合には、公式(351)および(353)を用いて構築された シャフトの回転周波数 $n_1$ が時間間隔全体 ( $0 \le t \le t_{max}, t_{max} = 10$  [s])において実験 データに近くなるようにパラメーター $\alpha\eta$ を選択することは、おそらくできないであろ う。

(352) によれば, 値が $\rho_m \approx \rho_{m,0} \approx 2 \cdot 10^{-9} \text{ [g/cm^3]}, k_{m,0} = 6.7 \cdot 10^3 \text{[statC/cm^3]}$ (p.213),  $r_0 \approx 0.2, R_0 \approx 1.2 \text{ [cm]}, 2I = 33 \text{ [A]} = 9.9 \cdot 10^{10} \text{ [statA]}, m \approx 0.27 \text{ [g]}$ の場合には, [328] より,  $\alpha = 0.4, \eta = 2.8$ および

$$\beta(t) = \beta_0 \begin{cases} 4\frac{t}{t_{\max}}, & 0 \le t \le t_1 \\ 4\frac{t_1}{t_{\max}} + 1.5\frac{t-t_1}{t_{\max}}, & t_1 < t \le t_{\max} \end{cases}$$

(ここで $t_1 = 4$ ,  $t_{max} = 10$  [s],  $\beta_0 = 37$  [1/s<sup>2</sup>])のとき,シャフトの回転周波数 $n_1(t) = \omega_1(t)/(2\pi)$  [rps]は実験値に近い(図 33)。 $\beta_0$ のこのような大きさは, $F_{fr}(t_{max}) \approx 2$  [dyn]  $\approx 2$  [mgf]を与える。ベアリング中のボールの数Nは、 $\beta(t)$ を通じて非明示的な形で $n_1(t)$ の解に含まれている。なぜなら、摩擦力 $F_{fr}$ は 1 個のボールについてではなく、ベアリング全体について与えられているからである。



図 33. ベアリングシャフトの回転周波数の時間依存性。黒丸は[328] の測定値を示しており、曲線は問題(351)の解に対応している。

このとき, 速度の特性値は次のようになる:

$$u_0 \sim 5 \cdot 10^7$$
,  $u_\omega \sim 50$  [cm/s]. (356)

 $\alpha$ ,  $\eta$ および $F_{\rm fr}(t_{\rm max})$ のこれらの値は、採用されたモデルにおける単純化を考慮する と、完全に尤もらしく思われる。 $F_{\rm fr}(t_{\rm max})$ のかなり小さい値は、おそらく、負荷の増 大時における摩擦の急速な減少[345, p.226, p.227; 346, p.256]と関係している。

見出されたパラメーター $\alpha$ ,  $\eta$ および $\beta(t)$ をさらに検証するため、初期条件の影響が 微弱になる長い時間上で、方程式系(351)における $\beta(t) = const$ のときの定常解 $\omega(t) = const$ について検討しよう。(351)より、次式が得られる:

$$\omega = -\frac{\beta}{\lambda} \approx -\frac{93}{0.31} \approx -300 \text{ [pag/s]},$$

$$n_1 = \frac{\omega_1}{2\pi} = \frac{1}{2\pi} \frac{\omega}{\frac{R_0}{r_0} - 1} \approx -\frac{1}{2\pi} \frac{300}{6 - 1} \sim -10 \text{ [rps]}.$$
(357)

これは, [328] で観測されているモーターシャフトの定常回転周波数~15 [rps]と値のオーダーの点で一致している。

公式(357),(354)を利用し、また、シャフトの回転周波数 $n_1$ および電流|I|に加えてベアリング中のボールの摩擦力 $F_{\rm fr}$ を測定すれば、直接測定することが不可能なエーテルのパラメーター $\rho_m \alpha \eta$ の値を実験的に見出すことが可能になることに注目しよう:

$$\rho_{\rm m}\alpha\eta = -\frac{k_{\rm m,0}}{5}\frac{m}{|I|}\frac{\beta}{\omega} = -\frac{k_{\rm m,0}}{4\pi}\frac{F_{\rm fr}}{|I|n_1(R_0 - r_0)} \,[\rm g/cm^3]. \tag{358}$$

これより,  $\alpha \sim 0.4$ および $\eta \sim 3 - 10$ という合理的な仮定をすれば, ボール中のエーテル密度 $\rho_{\rm m}$ を推定することができる。

## 23.13.3. 結論と適用の見通し

ボールベアリングモーターの動作原理を説明する,最も単純なエーテルモデルが提 唱された。初期時間間隔および定常モードにおけるモーターの回転速度が計算された。

金属中の自由電子は、もし存在するとしても、このモーターの回転を説明すること ができないことが示された。

ボールベアリングモーターの機能原理は、ある意味において、単極発電機の動作原 理とは逆である。単極発電機では、磁石の回転が動径方向の電流の出現をもたらすの に対し、ボールベアリングモーターでは、それとは逆に、ボールを通過する動径方向 の電流が(最初の一突きの後における)ボール中における磁場の発生およびボールの 自らの中心周りの運動をもたらす。

エーテルモデルは1つの主要パラメーター $\alpha\eta$ を含んでいる。このパラメーターを計算するための理論はまだ構築されていない。なぜなら、そのためには微視的世界(原子および物質)の構造に関する適切な定量的表現が必要とされるからである。それゆえ、 $\alpha\eta$ の大きさは実験データに基づいて較正された。その際、このパラメーターに対する解の指数関数的依存性により、 $\alpha\eta$ の選択にはあまり大きな恣意は存在しないことが判明した。

公式(358)は、定常回転時における摩擦力の測定に基づいてエーテル密度を推定することを可能にしている。

ベアリングモーター中における諸過程の本質の理解は,実験における適用を目的と したモーターの構造の改良のための基礎を創出している。

それだけでなく、検討されたエーテルの回転の加速効果は、減速機構をなくせばエ

ーテルの回転を事実上無限に加速させることのできる,エーテルタービンのコンセプトを提案することを可能にしている。エーテルの強力な回転運動は,他のエーテル流との,あるいはエーテルにとって透過困難なブレードとの相互作用時に有効仕事をする。エーテルの回転の周速度が光速度に達したとき,そのようなタービン中において,高いエネルギー密度を持った安定的なエーテル物体が形成されるに違いない。

概して言えば,提唱されている方法は,そこではエーテル流と磁場の重なり合いが 生じている幅広いクラスの過程の定量的分析のために適用することができる。それは 例えば,アスプデンおよびブルース・デパルマ(p.276),ならびに F.S.ザイツェフ (§23.6.4)および V.V.チェルノフ(§23.10.3)の実験に関する詳細な定量的分析である。

#### 23.14. 常温核反応(LENR)時に観測される奇妙な放射

常温核反応(LENR – Low Energy Nuclear Reactions),あるいはより正確には常温核 種変換の進行には、しばしば、各種の材料(DVD あるいは CD ディスク、ガラス、雲 母、セラミックス、アルミ箔)上における独特な痕跡(飛跡)の出現が伴う。そのと き、痕跡は材料の表面上だけでなく、内部でも観測される。そのような痕跡は変わっ た形状を持っており、それゆえ、それらの痕跡を創出する放射は「奇妙な放射」と呼 ばれている。この用語を提案したのは、LENR の最初の研究者の1人である L.I.ウルツ コエフ[Leonid Irbekovich Urutskoev]である。多種多様な飛跡の多数の写真をサイト[249] に掲載されている報告や参照リンクで見出すことができる(例えば[241]参照)。

本節には,奇妙な放射のエーテル的解釈およびその定量的分析が提示されている。 研究は F.S.ザイツェフによって行われた。

報告 [241] で提唱されている,双晶境界における LENR 理論から出発しよう。双晶 境界(TB)とは結晶格子の理想的欠陥である。

LENR には、電極またはクラスターの表面上における顕著なクレーター(空洞)の出 現が伴うことが実験から知られている。[241]の理論は、空洞の形成を双晶境界中に おける LENR エネルギーの爆発的解放によって説明している。その爆発的形成は、爆 発の出力によっては双晶境界の破壊をもたらす可能性がある。

多くの双晶境界は、物質の表面上に出口のある井戸の形状を持っている。大砲から の砲弾発射時の砲身近傍におけるガスの挙動、また空気力学の方程式とエーテル力学 の方程式との近似性に基づき、双晶境界の出口上では、トーラスまたは紡錘の形状を 持った渦状エーテル物体が形成されていると結論することができる。

エーテル中の物体は、空気中の物体よりはるかに安定的である可能性がある。なぜ なら、エーテル中における粘性、自己拡散および熱伝導性の効果は、物質中における 効果と比べて極端に小さいからである(§21.6-21.8 参照)。球雷(§24.3 参照)と同様 に、渦形成物の境界上において光速度が達成されたとき、その追加的安定性が出現す る。それだけでなく、渦同士、例えばトーラス同士の絡み合いが生じた場合には、そ の絡み合いを破壊するためには、絡み合い数保存則[17,§3.12]の結果として追加的 エネルギーが必要とされる。その他の渦不変量、例えば角力積およびヘリシティー[17, §3.5 および、§3.12]を変化させる場合にも、追加的な作用が必要とされる。安定的渦 形成物の幾何学的形状については§10.1 も参照されたい。

このように,エーテル中の双晶境界近傍では,球とは異なる複雑な形状を持った安 定的渦物体が形成される可能性がある。この物体は,初めから不可分の一体として回 転するか、または物質との相互作用時にそのような回転を得ることができる。

奇妙な放射の担体のエネルギー論について検討しよう。

報告 [348] では、実験データに基づき、奇妙な放射の担体が CD ディスク上において典型的な飛跡を創出ために費やすエネルギーが計算されている(スライド 37,38 参照):

# $Q = \Delta H_{\rm mlt,CD} M_{\rm CD} \sim 7.5 \cdot 10^{-6} \, [J].$

ここで $\Delta H_{\text{mlt,CD}} \sim 1.5 \cdot 10^5 \text{ [J/kg]}$ は有機ガラスの融解熱 [121, p.219; 349];  $M_{\text{CD}} = \rho_{\text{CD}} V \sim 5 \cdot 10^{-11} \text{ [kg]}$ は有機ガラス中における融解された飛跡の質量;  $\rho_{\text{CD}} \approx 1.2 \cdot 10^3 \text{ [kg/m^3]}$ は有機ガラスの密度;  $V \sim 4.2 \cdot 10^{-14} \text{ [m^3]}$ は飛跡の体積である。

この報告では、奇妙な放射の担体は、その誕生時に、*Q*より 2-3 桁大きいエネルギー*Q*のを持っている、なぜなら、CD に当たるより前に、担体のエネルギーの一部が障害物を通過する際に失われるからであるという主張もなされている(スライド 42 参照):

$$Q_0 \sim 7.5 \cdot 10^{-3} \, [J]. \tag{359}$$

この結論は、CD 上における記録は、奇妙な放射の担体のエネルギーが著しく弱化した後にのみ可能になる公算が大きいという結論を下すことを可能にしている。

**Q**<sub>0</sub> (359)の値は, [350] において, ウィルソンの霧箱の物品を載せておくための金 属製蓋(そこでは奇妙な放射の担体にとっての障害物はガラス製ビーカーのみであっ た)の内側平面上における飛跡の同様の分析により, その大きさのオーダーの点で裏 付けられている。

奇妙な放射の担体は粒子あるいは物質クラスターであるという予想は、その高いエ ネルギーおよび透過能力を説明することができないことに注意しよう。エネルギーQ<sub>0</sub> を持っている陽子の速度

$$v_{\rm p} = \sqrt{\frac{2Q_0}{m_{\rm p}}} \sim \sqrt{\frac{27.5 \cdot 10^{-3} \,[{\rm J}]}{1.7 \cdot 10^{-27} \,[{\rm kg}]}} \approx 4.2 \cdot 10^{12} \,[{\rm m/s}]$$

は光速度を4桁上回っている。これはまずあり得ないことである。なぜなら,双晶境 界中には,超光速度を陽子に伝達するための条件が存在しないからである。エネルギ ーQ<sub>0</sub>を持つことが可能なのは,陽子の質量の~10<sup>8</sup>倍の質量を持つ,光速度で運動する 物質クラスターである。しかし,そのようなクラスターが実験時に存在していた金属 製障害物を通過するということは,おそらく現実的ではない。

中間材料を通過する際の損失を考慮に入れずに CD に対する作用に基づいて計算された,奇妙な放射の担体の初期エネルギー密度は次のようになる:

# $Q_0/V \sim 1.8 \cdot 10^{11} \, [\text{J/m}^3].$

*Q*<sub>0</sub>/*V*比は大きさのオーダーの点で,球雷の微視的エネルギー密度および球雷中のエー テルの運動エネルギー密度に近い(公式(360)およびその考察参照)。

エネルギー論上のこのような一致は、大砲からの砲弾発射時における渦形成との類 推の導入に加えて、奇妙な放射の担体をエーテル中における渦物体とする解釈にとっ て追加的な論拠となっている。

奇妙な放射の担体に対するエーテル中の渦という理解は、実験で観測されている透

#### 372 23. エーテルの存在を裏付ける実験的事実のまとめ

過能力,異常な飛跡および実験の終了後長時間経ってからの飛跡の出現を説明するこ とを可能にしている。

球雷との一致は、奇妙な放射の担体のエネルギーの大部分は、エーテル渦の並進運動ではなく、その回転運動の中に蓄積されているとみなす根拠を与えている。

飛跡の形成は、高エネルギーを持つエーテル渦と物質の構造要素との相互作用によ って説明することができる。飛跡の複雑な形状は、例えば渦の並進運動速度が比較的 小さいときに発生する可能性がある。このとき、渦は、障害物と相互作用し、障害物 からの回転物体の跳ね返りとの類推によって運動方向を急激に変化させる可能性があ る。飛跡の異常な形状は、不可分の一体としての渦の回転、また渦が持つ球とは異な る形状にも関係している可能性がある。

平行な双子の飛跡および中心対称な飛跡は,エーテルの過剰圧力または過小圧力(負 電荷または正電荷, §3 参照)が渦に存在し,渦に対して外部の偶発的な電場および磁 場(実験室中の場および地球電磁場を含む)が作用したときに発生する可能性がある [351]。

p.373 において、その境界上で光速度が達成されている球雷タイプの物体が持つ、 触知可能な物質からなる障害物を通過する能力について説明がなされている(性質(f) 参照)。それゆえ、渦状エーテル物体は、物質と相互作用するより前に、物質中に侵入 することができる。このことが、奇妙な放射の飛跡が物質内部において観測される理 由を説明している。ガラス中における球雷の痕跡の例およびその分析が[352]の p.556-562 に挙げられている。

反応器中の作動物質の励起終了後に奇妙な放射が記録される理由は,双晶境界中に おける常温核種変換反応が継続していることおよび/または小さい並進運動速度を持 つ渦状エーテル物体が装置の近傍に存在していることと関係している可能性がある。

長い時間間隔(数時間あるいは数日間,[353]参照)にわたる奇妙な放射の強度変 化の自発性は,偶発的要因を含め,多数の要因の重なり合いに起因している可能性が ある: 双晶境界の雪崩的な活性化過程; 双晶境界の一部の破壊; 新たな双晶境界の 形成; 多様な内部条件。

V.A.ジガロフ [Vladislav Anatolievich Zhigalov, [353]]は、磁場を用いて奇妙な放射を遮蔽することが可能であることを実験的に示した。奇妙な放射のエーテル的解釈は、磁場中におけるその偏向を説明しているだけでなく、この効果を定量的に計算することも可能にしている(§11.2参照)。

数理モデリングの方法論では、実験で観測される現象を明快に解釈し、定量的に記述することが可能であることは、エーテル中における渦物体としての奇妙な放射の担体モデルの正しさの裏付けの1つとなっている。

#### 24. 球雷のエーテルモデル

数理モデリングの方法論では、まず最初に、一般法則および実験的事実の解釈に基づいて対象の数理モデルが構築される。次に、その数理モデルが理論的・実験的に検討される。モデルからの帰結が十分に確定された事実と一致していれば、そのモデルは適切なモデルとして採用される。このような方法論は、他の科学領域においても、とりわけ、例えば球雷 [ball lightning] [R注] のような稀にしか生じない異常現象について検討する際、明示的に、もしくは暗黙のうちに利用されている。

#### 24.1. 球雷の異常な性質

球雷の本性の理解に対する関心は既に 18 世紀に生まれた [207]。特に, この現象 については M.V.ロモノーソフが研究していた。それ以来, 球雷に関する多数の実験的・ 理論的研究が行われ, 観測事実の統計的分析が行われ, 球雷の数理モデリングの試み がなされた。研究の現状に関する詳細な記述は文献 [352, 208-210] で与えられてい る。

しかし,近年,球雷領域における研究の活発さの低下傾向が見受けられる。その主 な原因は,おそらく,既存の球雷概念が,観測されているその性質と一致していない ことが次第に理解されるようになってきたことにある。

球雷の本性に対する満足すべき説明が存在しないことは、出発点となる前提の見直 しを要求している。どうやら、長い間球雷の理解における成功をもたらすことができ なかった仮説やモデルを放棄すべき時がきたように思われる。それらの仮説やモデル の特徴として、次の点が挙げられる:

- ・球雷モデルを大気圧によって安定化された均質な(一様な)系として構築している。
- ・球雷の平均密度は空気密度と近似しているとしている。
- ・球雷は電気的に中性であるとしている。
- ・球雷の発光は加熱された物体の熱放射によって生じるとしている。

我々の見解によれば、球雷モデルは、何よりもまず、観測されているこの物体のユニークな性質の総体を説明しなければならない。そのような性質に関する先入観のない記述を [211,352] で見出すことができる:

- (a) 10<sup>10</sup> [J/m<sup>3</sup>]以上のオーダーの異常に大きいエネルギー密度を持っている。
- (b) 雷雨活動が存在しないときでさえ, 雲の中や地面の上方に, まるで「無から 生じた」かのように出現する。
- (c) 数mに及ぶ特性直径を持ち,球が帯に変化したり,帯が巻かれて球になった りする。
- (d) 発光は様々な色彩や色調を持ち、ときには針あるいは細流のような形状をしている。
- (e) 静電効果, 一部の場合は磁気効果, 物体の増大, オゾン臭を伴う。
- (f) ガラス(その大きさが球雷と比較し得る大きさの場合)およびその他の物体を

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 日本における信頼性の高い球雷目撃情報として,気象学の専門家による次の記事を参照されたい: 藤吉康志,南雲信宏「球雷の目撃報告」(2007) WTENK1-7\_8165.pdf (metsoc.jp);藤吉康志「球雷の目撃 報告(その2)」(2019) WTENK01-6\_52532.pdf (metsoc.jp)。

痕跡を残すことなく通過する能力を持っている。

- (g) 一連の事例において、固体と衝突したときにノック音が発生している。
- (h) 寿命は比較的短く, 普通は数分間である。
- (i) 爆発音を伴って爆発し、しばしば破壊的な結果をもたらす。
- (j) 球雷の近傍における金属製装身具の消滅。その際, 人体上には比較的小さな火 傷しか生じない。
- (k) 様々な形状で,例えば糸のような形状で電源コンセントから流れ出る。その 形状が回転していることがある。

球雷の本性を理解し,球雷の人工的創出技術を開発することが,あらゆる点できわ めて魅力的な研究方向であることは言うまでもない。

ところが、媒質(エーテル)の概念を放棄した現代物理学は、上に列挙した性質の 解釈において袋小路に陥っている。このことが、球雷という現象自体の存在の否定、 すなわち、自然界における球雷の観測の客観性の否定さえをもたらしている。このよ うな状況は、本書において再三確認してきたように、検討されるこの現象において、 エーテルの運動が本質的な役割を果たしていることを示す証拠となっている。

#### 24.2. エーテルを考慮せずに球雷を説明する試み

球雷のエーテルモデルに話を進める前に,20世紀末から21世紀初頭にかけての多数の研究の概観について述べよう。残念ながら,それらの研究は,3つのユニークな 実験(§24.4参照)を除き,結局,球雷現象の十分な理解と球雷の人工的再現に基づい て行われたものではなかった。

球雷に関する最初の国際シンポジウムは 1988 年 7 月に日本で行われた。その開催 は、当時そうみなされていたように、日本の科学者たちが空気中における高周波放電 の形で球雷を創出することに成功した [212] 波にのって発議された。しかし、それよ り後に明らかになったように、[212] の研究は球雷の再現をもたらさなかった。

1990年代には、腐食性プラズマジェット [erosive plasma jet] が球雷の実験的類似物の 役割を担うものの候補に挙げられた [213]。しかし、腐食性プラズマジェットの性質 は自然球雷の性質とは遠くかけ離れていることが判明し、球雷の文脈での腐食性放電 の研究は次第に消滅していった。

化学的エネルギーを持つ球雷 [214] という着想が,固相反応物の酸化に基づく球雷 モデルの創出を刺激した [215,216]。しかし,そのようなモデルの実験的・理論的研 究もまた,それが自然球雷には当てはまらないことを示した。

水面の上方での放電中における渦状プラズモイドの創出―いわゆる「ガッチナ放電 [Gatchina discharge, ガッチナは地名]」― [217, 218] は、興味深い掘り出し物のように思 われた。しかし、そのようなプラズモイドも球雷の性質を再現しないことが判明した。

さらに,飛行機の客室の窓ガラスの近傍における電気放電 [219],あるいは高周波 放射で満たされているプラズマバブル [220]の形での表現も挙げることができる。し かし,そのようなモデルも球雷が持つ全ての性質を説明していなかった。

最近の研究 [221] では、5・10<sup>9</sup> – 5・10<sup>10</sup> [J/m<sup>3</sup>]の蓄積エネルギーを持つ高エネルギー球雷の性質の説明に注意が集中されている。これとの関連で提唱されているいくつかのモデルの1つにおいては、球雷の外殻の内部の空間は非補償電荷を持つ一種の「プラズモイド」によって満たされていると予想されている。普通、「プラズモイド」とい

う用語で意味されているのは、自己の電場および磁場によって閉じ込められている、 運動する電荷の系である。1950年代に発明された磁気流体プラズマキャパシターが プラズモイドモデルのプロトタイプとなった。そのようなコンセプトは「電気力学的 球雷モデル」と呼ばれている[222]。

[210, 223] では、いわゆる熱化学的球雷モデルが提唱されている。このモデルでは、球雷は外殻および核 [コア] を持った単極荷電体として理解されている。核は、線雷 [linear lightning, 一般には「線電光」等と訳されている] が各種の材料を雷撃したとき、またはテクトニックな擾乱の結果出現する水蒸気、または水蒸気と原子化した物質粒子

(SiO<sub>2</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> その他) との混合物から構成されている。外殻は物質の溶融物または固 化物の薄膜である。このモデルでは,電荷は線雷から球雷に伝達され,クーロン破壊 に対する球雷の耐性は, A.I.ニキーチン [Anatoly Ilyich Nikitin] [210, 223] によって検討 された分極力によって確保されている。そのような球雷のエネルギーは,主として球 雷の破壊時,またそれより小さい度合ではあるが,球雷の物質の燃焼時に放出される 気化エネルギーによって決定される。

電気力学的および熱化学的球雷モデルに関する研究は高いレベルに達しているにも かかわらず,球雷によるガラスの通過(それが,通過後のガラス中にミリメートル単 位の穴が残される場合 [224] であっても),また,雷活動の非存在下における球雷の 発生をこれらのモデルによって説明することは困難である。

それにもかかわらず,現時点においては,球雷のプラズマモデルおよび非均質球雷 モデルを放棄することなく,これらのモデルを球雷のエーテルモデルと並行して発展 させることが合理的であろう。なぜなら,観測者たちによって球雷に分類されている 各種の発光物体は,相異なる本性を持っている可能性があるからである。

#### 24.3. 球雷の最も単純なエーテルモデル. 異常な性質の解釈

球雷のエーテルモデルの構築に話を進めよう。

球雷のエーテル的本性に関する着想は、これ以前にも、例えば文献 [225] <sup>[款注]</sup>で述べられている。しかし、[225]のエーテルに関する理解は自然哲学的な性格を持っており、本書で提示されている定量的なエーテル概念とは異なっている。それゆえ、ここでは [225]の結果は利用されない。

球雷を典型的な磁場と比べて大規模なスケールのエーテル渦としてイメージしよう。 球雷の境界上では、渦の回転の周速度は光速度に達していると仮定しよう。光速度と はエーテル中における擾乱の自由伝播の特性速度であるので、気体流体力学との類推 から、そのような渦の近傍では、媒質の構造担体—この場合はニュートニウム—にと って透過困難な境界層が形成されなければならないということが導き出される。ニュ ートニウムのサイズは陽子のサイズと比べてもきわめて小さい(§21.2)。それゆえ、 その境界層は、巨大なエーテル形成物、すなわち電子、原子、分子その他にとってな

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献 [225] 『エーテル動力学的仮説』で述べられている VA.アツュコフスキーのエーテル球雷理 論については,訳者のサイト(p.4 参照)に掲載されている同著者の『分かりやすいエーテル動力学また は我々が生きている世界はどんな仕組みになっているか』(p.192-197),『エーテル動力学的自然科学の 始動』(第 4 巻, p.127-132) および『エーテル動力学的世界像 2000~2001 年に行われた連続講義』 (p.261-277) を参照されたい。



図 34. 球状の球雷

おさら透過困難である。運動量保存則(慣性の法則)より,エーテル渦中の物体は, 遠心分離機中で分離されたときの固体粒子と同様に,境界の方に向かって押し付けら れていく。その結果,境界層は,球雷の形成時に球雷中に入り込んだ物質によって強 化される。ある種の外殻が創出され,その外殻がエーテル渦の崩壊を妨げる。渦の安 定性を向上させる媒質の渦運動の性質および安定的な渦形成物の幾何学的形状につい ては§10.1 も参照されたい。

球雷の外殻内部におけるエーテル流は、例えば容器内部における気体流と同様に、 かなり複雑なものである可能性がある。最も単純な定量的推定値を得るため、球雷の 中心に原点を持つデカルト座標のz軸の周りを角速度ωで回転するエーテル流束の形 で球雷を表現しよう(図 34 参照)。

回転するバルクの平衡図の形状は,バルクの内部および外部で作用する力,ならび に境界層中で作用する力に依存している(例えば [9, §27; 15, p.298; 139, chap.2]参 照)。圧縮性媒質モデルでは,渦中における定常流および渦の自由境界の形状を維持す るのに必要な圧力は,例えば,それに対応する媒質の密度分布を与えることができる。

普通,球雷は球の形状で観測される。それゆえ,半径r<sub>0</sub>の球の形での球雷モデルについて検討しよう。

単位基底ベクトル $\mathbf{i}_r, \mathbf{i}_{\theta}, \mathbf{i}_{\varphi}$ を持つ球座標系 $(r, \theta, \varphi)$ を導入しよう (図 34)。

最も単純な球雷モデルでは、エーテルの回転の周速度は角速度および回転軸までの 距離を通じて表される(図 34):

#### $\mathbf{u} = \omega r \sin \theta \mathbf{i}_{\omega}.$

境界ro上における光速度への到達の条件が次式を与える:

$$c = \omega r_0 \sin \theta$$
.

これより,次式が得られる:

$$\omega = \frac{c}{r_0 \sin \theta}.$$

エーテルはきわめて小さい粘性および自己拡散を持っている(§21.7, §21.8)。それ ゆえ、エーテルの諸層は事実上互いに独立して運動することができる。この球雷モデ ルでは、各層は、 $\theta$ が固定されているとき、自らの不変角速度 $\omega = \omega(\theta)$ で回転する。 377 24. 球雷のエーテルモデル

ωをuに代入すると,次式が見出される:

$$\mathbf{u} = c \frac{r}{r_0} \mathbf{i}_{\varphi}.$$

公式(12)により,球雷中におけるエーテルの運動エネルギーの体積密度は次のようになる:

$$\mathcal{A} = \rho_{\rm m} \mathbf{u}^2 = \rho_{\rm m} c^2 \frac{r^2}{r_0^2}$$

球雷全体の中に蓄積されている運動エネルギーは、その体積についての積分に等しい:

$$K_{\rm bl} = \int_{V} \rho_{\rm m} c^2 \frac{r^2}{r_0^2} dV.$$

 $\rho_m \approx \rho_{m,*} = const$ のとき, 次式が得られる:

$$K_{\rm bl} = \rho_{\rm m,*} c^2 \frac{1}{r_0^2} 2\pi \int_0^{r_0} \int_0^{\pi} r^4 \sin \theta \, d\theta = \rho_{\rm m,*} c^2 \frac{4}{5} \pi r_0^3 d\theta$$

球雷中の運動エネルギーの平均密度に関して,次式が得られる:

$$\bar{\mathcal{A}}_{\rm bl} = \frac{K_{\rm bl}}{\frac{4}{3}\pi r_0^3} = \frac{3}{5}\rho_{\rm m,*}c^2.$$

検討されている球雷モデルでは、球雷の平均エネルギー密度は、球雷の半径および 球雷中におけるエーテルの回転の角速度には依存せず、エーテルのパラメーターによ ってのみ決定される普遍的特性となっていることが判明したことを強調する必要があ る。

*ρ*<sub>m,\*</sub> ≈ *ρ*<sub>m,0</sub> (246)の場合には,次式が得られる:

$$\bar{\mathcal{A}}_{bl} \approx 1.1 \cdot 10^{12} \,[\text{erg/cm}^3] = 1.1 \cdot 10^{11} \,[\text{J/m}^3].$$
 (360)

球雷の運動エネルギー密度(360)の大きさのオーダーに主要な寄与をしているのは, エーテルのパラメーター―光速度およびエーテル密度―であり,物体の幾何学および 物体中におけるエーテル流の特殊性は,(360)の大きさのオーダーと比べ,ごくわずか しか*Ā*bl中の係数を変化させないことを強調しよう。それゆえ,(360)の値は,非球状 の形状を持つ球雷の平均運動エネルギー密度の近似的評価にも利用することができる。 この値は,大きさのオーダーの点で,電子および陽子中のエーテルの運動エネルギー 密度の推定にも適用することができる(§14.5の冒頭参照)。

p.25, p.216 で既に指摘したように, 圧力の次元とエネルギー密度の次元が一致して いるという理由によってだけでなく, 物理的意味に基づき,連続体力学における圧力 の概念を媒質のエネルギー密度として解釈することが可能である。エネルギー密度を 圧力とする, それとは逆の解釈も有効である。

エーテル状態方程式(15)の右辺は、運動エネルギー密度を動圧として解釈すること を可能にしている。

球雷中のエーテルの平均動圧(360)は、非擾乱エーテルの圧力(248)に近いことが判 明した。このことは、球雷中ならびに電子中および陽子中のエーテルは、極端な状態 にはないことを意味している。

球雷中のエーテルのエネルギー密度を,触知可能な物質中に解放される球雷のエネ ルギーと比較しよう。

球雷が物体に作用するとき,球雷の運動エネルギー全体が物体に伝達されることが できるわけではないことを考慮すると,球雷において観測されている微視的エネルギ 一密度の値(§24.1の性質(a)および[223]参照)は,球雷中のエーテルの運動エネル ギー密度(360)に近い。

しかし、物質中の普通の圧力下では、原子とニュートニウムのサイズが大きく異なっているため、巨視的過程の特性は、微視的世界における過程の特性とは微弱にしか結び付くことができない。ところが、巨視的圧力がエーテル圧力(248)に到達すると、原子とニュートニウム流との相互作用の急激な増大が始まる(p.216の実験的事実参照)。

球雷中ではこの効果が生じている。球雷の形成時には,非擾乱エーテルの圧力(エ ネルギー密度)(248)と対比可能な巨視的圧力(エネルギー密度)が創出される。その ような圧力が触知可能な物質とエーテルとの間の相互作用の強化をもたらし,その相 互作用が,例えば触知可能な物質の原子にエーテル渦の運動エネルギーを伝達するこ とにより,球雷の物質中における運動エネルギーの維持に現れている可能性がある。

球雷中における物質とエーテルとの強い相互作用は,球雷の巨視的エネルギーの密 度の大きさと球雷中のエーテル渦の運動エネルギー密度の大きさとのオーダーの一致 を説明している。

数理モデリングの方法論では、球雷の運動エネルギー密度の計算値(360)と実験的 に突きとめられた値との定量的一致は、モデルの正しさの裏付けの1つとなる。

§24.1 に掲げられているリストに含まれているその他の性質の, 球雷のエーテルモ デルによる再現について考察しよう。

§23.9.1 において,暗電流が目によく見える気体放電の前駆となっていること,そし て暗電流とは,電極上に創出されたエーテルの圧力差によって引き起こされた,電極 間におけるエーテル流であることが示された。それと同様に,目に見える線雷が出現 するより前に,雲と地面(または別の雲)との間において,それらのものの上におけ るエーテルの圧力差(電位差)によってエーテル流が発生している。エーテルの圧力 勾配とは電場(72)であり,その電場は何よりもまず,大気中に存在しているより軽い 荷電粒子として電子を加速させる。加速された電子はエーテル流の長さ全体にわたっ て原子および分子をイオン化させる。電子なだれが発生し,火花気体放電が生じる。

球雷のエーテルモデルでは、性質(b),(c)は、直線エーテル流が大規模渦に変化する ための条件の発生によって説明される。そのような条件は、エーテル流束が固体に衝 突したときだけでなく、例えば反対方向のエーテル流束が出会ったときにも出現する ことができる。

多かれ少なかれ安定したエーテル渦は、(気体中における音速度の達成と同様に)渦 の境界上において光速度が達成され、その達成によって透過困難な境界層が形成され たときに形成される。境界層の形状はエーテルの回転の初期条件によって決定される。 そのとき、上記において既に指摘したように、エーテル渦中に捕獲された物質は、(遠 心分離機との類推により)渦の境界の方へ分離していき、外殻を形成する。気体放電 中におけるのと同様に、光速度で運動するエーテルは境界層中の原子や分子を励起す る。放射が出現する。放射の色彩(d)は、エーテル渦によって捕獲された物質の組成に 依存している。空気の主成分の発光は青みがかった色、有機エアロゾルの発光はオレ ンジ色および黄色を与える。

このように,球雷の発光メカニズムは,加熱された物体の発光ではなく,気体放電 の発光に類似している。

球雷の境界層は,ニュートニウムおよび物質にとって部分的にのみ透過可能である。 なぜなら、境界層の一部の箇所においては、例えば原子および分子の周りにおけるエ ーテルの運動,また粒子のイオン化および再結合の過程に関係する局所的擾乱により、 エーテル速度が光速度より小さくなっている可能性があるからである。ノズルが発生 し、そこを通ってエーテル流が境界層の外へ出ていく。動径方向のエーテル流が原子 および分子を励起し、針あるいは細流のような形状の発光(d)をもたらす。

§18.13 における静電気学のエーテル的解釈では,球雷の境界の外へ向かう動径方向 のエーテル流の速度の(球雷の内部領域における速度と比べての)加速化は,球雷を 負の荷電体にする。このことが球雷の静電的性質(e),さらには球雷の運動時における 磁気的性質をも決定している。重い物体を含め,物体の引きずりは,球雷が空気では なく,エーテルを「支え」としていることに関係している。

物体の電荷のエーテル的解釈は、物体中における負または正の余剰荷電粒子の存在 を必ずしも要求しないこと(§18.13 参照)を強調する必要がある。それゆえ、球雷中 の物質は非イオン化状態にあってもよく、また、球雷中の正と負の各荷電粒子の数は 同一であってもよい。このこととの関連において、また、エーテル境界層が存在する という理由により、検討されているアプローチにおいては、一部の球雷モデルが直面 している問題、すなわち有限な体積中への余剰数の同符号荷電粒子の閉じ込めという 問題は切実な問題にはならない。

球雷の最も驚くべき性質は、事実上痕跡を残すことなく固体を通過する能力(f)を持っていることである。球雷のエーテル的解釈では、そのような性質はまったく自然な 性質である。球雷の境界層中の物質は高い温度を持たない場合がある。球雷と物体と の接触点では、その物質は境界層から離れる。物体上に破壊の痕跡(溶融,穴、等々) が残されるのは、境界層中の物質が高温の場合に限られる。ニュートニウムのサイズ はきわめて小さく、かつ球雷中のニュートニウム流のスケールは(電場中または磁場 中のエーテル流と比べて)相対的に大きいので、本書において既に再三考察したよう に、エーテル渦は事実上自由に物体中に侵入することができる。物体からの出口にお いて、境界層は、エーテル渦中に入り込んだ物質から復活する。物体を通過している のは球雷の物質であるという印象が生まれる。実際には、物体を通過しているのは物 質ではなく、球雷のエーテル渦なのである。物体を透過する能力を持つ渦(ファント ム)のエーテル中における存在は§23.6.4の実験において立証されている。

球雷に存在する電荷は,球雷がガラスとの相互作用に対する選好性を持っている理 由を説明する。ガラスは荷電体の電場中で分極し,荷電体を自らの方へ引き寄せる。

球雷が固体に衝突したときのノック音の発生(g)は、境界層中に入り込んだ物質の組 成および量に依存している。

球雷の寿命(h)は、境界層中におけるエーテル速度の減少をもたらす諸過程によって 決定される。それらの中で主要な過程は、境界層中のノズルを通じた球雷からのエー テルの流出である。なぜなら、球雷の寿命は、バックグラウンド空気の電荷による物 体の電荷の中性化の時間に対応しているからである。

爆発音を伴う球雷の爆発(i)は、境界層の瞬時の破壊と関係付けることができる。そ の破壊がもたらす有害な結果は空気中における強い衝撃波の発生であり、これには球 雷内部の真空が急激に満たされるときに生じる衝撃波も含まれる。

球雷の移動速度は、球雷に作用する電場によって決定されている可能性がある。例 えば、その速度は荷電した雲の運動速度によって決定されるが、普通、雲の速度は5-10 [m/s]である。なお、球雷が存在する高度に制限はない。

リングの形状をした金属製装身具の消滅という事実(j)は、球雷の接近時に装身具中 で強い電流が誘起されるという理由によって説明することができる。なぜなら、球雷 は、境界層中のノズルを通じたエーテルの流出の強度によっては、きわめて大きい電 荷を持つ可能性があるからである。皮膚上に重症の火傷が生じない理由は、皮膚の防 御反応、すなわち、その反応時に事実上瞬時に液体の蒸発が生じ、その蒸発が球雷と の接触箇所を冷却することと関係している公算が最も大きい。

コンセントからの球雷の流出(k)は、例えば雷が電線に落ちたときに形成される大き なエーテル圧力(電位)の下で、電流(エーテル渦、しかも回転の回転を持つエーテ ル渦[(141)参照])を導線中に保持することが困難になることと関係している。エーテ ル渦にとっては、コンセントのきれいな接触子を通って流出することはより容易であ る。媒質中のエーテル渦は、それ自体で閉じているか、または媒質の境界上で終わら なければならないので(§10.1)、コンセントから流出した球雷の渦は、それ自体で閉 じるか、またはコンセントの接触子中に戻っていくか、もしくはそこを去って何らか の固体の中に入っていかなければならない。まさにこのことが現実に観測されている のである。

検討された球雷のエーテルメカニズムは,自然界における球雷が雷雨時に発生する 理由を説明している。しばしば,球雷は線雷が地面に作用したときに出現する。線雷 の経路の創出には,エーテルの渦運動が関与していると予想することができる。最初 にエーテル流束が発生し(気体中におけるものとして,§23.9.1),それが線雷の経路中 の原子および分子をイオン化する。エーテル流束が地面と相互作用するとき,エーテ ル流束の反射が生じ,それに伴って1つの領域が形成され,まさにその領域中におい て閉じたエーテル流が形成され,それが球雷として感受される。

雷雨活動および球雷の観測には, 直径 10 cm ないし数 m, 深さ数 m に及ぶ穴が地 面に出現する現象がしばしば伴っている [226,227]。球雷の渦モデルでは, そのよう な現象は, エーテルおよび物質の渦流と地面との相互作用の結果としての, まったく 自然な現象である。そのとき, 穴の外部における土壌密度の増大が比較的微小である 理由は, (穴の) 円筒形の形状の中心部の体積が, 周縁部の体積より小さいということ によって説明される。

行われた分析は、球雷のエーテルモデルは、球雷が持つ事実上全てのユニークな性 質を説明することを可能にしており、しかもその際、複雑な理論的構築物は用いられ ないことを示している。このモデルから得られる球雷の特性は、観測されている特性 に近い。このように、数理モデリングの方法論では、提唱されている球雷モデルは現 実の現象に適合したモデルであると認めることができる。

# 24.4. 球雷に関するテスラの実験の解釈. 電気装置における異常現象の共振メカニズム

球雷の本性に関するエーテル的理解は,球雷の出現が期待されるような実験条件に 関する表現を与える。球雷の人工的再現は,球雷の性質を詳細に解明し,数理モデル を精緻化することを可能にする。

ニコラ・テスラおよび彼の信奉者たちの実験において他ならぬ球雷を得ることは可 能かどうかについて,球雷のエーテルモデルの観点から分析しよう。

N.テスラは、自分は高周波放電を用いた実験において球雷を再現する方法を習得したと主張していた [228]。[214] で翻訳されている文献 [229, 230, 267] に基づき、彼の著作からのいくつかの抜粋を引用しよう。

「私はその(球雷の)構造を決定し、それを人工的に得ることに成功した。

(略)位相が変化しつつある高周波が主回路の低周波振動に同相的に重なり合うとき,2つの周波数の相互作用は球雷の形で発現する。(略)

この条件は、エネルギーの大部分が装置自体の中に留まることができず、異常 な力を伴って空間中に飛散するときの、無限小の時間間隔における強力な低周 波放電の始動メカニズムとして働く。

高周波電流がいかにして低周波電流を爆発的に放電することができるのかを 解明することは、その爆発が意図的に生じるようなシステムの設計への一歩で ある」。

[229,230,267] の著者ら [ジェイムス・コルムとケネス・コルム (James F. Corum & Kenneth L. Corum)] は, N.テスラの装置を縮小サイズで再現した (図 35 参照)。

彼らは [229, 230, 267] で,得られた球雷について次のように記述している。

「きわめて小さい光点は、どこからともなく出現したかのように見えた。次に、 空気中を漂うそれらいくつかの小さい灯は、2次コイルの極が放射する高周波放 電の衝撃を受けた。そして突然、我々は直径数 cm に達する多数の球雷を見出し た。それらの球雷は、コイルが放射する放電の内部で「誕生」し、(略)通常、 1.5 秒間ないし数秒間存在していた。(略)

花火の打ち上げ装置が使われたときに生じるような幅広い色スペクトルが示された。

一部の光球の消滅に伴って大音響が発生したが,それ以外の光球は静かに消 えていった。(略)

球雷の中には脈動しているものがあった。変圧器からの電流の放電が脈動し ている球雷に衝突すると、それらはサイズが増大し、次に再び収縮した。それは 通常、球雷が消滅するまでの間、何度も繰り返して起こった。1回だけ、球雷の 直径が1秒間の間に6mmから5cmに増大し、そのとき炎のような赤色を帯び たことがあった。一部の球雷は吸い玉、すなわち暗い中心部を持つ輝く輪のよう に見えた。球雷は様々な色彩—濃い赤色、鮮やかな白色、緑色、黄色、白みを帯 びた青色—を持っていた。球雷は回転していることが稀ではなく、暗い区域が、 まるで太陽上の黒点のように、球雷に沿って移動していた。時には球雷が透明に 見えることがあり、それらの内部では放電が明滅していた。我々は、球雷が、そ れが存在している間に色彩を変え、最後にまるで超新星のように爆発するのを 数回観測した。



図 35.1899 年のニコラ・テスラのスキームに基づく 1988 年のジェイムス・コルムとケネス・コルムの装置

時々, 放電がある球雷から別の球雷へ跳び移り, 目もくらむような光景を作り

出した。その際,それらの球雷の外観は,放電と接触している間変化していた」。 最も効果的な結果は次の条件下で得られた。1.小さい空間領域中における多数の炭 素粒子または蒸発した金属粒子の生成。2.物体の近傍における20-40 [kV/cm]のオー ダーの大きな電場の創出。3.粒子の急速な温度上昇。

[229,230,267]の著者らは、フラクタルクラスター理論 [214]を用いて球雷の形成を説明している。ところが、原子粒子の凝縮および再結合は温度が上昇するにつれて遅くなり、蒸発した粒子からのクラスターの成長は困難になる。それゆえ、フラクタルクラスター理論は、この実験の説明にはおそらく適していないであろう。

[229,230,267]には、ユニークな連続写真が示されている。それらの写真には、 得られた球雷が窓ガラスを透過する過程—自然条件下における球雷の運動時にしばし ば観測される現象の類似物—が反映されている。[229,230,267]では、そのような効 果は、得られた球雷はエアロゾル粒子であるという仮定に基づいて説明されている。 球雷の通過は、ガラスの一方の側における球雷の崩壊、そしてガラスの他方の側にお ける強い場の中での球雷の復活として解釈されている。しかし、そのような解釈はま ったく疑わしい。なぜなら、球雷の微小要素によるガラスの通過には、貫通穴の形成 が伴わなければならないからである [224]。それだけでなく、ガラスの端面の写真上 には、球雷がサイズを変えることなくガラスの内部を進んでいる様子が見える。

[229,230,267]の実験は、[231] [駅注]の研究で再実施された。この研究では、[229,

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献 [231] の著者 V.V.コペイキン(Vladimir Vasilyevich Kopeikin)については V. V. Kopeikin - IEEE Xplore Author Profile を参照されたい。

230, 267]におけるのと同様に発光体の形成が観測されたが,発光体によるガラスの 通過の解明に関する実験は行われなかった。

球雷の人工的再現に関する他の多数の実験とは異なり,テスラ,コルムおよびコペ イキンの実験は共振現象を利用していたことに注目するべきである。電流は,強い高 周波電場および磁場の領域中の狭い流路中で創出されていた。それら全ての要因の総 体が,その内部に大きなエーテル速度を持つエーテル渦構造の形成をもたらした可能 性がある。

図 35 に示されている構造物中におけるエーテル流束について検討しよう。このような回路が動作すると、垂直コイルは高い交流電圧を創出する。放電器の間の空気中において絶縁破壊および交流電流が発生する。エーテル的表現では、電流とは速度Vを持つエーテル流である。なだれイオン化時における電子の速度は0.1 – 0.3cのオーダーである [185]。それゆえ、電子を加速させているエーテルの速度Vは光速度のオーダーでなければならず、まさにこれこそが境界層の創出にとって必要とされることである。コイルおよび地面に平行な巻き数の小さいループは垂直方向の磁場Bを創出する。この磁場が放電器間におけるエーテル流の速度Vに重なり合うと、一般化ジュコーフスキー力(131)が発生し、その成分V×Bが、電流が流れている領域中のエーテルを回転させる。エーテル渦が発生する。

実験において、図 35 のスキームの構成要素のパラメーターを、静止した節または 動きが小さい節を持つ縦方向のエーテル定常波が放電器間に創出されるように選択す る可能性も排除されない。そのような波の中では、速度の2つの節の間において、例 えば吸い玉のような形状をした領域が自然に現れてくる。一定の周波数を持つ磁場**B** の重ね合わせを用いてその領域中のエーテルを回転させれば、エーテルの循環渦運動 が形成される。2 つの節の間のいくつかの領域が、数珠のような形の構造を持つ雷を 形成する。

このように,球雷のエーテルモデルによれば,テスラ,コルムおよびコペイキンの 実験では,まさに球雷が再現されることが可能であったのである。

縦方向のエーテル定常波の 2 つの節の間の領域に対する外部電磁場の共振作用 (§11.2 参照)は、その領域中におけるエーテル速度の振幅の増大により、その領域中 に著しいエネルギーを注入することを可能にする。もともと系内に存在していなかっ た同位体や化学元素が出現する常温核種変換([249]参照)を含め、電気工学的装置 において観測される、普通の物理学の観点から見ると異常に思われる多数の現象の根 底には、巨視的および微視的レベルにおけるそのようなメカニズムが横たわっている のかもしれない([249]参照)。

定常波と細かい砂との相互作用を可視化しているクラドニ図形(例えば[275]参照)との類推に基づき,ワイヤーの爆発時における層の形成(p.175参照)およびグロー放電中における層および磁区の形成[185, p.439, p.442, §12.1.3, §13.7, §13.5.4]を, エーテル中の定常波と物質との相互作用によって説明することができる。

物理学では、ワイヤーの爆発時における層の出現は説明を持っていない(p.175 の 引用文献参照)。グロー放電中における層の出現は、電子が主に誕生しつつある領域と 主に消滅しつつある領域との交替によって説明されている[185, §13.7.2]。しかし、 そのような領域の発生原因の説明は大きな困難を引き起こしている[185, §13.7.8]。

最後に、電磁波は何らかの媒質中を他ならぬ縦波として伝播しているという N.テス

ラの見解に注目しよう。文献 [232, p.135] には、ジャーナリストによる彼へのインタ ビューが引用されている。N.テスラは、H.ヘルツについて説明する中で、電磁波は「電 気的音波あるいは荷電空気の音波と名付けた方がよかった」と述べている。「ハインリ ヒ・ヘルツ博士が 1887 年から 1889 年までの期間に実験を行ったとき、彼の目的は、 エーテルと呼ばれている全空間を満たしている媒質は、構造を持っておらず、きわめ て微細であり、しかし同時にきわめて堅牢であるという理論を実証することだった。 彼は一定の結果を達成し、全世界はその結果を万人が好むこの理論の確実な裏付けと して認めた。ところが現実には、彼の観測結果は誤りであることが判明した。

私はそれより何年も前に、そのような媒質は存在することができず、空間全体を満 たしているのは気体状物質であることを突きとめていた。私は改良されたきわめて強 力な装置を用いてヘルツの実験を再実施し、彼が観測したのは気体状媒質中における 縦波の効果に他ならないこと、すなわち、その波は圧縮と膨張によって伝播している のだと確信した。その波は、普通予想されていたような横方向の電磁波ではなく、空 気の音波に似ていた」。

本書における研究は、N.テスラの実験結果を理論的に裏付けている。他の圧縮性媒 質中におけるのと同様に、エーテル中に存在するのは縦波なのである(§4 参照)。対 流導関数 E (21)および回転 B (20)の用語によるエーテル媒質の記述が、エーテル媒質 中において生じる諸過程の解釈に大きな困難をもたらしていることは明らかである。

#### 25. 地球の構造のエーテルモデル

本節では,自然界におけるあらゆる過程に関するエーテル運動としての理解に立脚 した,地球および地球近傍の構造のエーテルモデルが提唱される。エーテルおよび物 質の全球運動の方向が検討される。化学元素およびそれらの化合物の形成の可能性お よび一般的条件が考察される。

ここに提示されている分析は、地球物理学の専門家で地質学鉱物学準博士の V.I.シ ャロフ [Vladimir Ivanovich Sharov] と共同で、工学準博士 V.A.チジョフの参加を得て行わ れた。

地球のエーテルモデルの叙述に進む前に,地球の全球構造に関する基礎データを思 い出そう。

地球は高密度部分およびそれを取り囲む大気から構成されている(図 36 参照)。



図 36. 地球および大気の層

地球の大気圏の組成および構造は,高密度部分よりはるかに詳細に解明されている。 なぜなら,大気圏の事実上任意の地点に,直接アクセスすることができるからである。 ここでは,我々は地球の高密度部分の性質に注意を集中しよう。

地球の内部構造は、深度の増大に伴う密度、圧力、自由落下加速度、地震波速度その他のパラメーターの変化を特徴付けるモデルによって記述されている。古典的モデルは球対称である。海洋の下と大陸の下との深度 420 [km]までにおける地球の構造の違いは、海洋地殻モデルと大陸地殻モデルにおいて考慮されている。平均的モデルはそれらのモデルの組み合わせである。それより大きい深度に関しては、そのような区分はなされていない。

地球内部の物質的構造のモデルとして, [121, chap.44]のモデルを検討しよう。エ ーテル的全球解析の初期段階では, 平均的古典的地球モデル [121, table.44.1]を取れ ば十分である。

地球の全球構造に関する研究方法の選択肢はかなり限られている。現在,ボーリン グを用いたその直接的な研究方法は,コラ半島超深度掘削坑[233,234]が達してい る深度~12 [km]までしか可能ではない。深度10 – 12 [km]において,おそらくドリルの 破壊に起因する,岩石掘進をめぐる深刻な問題が始まる。坑内における自由落下加速 度の測定が与えている結果は,あまりにも近似的すぎる [26, p.346]。大深度における 地球の内部構造の推定は,地球の既知の質量や慣性モーメントによって,また,弾性 波の研究に基づいて行われている。

地震の結果発生する,または人工的に創出される縦方向および横方向弾性波の伝播 の解析が,地球の内部構造に関するデータの主な取得方法の1つとなっている。液体 に近い状態は,体積変化の結果のうち,縦波のみを通過させる。状態間の境界は縦波 を屈折させ,横波をわずかしか通過させない。

波の伝播に関する研究は、地球は互いの中に収まっている球環 [spherical ring]の形状をした層構造を持っていることを示している。それらの球環中の物質は、固体状態および液体に近い状態にある。

最も重要な境界は,深度10-70[km]に存在するモホロビチッチ面および深度 2900[km]に存在するヴィーヘルト-グーテンベルク面である。これらの境界は,地球 を3つの主要ゾーン,すなわち地殻,マントルおよび核に区分している(図37参照)。 地殻は最大の剛性を持ち,マントルは高い粘性によって特徴付けられ,核は液体に近 い状態にある。地球の3つの主要ゾーンの内部には,より不明瞭な境界が存在してい る(図37)。

また,地球の固い外殻一地殻および岩流圏までのマントル上部からなる岩石圏一が 特定されている(図 37)。ここで地震波の速度が低下していることは,岩石の塑性の 増大を物語っている。

質量の割合は,核:0.3259,マントル:0.6697,地殻:0.435·10<sup>-2</sup>,海洋:0.23·10<sup>-3</sup>, 大気:0.854·10<sup>-6</sup> [121, p.1180] である。すなわち,地球の主な質量はマントルおよ び核に存在している。



図 37. 地球の構造

地球内部の密度および圧力に関する [121, table 44.1]のデータを下表に示す。密度 は圧力ほど強く変化していないことに注目したい。岩石の組成および相状態の違いに 起因する,深度増加に伴う密度の不規則な変化が生じている可能性がある。

中心からの距離	深度	密度	圧力
[km]	[km]	[gm/cm <sup>3</sup> ]	10 <sup>8</sup> [Pa]
0	6371.0	13.012	3632.4
1217.1	5153.9	12.704	3288.7
1217.1	5153.9	12.139	3288.7
3485.7	2885.3	9.909	1354.0
3485.7	2885.3	5.550	1354.0
5701.0	670.0	5.377	239.1
5701.0	670.0	4.077	239.1
5951.0	420.0	3.768	141.1
5951.0	420.0	3.553	141.1
6352.0	19.0	3.310	4.8
6352.0	19.0	2.902	4.8
6357.0	14.0	2.902	3.3
6357.0	14.0	2.802	3.3
6368.0	3.0	2.802	0.3
6368.0	3.0	1.030	0.3
6371.0	0.0	1.030	0.0

地球の最も驚くべき性質は、その半径の増加および涸渇した有用鉱物鉱床の再生で ある。地球半径は増加しつつあるという結論は、実験的事実の分析に基づいて確証さ れている [235]。鉱床の高い採収率の長期間の持続および涸渇鉱床の再生に関する問 題は、地質学者や地球物理学者たちの間で活発に議論されている。

現代物理学はこれらの現象を説明するのに難儀している。エーテル(ニュートニウム)の運動としての自然の理解は、地球の中で生じている諸過程の単純明快なモデル を構築することを可能にする。

エーテル的理解によれば、地球は強力な外部エーテル重力束の中で回転している。 外部エーテル重力束の性質およびその中に入り込む物体の性質は§15.2, §16.2, §17.2, §22.2 で検討されている。地球の物質の構造要素は独自の重力束を創出し、その重力 束は外部重力束に重なり合う。それらの重力束の速度の比を解明するためには、追加 的研究が必要である。総重力束の回転の角速度は、空間的に非一様である可能性があ る。なぜなら、エーテル流の隣り合う諸層は、エーテルの粘性および自己拡散が小さ いため、微弱にしか相互作用しないからである(§21.7, §21.8)。

地球の実際の形状と、1/r<sup>2</sup>に比例しているエーテルの重力的引力の力の場(§15.2) の中で理論的に計算された形状との一致は、地球の構造のエーテル的基礎の正しさを 証明している。~1/r<sup>2</sup>の任意の力に関するそのような計算が[9,§27]で行われている。

エーテル重力束中で生じる力の密度,ならびにエーテルおよび物質(触知可能な物 質\*)の運動方向のスキームを図38に示す。磁石のS極は北半球,N極は南半球にあ ることを念頭に置いておくべきである。物理学では、磁場の力線は磁石のN極から出 ると取り決められている。

地球近傍空間のニュートニウム(エーテル)は、重力渦の圧力勾配-∇p(§16.2)の 作用下で地球の中心部へ向かう方向に運動している。地球内部では、その圧力勾配に、



図 38. エーテル流束および物質流束のスキーム。エーテル重力束中 では $\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}/c \approx 0$  (180)である。灰色の矢印は地球の中心に向か うエーテル流束,太い黒色の矢印は地球の中心から遠ざかる方向へ の物質流束を示している。また,ここには物体の重力的引力の力 $\mathbf{R}_{gr}$ (196)-(198)が示されている。[図中の $\omega_{3em}$ は $\omega_{Earth}$ ;  $\omega_{3}$ は $\omega_{et}$ ;  $\mathbf{F}_{Ж, yH}$ は  $\mathbf{F}_{Zh,un}$ ;  $\mathbf{u}_{3em, \varphi}$ は $\mathbf{u}_{Earth, \varphi}$ ]

磁場中における地球の回転によってまるで単極発電機中におけるように発生する一般 化ジュコーフスキー力 $F_{Zh,un}$  [un は unipolar generator]の密度(§18.11 参照)が重なり合 う。地球の回転の周速度はエーテル重力束の回転の周速度よりはるかに小さいので (§22.2 参照)、 $\nabla p$ と比べると、 $F_{Zh,un}$ は無視することができる。こうして、地球の近 傍および内部における全球ニュートニウム流束の密度の運動方程式(5)は次の形を持 つ:

$$\frac{d\rho_{\rm m}\mathbf{u}}{dt} = -\boldsymbol{\nabla}p.$$

地球の中心へ向かうエーテル流束の存在は§23.10.3 で実験的に裏付けられている。 流束密度の勾配および渦度が微弱なエーテル流は、ニュートニウムのサイズがきわ めて小さく(253)、また、エーテルの粘性が小さい(§21.7)ため、高い透過能力を持って いる。それゆえ、そのエーテル流は地球の核に到達する。

中心へ向かう球状外殻の運動に関する問題は Ye.I.ザババヒン [Yevgeny Ivanovich Zababakhin] によって解決された [236, p.28-31; 237; 238]。物質の場合にも、また電磁場の場合にも、外殻の収斂時には運動エネルギーの無限集積(増大)が進行することが示された。

その結果,気体流体力学との類推に基づけば,地球の中心部には,ニュートニウムの高い密度およびエネルギーを持つ領域が形成されなければならない。地球の核の構造要素の局所的渦運動とエーテル流束との相互作用が,エーテル媒質中において安定的な渦の湧き出し(電子)および渦の吸い込み(陽子)の形成をもたらし(§14.5 参照),湧き出しと吸い込みの境界上では,エーテル流の周速度は光速度(エーテル中に

おける擾乱の自由伝播の特性速度)に達する。

地球の核の中における圧力(エネルギー密度)は、上に示した表のデータによれば、 非擾乱エーテルの圧力(248)の約4倍である。そのような条件下では、共振運動の発生 時に陽子と電子が一体化し、水素の原子核および中性子が生成されなければならない。 陽子および中性子によって軽元素(鉄まで)が形成されると、陽子および中性の状態 エネルギーは減少する[239, chap.6, §2]。それゆえ、地球の中心部では軽い化学元素 の原子核が誕生していなければならない。このように、地球の中心部では物質(触知 可能な物質\*)が生じている。

地球の核の中で生じている反応は、いわゆる常温核種変換 [249] に分類するべきで ある。なぜなら、そのような反応時に放出されるエネルギーは、太陽上におけるよう な核合成反応時に放出されるエネルギー、あるいは重元素分裂時に放出される崩壊エ ネルギーより著しく小さいからである。

検討されているモデルでは、地球の中心部に向かうエーテル流束の弱化は、原子核 中における物質\*の形成の停止をもたらす。ただし、核種変換は、その後もさらに長時 間進行する可能性がある。なぜなら、共振のための条件が発生する確率が相対的に小 さいため、普通、そのような反応の強度はあまり高くないからである [240, 241]。

このように、地球の核の中では物質の形成が進行し、物質\*の密度が増大し、物質\* の圧力が増大している。その結果、外側諸層の間隔が拡大し、地球のサイズの増大が 進行している。

地球の核の中における物質\*の形成に関する仮説の裏付けの 1 つは,地球の中心部 から遠ざかるにつれて諸層の厚さが減少していることである。なぜなら,体積一定の ままで球環の半径が増大すると,円環の幅は減少するからである。あれこれのモデル の枠内で,核の中における物質の形成速度,あるいは物質の活動性が特に高い期間を 推定する試みを行うことが可能であることに注目しよう。

核およびマントル中における物質\*の運動に対しては,偶然的要因を含む多数の要因, また,地球の岩石圏の構造(断層,表面張力)および厚さ(幅)が影響を及ぼしてい ることは明らかである。それゆえ,この過程の詳細についての記述は複雑な課題であ る。ここでは,有用鉱物の大きな多様性の一般的な発生原因に関する分析,また,有 用鉱物の再生が可能である理由についての説明のみを行うことにしよう。

本書において既に再三指摘されているように、微弱な変調しか受けていないエーテ ル流は、ニュートニウムのサイズがきわめて小さいため、高い透過能力を持っている。 それゆえ、そのような形態のエネルギーは、地球内部をかなり自由に移動することが できる。

地殻中には共振領域が存在している。エーテル流は、例えば共振領域の境界上には 大きなエーテル圧力勾配(電場)(方程式(23)参照)が存在するため、その領域中に閉 じ込められる可能性がある。それだけでなく、地球の中では、例えばエーテル流束同 士が出会ったとき、エーテル渦が形成される可能性がある。

地球の中に共振領域が存在することは、それらの領域がいわゆる異常ジオパソジェ ニックゾーンの形で地球の表面上に出ており、そこでは強い電場および磁場、プラズ モイドおよび球雷の形成が認められていることによって裏付けられる。地球物理学デ ータも共振領域の存在を裏付けている。例えば、大規模石油鉱床の下方には、上向き の細首付き浣腸器の形状をした領域の分岐システムが見られる [242]。それだけでな く,固体物質の多くの鉱床は,岩石の垂直断層または傾斜断層が生じている場所に存 在している。

物質は地殻中を運動しているうちに共振領域に入り込む。物質とエーテル波との相 互作用の結果,その領域中において電荷および縦方向または横方向の定常波が発生す る。その領域中において外部の波状エーテル流(例えば電磁場)との共振が生じたと き,定常波の節と節の間にエネルギーが注入される。そのようなエネルギーが何らか の閾値を超えると,常温核種変換反応が生じ始める。新たな化学元素が発生する。こ のメカニズムは,有用鉱物の多様性,また深部地下から湧き出る無尽蔵の源における 水の起源も含め,涸渇した有用鉱物鉱床の再生を説明している。

地球表面に近づくにつれて共振領域の体積は減少し [242],共振領域中で生じる核 種変換の結果によるエネルギー放出は低下する。それだけでなく,地球表面上では, 地球の熱エネルギーは放射および大気の加熱に消費される。これら全てのことは,深 度の減少に伴う温度の低下について,また,当該の地殻温度のとき多くの物質が固体 状態となっているような地殻の剛性について説明している。

地球の物質\*動態において常温核種変換が重要な役割を果たしているという結論は、 従来の方法によるボーリングは深度約10 [km]で不可能になるという事実によって裏 付けられる。水柱の圧力が10 [m]ごとに1 [atm]ずつ増加するとすれば、深度10 [km]で は、その圧力は10<sup>3</sup> [atm] ≈ 10<sup>8</sup> [Pa]に達し、局所的応力を考慮すると、非擾乱エーテ ルの圧力(248)に近づき、あるいはそれを上回りさえする。そのような条件下では、化 学元素の構造を含め、物質構造の再構築が始まる。

ここに提示されている地球の内部構造モデルを裏付け,発展させるためには,その とき常温核種変換が起こり,あれこれの有用鉱物が形成される,地球の岩石圏中で進 行している条件に類似した条件の人工的創出に関する,きちんと設定された実験を行 う必要がある。その具体的条件に関するヒントは,地質学および地球物理学において 蓄積されている諸事実によって得ることができる(例えば [243,244] 参照)。このよ うな複雑な課題の解決は,多大の努力を要求するが,しかし 1960 年代におけるこの 種の技術の発展期に比肩するほどの,鉱床の探査・分析方法における新たな重要なブ レイクスルーとなる可能性がある。

ここに挙げた定性的推論は、地球の構造に関する詳細な定量的モデル創出のための 土台となることができる。計算機実験と組み合わされたそのモデルは、地球の構造の 細部に関する根拠に基づいた新たな内容豊かな結果を得て、有用鉱物鉱床の新たな探 査方法を開発し、鉱床の富化および再生を促進する諸条件を理解することを可能にす るであろう。

太陽に関してもそれと類似したモデルを提案することができる。地球のエーテルモ デルとの主な違いは、より大きなニュートニウム速度を持つ、よりスケールの大きい 重力束である。その重力束の中心では熱核融合反応の開始にとって十分なエネルギー 密度(圧力)が達成されており、その反応では核種変換よりはるかに大きなエネルギ ーが放出されている。

#### 26. 生物系の情報構成要素とその発現

人間を含む生物の構造およびそれに関連する現象に関する実験的研究は,多数の異 常事実を蓄積した。しかし,正統派科学は,それらの事実のうち,空虚な空間のパラ ダイムの中では説明することのできない事実の存在を認めることを拒絶している。そ の結果,人間にとって最も重要な科学領域,例えば医学,遺伝学,集合意識を含む意 識の制御といった領域の発展が妨げられている。

正統派生物学がそれに対する答えをどうしても見つけるができずにいる最も重要な 疑問の1つは,生体の未来の構造,その構造の構成要素および機能,器官の動作原理 に関する情報は,出発点をなしている胚の中のどこに保存されているのか?という疑 問である。

生物系中における諸過程を自然のエーテル的仕組みの発現として理解することが, それらの過程を理解し,それらの過程の利用に関する研究の方向性を決定することを 可能にする。

正統派科学によって受け入れられていない,生物系の性質に関する事実上全ての異常な実験的観測結果は,エーテルが持つ巨大な構造的・情報的容量(p.218 参照)によって説明することができる。

生物系の情報構造に関する十分根拠のある実験的研究が P.P.ガリャエフ<sup>[課注]</sup>[355] によって行われた。彼の結果に関する概説記事が [356] で与えられている。当時受け 入れられていた世界像と矛盾している遺伝学自体に対して正統派科学がつい最近まで 浴びせていたのと同じ熱い憤怒をもって,正統派遺伝学が [356] で P.P.ガリャエフと その結果に対して非難攻撃を加えているのは,実に興味深いことである。

P.P.ガリャエフが活発に研究活動を行っていた時期には、本書に提示されている十全 な定量的エーテル理論はまだ存在していなかった。それゆえ、彼は、説明できないも の全てを特殊な形態の物質\*に帰する 20 世紀物理学の伝統に従い、ある種の波動の概 念を操作することを余儀なくされた。しかし、そのようなアプローチでは、生物学的 過程のメカニズムおよびそれらの過程の定量的特性は解明されない。

P.P.ガリャエフの研究のエーテル的解釈では、生物系およびその構造要素に関する情報はエーテル中に保存されている。

エーテル理論の観点から見ると,生体構造とエーテル中の情報構造の間の関係を研 究し,その関係を記述する定量的法則を突きとめる必要がある。現時点では,そのよ うな課題はまだ解決されていない。

それにもかかわらず,我々が開拓したエーテル理論は,生物系の研究における重要 な応用を既に見出しつつある。

そのような応用として挙げられるのは、高等生物における微妙な情報発現の科学的 分析をテーマとする、V.L.ゴルジェフスキー [Valentin Leonidovich Gordievsky]の研究であ る。彼のモノグラフ [357] では、その観測事実の確実性に疑問の余地のない多数の超 常現象および精神物理学的現象が、様々な情報構造の創出および長期間の保存におい

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> P.P.ガリャエフ (Petr Petrovich Gariaev. 名は Peter/Pyotr, 姓は Garyaev とも) に関する短い英語 記事としては PDF DR Petr Gariaev and His Wave Theory of DNA | PDF (scribd.com)等がある。彼の英語論 文«mRNA Dependent Virtual-Real Substitutions of Nucleotides in Codons: The Dynamics of Their Meanings in the Genome Language (scirp.org)», «(PDF) The Syhomy of the Genetic Code Is the Path to the Real Speech Characteristics of the Encoded Proteins (researchgate.net) »等をネットで入手することができる。

てエーテルが持つ巨大な可能性の発現であることの信頼しうる科学的根拠を見出している。しかも、[357]における研究は、事実上、エーテルの存在というパラダイムの中で、実験物理学の方法論に従って行われている。

本書で開拓されたエーテル理論を枠組み形成要因として採用している V.L.ゴルジェ フスキーの研究は、霊魂、人智圏、神的なものの概念へ向かう、物理学の科学的基礎 の構築における本質的に重要な一歩である。

# 27. タイム「トラベル」

時間移動というテーマは社会の大きな関心を呼んでいる。過去の事象を観測すれば、 少なくとも、歴史的事象の真実を突きとめることができるであろう。未来の予言は、 非常事態に向けて準備をし、あるいはそれを未然に防ぐことさえ可能にするであろう。 過去の事象に影響を及ぼし、未来を制御する可能性に関する問題は、さらに強く心を 不安に陥れる。

時間移動というテーマはきわめて複雑であり、あまり研究されていない。このテーマに関する諸研究を概観することは、多大な労力を要する独立した研究対象である。 ここでは、我々は、本書で述べられているエーテル理解の観点から、この問題の科学 的側面について手短に論じるにとどめる。

本節の主要部分は、時間現象の研究者、本書の読者および本書の概要に関するスラ イドやビデオの視聴者からの質問に対する F.S. ザイツェフの回答から構成されている。

現在,正統派科学はビッグバン理論を認めている。ところが,この理論には多数の 曖昧な点がある。例えば,ビッグバン以前には何があったのか? ビッグバンの裏付け とされている残存放射は,宇宙におけるそれ以外の何らかの過程の結果なのではない か?

世界の仕組みに関する理解の発展の歴史は、あるコンセプトが破棄され、先行する コンセプトとは根本的に異なる別のコンセプトが採用されることの周期的な繰り返し を示している。

宇宙の歴史に関する情報の大きな不確定性という条件下では、今のところ、宇宙は 常に存在していた、そして自らの法則に従って進化しているということから出発する のが自然である。そのとき、無生物である自然は座標系について何も知らず、また、 おそらく時間の概念を持っていない。

時間および空間中における方向性は生物系にとって内在的なものである。なぜなら, それは生存にとって不可欠であるからである。それだけでなく,発達した生物系は自 然法則を理解し,それらの法則を,自らの存在を維持し,より改善された形態を獲得 するために利用しようと試みている。

様々な情報源において、十分多数の次の実験的事実が挙げられている: 過去の光景 の観測; 過去および未来の事象に関する予言者や透視者から得られる情報。

実験的研究の方法論の観点から見ると,ある結果は,それが多数回再現され,様々 な診断方法(この場合はビデオやオーディオ)によって記録され,他の専門家によっ て繰り返される,等々といった場合には,立証されたものとみなされる。

過去視の確実性を検証し、その発生条件を記録することはきわめて困難である。し かし、一部の過去視は既知の歴史的事象と一致しており、多数の人々によって同時に 観測されている。

予言者や透視者から得られる情報の確実性に関する統一的見解は存在せず,彼らの 並外れた能力の実現メカニズムは理解されていない。

しかし、事実の根拠付けに問題があるにもかかわらず、実験的研究の方法論の観点から見ると、予言者や透視者から得られる過去視やデータは集合的 [massive] な性格を持っており、それゆえ、科学的に研究するに値する。

タイムトラベルに関する問題の科学的解明の土台には、本書で突きとめられた、エ ーテルは陽子半径のオーダーの距離においてさえ巨大な構造的・情報的容量を持って いるという事実(p.218参照)を据えることができる。

この事実は、事象に関する詳細な情報、あるいは事象それ自体が、人類が今は既存 の技術的装置を用いて体系的に観測する能力を持っていない、小さいサイズのスケー ルでエーテル中に保存されている可能性があると結論することを可能にしている。

そのような場合には、もし何らかの事象が生じ、それに関する情報がエーテル中に 保存されている(あるいはその情報がエーテル中を伝播し始めた)とすると、その情 報を読み取る(または情報に追い付く)方法を習得すれば、我々は過去を何らかの形 で見ることができるようになる。

それだけでなく、もし現在というものが、そして原子レベルの空間的スケールにおいて実体化しているエーテル中における情報構造物としての我々自体が、事象の開始 そのものの時点に存在しているわけではないとすると、それとは別の空間的スケール を読み取る方法を習得すれば、それによって未来または過去を覗こうと試みることが できる。

我々の空間的スケールとは原理的に異なる空間的スケールをマッピングし,あるい はまたエーテル中における微細な過程を記録することを可能にするような技術的装置 は、今はまだ創出されていない。

しかし,技術的装置と比べると,生物系はそれよりはるかに複雑でマルチレベルな 構造物であり(§26),現在の装置にはアクセス不可能なものを捕捉する能力を持って いる。例えば,ある種の動物は,危険な事象を,その到来よりはるか前に予感する能 力を持っている。予言者や透視者は未来と過去を覗くことができる。このような能力 は,生物系が持つ,微細なエーテル構造物と相互作用する能力によって説明すること ができる。

過去あるいは未来の事象を読み取る方法を習得すれば、それらの事象に影響を与え ようと試みることができる。しかし、それが何をもたらすのかは、今は明らかではな い。なぜなら、マルチレベルなエーテル構造物の相互作用の問題は事実上未解明であ るからである。特に、別の情報空間レベルで過去を変化させることによって現在に影 響を及ぼすことが可能か否かは、明らかではない。

現在,過去および未来の相互作用,その過程への霊魂の関与に関する哲学的意味付けは,例えば,神に関する教義の研究,叙述,根拠付けおよび擁護に取り組んでいる 神学において与えられている。もしかすると,エーテルの性質に関する知識の神学に おける適用が,神的なものの発現に関する理解を充実させるかもしれない。

# あとがき

自然現象に関するエーテル的理解の活発な発展は、既知のおよび新たな実験的事実 に対する説得力のある説明の必要性(例えば[63,80,81,88-91,94,95,109-112]参 照)、また、新原理に基づく技術的装置の創出という課題によってもたらされた。一般 に受け入れられている物理的概念の分析およびエーテルモデルの叙述をテーマとする、 多数の文献が発表されている(例えば[73-93]参照)。本書において提示されている エーテル理論は、物質\*保存則および運動量保存則(ニュートンの第2法則)に基づい た理論構築の論理的厳密性、そして数理的エーテルモデルの検証のための応用数学の 方法論の首尾一貫した適用を特徴としている。

本書で行われた体系的・多面的な研究,また,理論的理解と実験的に立証された多数の法則および実験的事実との比較が,一般的に受け入れられている公準,すなわち物質\*保存則および運動量保存則という形で表されたエーテルの存在に関する仮説を 根拠付けている。

既に現在,エーテルの存在を説得力をもって裏付けている,十分信頼できるいくつ かの実験結果を挙げよう:電流によるワイヤーの爆発(§18.10);静電気学における 電荷(§18.13);磁石と強磁性材料の引き寄せ(§19.2);物質の昇華および蒸発 (§21.12);単極発電機中における電流(§23.3);金属の加熱(§23.5.1,§23.5.2);コ イルの制動時における電流(§23.6.1,§23.6.2);回転する超伝導体による磁場の創出 (§23.6.3);エーテル中における渦(ファントム)の生成(p.274,p.275,§23.6.4,§23.10.3, §23.13);レーザーによる材料の崩壊(§23.8);高真空中における非対称コンデンサ ーの運動(§23.9.5);チェレンコフ放射(§23.11);人工球雷(§24.4,§23.14);サイ クロトロンエーテル共鳴(§11.2)。

エーテルの存在に関する仮説をさらに検証し,エーテルの特性を精緻化するため, 本書では,比較的低コストな実験も含め,新たな実験および既知の実験の改変版が提 案されている(§10.2, §12.1, §16.1, §18.11, §18.15, §19.2, §21.5, §21.9, §23.2.3, §23.3 (p.273), §23.5.1, §23.6.1, §23.6.2, §23.6.6, §23.6.7, §23.9.2–23.9.5, §23.10.5, §23.11, §23.12, §23.13, §23.14 参照)。

数理モデルからの帰結が十分に検証された実験的事実と一致しているかどうかに基づいて数理モデルの適切性を立証する数理モデリングの方法論 [1-5] によれば,行われた研究は,電気的,磁気的,重力的および運動論的現象を,連続媒質のメカニズムのモデル(4)-(6)におけるエーテル動力学として,しかも相対性理論を導入せずに記述することは適切であるという,根拠に基づいた結論を下すことを可能にしている。それゆえ,本書に提示されている数学的定式化は,エーテル理論を自然現象の分析の際の基礎的コンセプトとして確立させようとするエーテル理論支持者たちの努力を統合するための共通プラットフォームとなる,良い見通しを持っている。そしてここには、物理現象論的および自然哲学的エーテルモデルの分析のための確実な数学的プラットフォームを与えることも含まれている。

現在,数理モデリングの方法論には、マクスウェル方程式を自然の記述のための初 期方程式とみなす根拠は存在していないことを強調する必要がある。なぜなら、今の ところ,電磁誘導の法則、アンペールの法則、ローレンツ力、万有引力の法則その他 の法則のマクスウェル方程式からの導出に関する結果は存在していないからである。 それだけでなく、本書で検討された諸現象は、量子力学モデルおよび量子力学と一

# 連の公準や原理とを組み合わせたモデルの適用を要求していない。この点に関しては, 諸過程の量子化(§6参照)も例外ではない。

普通,エーテルの存在の否定は、マイケルソンの実験および運動する光源の観測結果の解釈に基づいてなされている(例えば[29,§102,§103]参照)。しかし、詳細な分析が示しているように、それらの実験データに対する一般に受け入れられている解釈は不適切である(付論2および3参照)。特に、地球その他の天体の近傍におけるエーテル渦の存在およびエーテル速度の著しい変化の可能性を考慮する必要がある。言い換えれば、エーテル風の探索は、それが存在する場所で行う必要があるのである。

エーテルの存在は、本書で検討されたきわめて多数(70以上)の実験的事実、特に §23 で述べられている実験的事実によって裏付けられている。

本書に提示されている研究から導き出されるさらにもう 1 つの重要な主な結論は, 電気力学,気体力学,流体力学および運動論に関する詳細な自己整合的数理モデルを 構築する際には,エーテル方程式(4)-(6)を考慮する必要があるということである。な ぜなら,例えばベクトルEおよびBは,一般的な場合には,エーテル流東密度*pu*(公式 (20),(21)参照)の運動に関する全ての情報を含んでいるわけではない,すなわち,あ る過程に関する十全な記述を与えていない可能性があるからである。マクスウェル方 程式もまた,初期エーテル方程式に含まれている情報のうちの一部を失っている。な ぜなら,マクスウェル方程式は初期エーテル方程式からの個別的帰結であるからであ る(§2)。

それだけでなく,エーテル方程式(4)-(6)の系統的利用は,電流および磁石の性質の 第一原因はエーテル流束であり,生じる可能性のある荷電粒子の運動は,エーテル流 束中における随伴効果であるという結論をもたらす。

分子モデルでは、物質\*保存則および運動量保存則だけでなく、連続体力学における それ以外の既知の保存則も適用することが可能であることに注目しよう。

数理的エーテル理論では,複雑で一見したところパラドキシカルな現象は,統一的 で明快な連続体力学的解釈を見出す。本書では,次のような現象が分析された: 粒子 と波動の二重性; 電場中および磁場中における反対符号に荷電した物体の相異なる 挙動; 重力作用;超伝導も含め,磁石および電流と関係する現象; 物体と平滑面と の相互作用; 物体の相状態; 量子化。

エーテル理論では、金属中における電流および熱伝導のメカニズムは、ニュートニ ウムの圧力勾配(エネルギー密度の勾配)の創出によって説明され、自由電子の存在 を必要としない(§21.5,§21.6,§21.9-21.11,§23.2.1,§23.5,§23.6.1,§23.6.2 参照)。現代 物理学にとって、金属の電気伝導および熱伝導をめぐる闘争は原理にかかわる重要性 を持っていることを強調しよう。なぜなら、金属中における自由電子の役割は小さい、 あるいは金属中に自由電子は存在しないということは、それらの過程を説明するため には、エーテルまたはその類似物を導入することが不可避な状況に物理学を導くから である。物理学は、金属の伝導の古典的電子論における内部矛盾(§23.2.1)、また、電 子論と実験結果との間の著しい(約1万倍の)定量的不一致[32, p.213; 152, chap.6, p.55; 154, chap.3]にもかかわらず、エーテルの存在を認める代わりに、実験結果を説 明するために必要とされる性質を量子論において電子に与えることにより、伝導の電 子論を守ろうと試みている。特に、電子は障害物を迂回する能力を持った波として理 解されている[28, p.424]。しかし、そのようなアプローチは、物理学はエーテルの存
在を否定しておきながら、それでもやはりエーテル流のある種のエキゾチックな類似物を導入しているということを意味している。

各種の巨視的媒質の分子モデルを精緻化する必要があるという周知の意見 [245, p.47-48] に注意を向けよう。物理学において理論的に得られた熱伝導,粘性,電気伝導および拡散に関する公式は,普通,それを適用するにはあまりにも大雑把すぎることが判明している。実践においては,それらの公式代わりに実験データが用いられている。流体,凝固および固体の分子運動論的記述においては,理論と実験との間の矛盾が特に顕著になっている [151]。エーテル理論は,原子,分子およびそれらの間で作用する力のモデルの発展による,理論と実験との間に存在する矛盾の解消に期待することを可能にする。

本研究における重要な結果は、エーテル中における物体の重力相互作用は、それらの物体の境界層のサイズのオーダーの距離において生じることが可能であり、その距離は、物体自体のサイズと著しく異なっているという結論である。この効果は、磁石(p.197)および荷電体(§18.13)の非接触相互作用に類似している。

本書では、電磁力と重力の起源が持つ、エーテル運動の結果としての共通性が解明 された。このことから出発して、地球近傍における高いエーテル速度を示している、 得られた近似的推定値(§22.2)を考慮すると、エネルギーの抽出、重力の制御および 新たな空間移動手段の創出を目的として、地球近傍におけるエーテルの重力運動を電 磁運動に、またその逆方向に変換する技術的装置の創出の可能性に関する研究を設定 するのが自然である。§23.10 で行われた分析は、そのような課題を解決するための研 究を開始することを可能にしている。

地球表面における地球電場は~130 [V/m]であり、そこから人間の身長ほど離れた所では電圧~200 [V]を与えることが知られている(例えば [28, p.82] 参照)。地球表面と大気上層との間の全電位差は約400 [kV]に達する。物理学では、何らかの未知の過程が、地球がその電荷を急速に喪失することを妨げているのだとみなされている [28, p.83]。しかし、§18.11 に示されているように、地球電場を保持するためには荷電粒子の存在は必要とされない。地球および大気の電気のエーテルメカニズムの詳細の解明は、地球電場の中に蓄積されているエネルギーの利用を可能とする、効率的な技術的装置の創出をもたらす可能性がある (§23.2.2 の末尾参照)。ニコラ・テスラが持っていたのは、まさにそのような技術であった可能性も排除されない。

§21.5 では、エーテルは事実上恒温であることが示された。エーテルの巨大な熱容量を実践的目的のために利用する試みを行うことができる。

エーテルの担体の構造(ニュートニウムの質量およびサイズ, §21.2 参照)の分析 は、陽子の半径のオーダーの距離においてさえ、エーテルが巨大な構造的・情報的容 量を持っていることを示している。このことは、微視的世界の物体の大きな多様性を もたらしており、新たな情報・計算技術の創出のための事実上無限の可能性を開いて いる。

エーテルのいくつかの種類の流束が持つ高い透過能力は、本書に提示されている数 理理論を、いわゆる精神物理学的現象および超常現象に関する根拠に基づいた分析の ためのツールとして提案することを可能にしている。

本書で述べられている資料は,エーテルの存在に関する仮説およびエーテルの物理 学的解釈に対する態度の如何にかかわらず,電気的,磁気的,重力的および運動論的 398 あとがき

効果に関する詳細研究のための新たな有効な数学的ツールとみなすことができる。

提示されている結果は、様々な自然現象の研究のための統一的な数理学的方法論を 形成しており、電磁気過程と重力との密接な相互関係を示し、微視的および巨視的世 界に関するより深い研究のための新たな数学的ツールを与え、エネルギーの生産およ び保存、空間移動、重力制御、情報利用のための新原理に基づく技術的装置の開発の 可能性を開いている。

その中で全てが生じている媒質が存在する以上,その媒質を実践的目的のために利 用することができる。

次の研究段階は,諸過程の進行の具体的条件の特殊性を考慮に入れたモデルの詳細 化,計算実験および実物実験の実施,ブレイクスルーイノベーション技術の創出であ る。

現代の基礎研究においては、様々な科学領域の収斂(統合)が生じている [246]。 これまでの200-300年間、科学研究は、主に、現象の研究方法の創出、個別分野ごと の知識の蓄積および適用を指向していた。現代社会のニーズは、新原理に基づく効率 的でエコロジカルな自然類似技術<sup>[訳注]</sup>を要求している。そのような課題を科学の一分 野の枠内で解決することは困難である。様々な知識領域のアプローチの統合が生じて いるのは、そのためである。本書で述べられている資料は、自然の統一的・普遍的モ デルに基づいて様々な科学領域を定量的に統合することを可能にする、収斂のための 数学的ツールとみなすことができる。

自然の基礎の理解に対する新たなアプローチは、自然諸科学の発展を活性化させ、 それらと関係する組織的・財政的活動を促進するに違いない。新たな研究書や教科書 の作成、現行版の学術文献の大規模改訂、研究所における研究活動の新たな方向性の 発見およびそれらの方向性に従った高等教育機関における専門家の養成、新原理に基 づく技術的装置の創出に関する大きな仕事が、我々の前には控えている。

人文社会科学の領域では,現代物理学の理論部分における方法論が,新技術への移 行を妨害する独断論的方法論となった歴史的,社会的,心理的,経済的および哲学的 原因に関する,あらゆる角度からの分析を行うことが重要である。そのような研究に 基づき,人類のダイナミックな発展を確保するための方策が策定されなければならな い。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup>「自然類似技術」は«природоподобные технологии (nature-like technologies)»の仮訳である。ロシアの新聞『イズヴェスチヤ』の解説記事によれば、「自然類似技術とは、生ける自然の諸過程を自然の循環の中に統合された技術システムの形で再現する技術である」。これに関する英語資料としては、例えばUNIDO(国連工業開発機関)の出版物«Nature-like and Convergent Technologies Driving the Fourth Industrial Revolution» (2019) (Convergent\_tech.pdf (unido.org))を参照されたい。

#### 付論1. アンペール方程式の導出

一般的な場合に、方向に関する導関数演算子( $\mathbf{u} \cdot \nabla$ )を方程式(23)に適用し、 $\nabla \times \nabla \times$ の形の項を抽出したときの結果に関する分析およびその結果の唯一性の根拠付けは、 F.S.ザイツェフにより、複雑な微分演算子を最も単純な演算子を通じて表現する方法を 用いて与えられた。ところが、それに対応する演算はきわめて煩雑なものになってい る。それゆえ、ここでは、N.A.マグニツキーによって提案された、q = 0,  $\mathbf{F} = 0$ のとき の方程式(29)の比較的簡単な導出 [45] を引用しよう。

曲線に沿った導関数演算子(u·∇)を方程式(23)に適用しよう。次式が得られる:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \big( (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{u}) \big) - \Big( \frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} \cdot \nabla \Big) (\rho \mathbf{u}) = 0.$$

 $\mathbf{a} \equiv \rho \mathbf{u}, \mathbf{b} \equiv (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{a} \diamond \mathbf{z} \mathbf{z}$ う。

項(**u** · **∇**)((**u** · **∇**)(*ρ***u**))について検討しよう。[51] の表 5.5-1 の最後から 2 番目の公 式を利用しよう:

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \big( (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{u}) \big) = (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{b} = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}).$$

[51]の表 5.5-1 のリスト(b)の 2 番目の公式を用いて∇×(u×b)を計算しよう:

$$\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) = \nabla \times (\mathbf{u} \times ((\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{a})) =$$

$$\nabla \times \left( \mathbf{u} \times \left( \nabla (\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}) - \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \right) \right) =$$

$$\nabla \times \Big( \mathbf{u} \times \big( \nabla (\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}) \big) \Big) - \nabla \times \Big( \mathbf{u} \times \big( \mathbf{u} \times (\nabla \times \mathbf{a}) \big) \Big).$$

ベクトル二重積に関する表式を用いて最後の項を変換しよう:

$$\nabla \times \left( \mathbf{u} \times (\mathbf{v} \times \mathbf{a}) \right) = \nabla \times \left( \mathbf{u} \left( \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) \right) - (\mathbf{u} \cdot \mathbf{u}) \nabla \times \mathbf{a} \right).$$

次式が得られる:

$$\nabla \times \Big( \mathbf{u} \times \big( \nabla (\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla) \mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}) \big) \Big) - \nabla \times \big( \mathbf{u} \big( \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) \big) - \mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a} \big).$$

 $\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{b}) =$ 

すると、次式が得られる:

$$(\mathbf{u} \cdot \nabla) \big( (\mathbf{u} \cdot \nabla) (\rho \mathbf{u}) \big) = (\mathbf{b} \cdot \nabla) \mathbf{u} + \mathbf{u} (\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b} (\nabla \cdot \mathbf{u}) - \mathbf{u} (\nabla$$

 $\nabla \times \left( \mathbf{u} \times \left( \nabla (\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u}) \right) \right) + \nabla \times \left( \mathbf{u} \left( \mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a}) \right) \right) - \nabla \times (\mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a}).$ 

方程式(30)を用いて導関数 $\partial u/\partial t$ を表そう。 $(u \cdot \nabla)((u \cdot \nabla)(\rho u))$ および $\partial u/\partial t$ を初期方 程式に代入すると,次式が得られる:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times \left(\mathbf{u} \times \left(\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})\right)\right) + \\ \nabla \times \left(\mathbf{u}\left(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})\right)\right) - \left(\left((\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) \cdot \nabla\right)\mathbf{a} = \nabla \times (\mathbf{u}^2 \nabla \times \mathbf{a}). \end{aligned}$$

$$4\pi \mathbf{j} \equiv (\mathbf{b} \cdot \nabla)\mathbf{u} + \mathbf{u}(\nabla \cdot \mathbf{b}) - \mathbf{b}(\nabla \cdot \mathbf{u}) - \nabla \times \left(\mathbf{u} \times \left(\nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{a}) - (\mathbf{a} \cdot \nabla)\mathbf{u} - \mathbf{a} \times (\nabla \times \mathbf{u})\right)\right) + \nabla \times \left(\mathbf{u}\left(\mathbf{u} \cdot (\nabla \times \mathbf{a})\right)\right) - \left(\left((\nabla \cdot \mathbf{u})\mathbf{u} - (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u}\right) \cdot \nabla\right)\mathbf{a}$$

と表すと、方程式(29)に到達する:

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{j} = \mathbf{\nabla} \times \left(\frac{|\mathbf{u}|^2}{c}\mathbf{B}\right).$$

### 付論 2. エーテル風の探索について

エーテル中における電磁気過程との関連において、エーテル風の問題について手短 に考察しよう。19世紀に様々な実験者によって行われた各種の実験は、エーテル風の 存在に関する問題に対して肯定的な答えを与えていた [80]。A.マイケルソンと E.モー リーは 1887 年から干渉計を用いた一連の実験を行った。それらの実験の目的は宇宙 空間のエーテルに対する地球の運動の検出であった [74] [訳注]。地球は,銀河系の中心 に対する速度220 [km/s]での共通運動および銀河系自体の運動に加わりつつ、自らの 軌道に沿って約30 [km/s]の速度で運動している。エーテル風の速度は30 [km/s]に等し いと予想されていたが、得られた値は予想されていた30 [km/s]よりはるかに小さかっ た。それらの実験結果は、エーテルモデルについて検討する代わりに、エーテルの存 在というコンセプトを放棄する原因となった。それにもかかわらず、デイトン・クラ レンス・ミラーは 1902 年から 1926 年までエーテル検出実験を行った [74]。それら の実験は速度10.5 [km/s]を与えた。この値は、実験期間を通じて絶えず測定されてい た。これはエーテルの否定と整合していなかった。特殊相対性理論の命題と整合して いないミラーの実験結果に対する主観的態度,そして [.シュタルク [Johannes Stark] お よび Ph.レーナルト [Philipp Lenard] (両者はノーベル賞受賞者) [80], また, V.F.ミトケ ーヴィッチ「Vladimir Fedorovich Mitkevich], A.K.チミリャーゼフ「Arkady Klimentievich Timiryazev] らの意見に対する無視の結果、エーテルの非存在に関する公準が定着した。

A.マイケルソンと E.モーリーの実験の主要な着想は、静止エーテルの存在という仮 定の下では、地球の運動は、光ビームが地球の運動方向に沿って伝播するときと、そ れに対して横方向に伝播するときとでは、一連の光学的量の数値において顕著な違い をもたらすに違いないということであった。干渉計を用いて行われた一連の実験およ びそれらの方法については、多数の文献、例えば [74] で記述されている。



マイケルソン干渉計(例えば[114,§63]参照) の単純化されたスキームを左図に示す。光源 $S_0$ を 出たビームは、点Oにおいて薄く銀めっきされた ガラス板Aから部分的に反射され、次に、鏡 $R_2$ か ら反射され、ビームのその部分はガラス板Aを透 過し、点Fに存在する検出器に入る。 $S_0$ を出たビー ムの他の部分はガラス板Aを透過し、次に鏡 $R_1$ か ら反射され、再び点Oにおいて部分的に反射され、 やはり検出器Fに入る。距離 $OF = OR_1 = OR_2 = OS_0 = l$ である。観測者は検出器Fの中に干渉縞を 見る。その干渉縞は、それら 2 つのビームの経路

*OR*<sub>1</sub>*OF*および*OR*<sub>2</sub>*OF*を進行する時間の差に依存している。計器がエーテルに対して静止している場合には、2 つの光ビームが運動に費やす時間は同じになる。なぜなら、 それらの各ビームは経路 4*l*を光速度*c*で進行するからである。その時間は*t* = 4*l*/*c*であ

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献 [74] 『エーテル風』は、様々な研究者によるエーテル風に関する英語論文を V.A.アツュコフ スキーが監修してロシア語に翻訳した論集である。エーテル風探索の歴史の概略については、訳者のサ イト (p.4 参照) に掲載されている V.A.アツュコフスキー『相対性理論の基礎に関する批判的分析:分析 的概観(第2版)』の第3章および付論4,ならびに『エーテル動力学的自然科学の始動』第2巻の第1 部第1章を参照されたい。

る。

光は波動的な本性を持っていると仮定しよう。この場合には、光速度は、エーテル の性質および/または伝播する光自体の内的性質に対してのみ依存することができる。

エーテルの存在下における光速度は、エーテルの性質に依存しており、音速度と同様に振る舞うとしよう。超音速ジェット機から出る音の伝播について検討しよう。音は、媒質中において、あらゆる方向に向かって、媒質によって決定される一定速度  $c^2 \sim p/\rho$ で伝播する。このとき、飛行機(音源)は音より速く運動している。すなわち、 媒質中における音の伝播速度は、音源の速度と足し合わされない。飛行機の速度がそ れより小さいときにも、それと同じ状況が生じる(付論3の第2段落参照)。媒質中 の音とエーテル中の光との類推の枠内では、エーテル中の光速度は、光源の運動速度 と足し合わされない。それゆえ、計器が地球と一緒に運動する場合にも、2つのビー ムの進行時間は、光とエーテルとの相互作用の非存在下では、等しくt = 4l/cでなけれ ばならない。

ところが、光は、エーテル中に存在する物質、例えばガスあるいは粒子の形の物質 と相互作用し、このことが分散あるいは吸収の形で観測される。光は、(音波と風との 相互作用と同様に)エーテル自体とも相互作用している可能性があることを実験は示 しており、そのエーテルの速度および密度は、空間中における局所的および広域的な 過程によって決定されている。例えば、計器のチャンバーを金属カバーで遮蔽した場 合には、エーテル風の測定結果はゼロに近い値になった [78]<sup>[訳注]</sup>。それと同様に、飛 行機が超音速運動をしているときを含め、飛行機の客室内における局所的音速度は、 外部の風には依存することなく不変であり続け、全方向において一様である。

それだけでなく、金属製シールドが存在しない場合でさえ、その静止した物体による光の再放射を考慮することが必要となるためには、1 枚の薄いガラス板があれば十分である [78]。

このように、物質と相互作用するエーテルという考え方では、実験で観測される局 所的エーテル速度は、軌道に沿った地球の運動速度より小さく、地球への引力を創出 する局所的エーテル渦の回転速度(§22.2 参照)より小さく、また、太陽系の広域的エ ーテル渦中における地球近傍でのエーテル速度より小さくなる可能性がある。

太陽系の広域的エーテル渦中における地球近傍でのエーテル速度は,地球の軌道速 度より大きくなければならないことに注目しよう。なぜなら,太陽への重力をもたら す一般化ジュコーフスキー力が発生するためには,そのエーテル渦は地球を「貫通」 しなければならない(§16.2, §22.2 参照),すなわち地球に対する速度を持っていなけ ればならないからである。

文献 [80] の著者の意見によれば、マイケルソンとモーリーの実験から始まってミ ラーの実験に至るまで、全ての実験において地球の自転に起因するエーテル風が測定 されており、そのエーテル風は、大きさのオーダーの点で第1宇宙速度(地球の場合 は7.91 [km/s])に近くなければならない。地球に向かう重力をもたらすエーテル渦は、 地球の自転によって創出されるエーテル渦とは異なることを強調しよう。

このように、マイケルソン、モーリーおよびミラーの実験は、光速度不変を証明し

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献 [78] の S.N.アルテハ (Sergey Nikolaevich Arteha) 『相対性理論の基礎に対する批判』の邦 訳が訳者のサイト (p.4 参照) に掲載されているので参照されたい。この引用部分は邦訳 p.92 に記載さ れている。

ておらず、エーテルの存在を含め、古典物理学のいかなる原理も覆していない。

様々な実験は、重力現象の根底にはエーテル中の渦が横たわっていることを裏付け ている。例えばマヨラナの実験 [94]<sup>[訳注]</sup>は、実験がその中で行われていたチャンバ ー上に金属カバーが存在しているとき、測定される物体の重量が減少することを示し た。エーテル的解釈では、金属カバーがチャンバー内部の地球エーテル渦を弱化させ、 一般化ジュコーフスキー力が減少し、その結果、物体の重量が減少するのである。こ の実験は、物質の存在に対するエーテル重力束(180)の依存性も示している。

地球その他の天体は太陽系の広域的エーテル渦の中に存在している。その渦の中で 発生する一般化ジュコーフスキー力が天体を太陽の方へ引き寄せる。太陽系のエーテ ル渦は、コア(太陽はそのコアの軸近傍ゾーンに存在している)および惑星ゾーン中 に分布している渦度から構成されている[80]。惑星ゾーンの外部では、渦は弱化し、 または破壊され、万有引力の法則が働かなくなる可能性がある。

現代の相対論者たちは、天体近傍のエーテル渦流やエーテル風について研究し、渦 が惑星および恒星系に及ぼす作用を解明する代わりに、万有引力の法則の絶対化から 出発して、「暗黒物質\*」の概念その他の抽象的存在を導入している。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> クイリーノ・マヨラナ (Quirino Majorana) (マヨラナ粒子で知られるエットーレ・マヨラナは彼の甥) については, 英語版 Wikipedia を参照されたい。彼の重力吸収に関する実験については, «Majorana, gravitational absorption»でネット検索すると若干の英語資料を入手することができる (例えば文献 [94] の著者 Roberto de Andrade Martins による «(PDF) The Search for Gravitational Absorption in the Early Twentieth Century. MARTINS, Roberto de Andrade. | Roberto de Andrade Martins - Academia.edu», «Experimental studies on mass and gravitation in the early twentieth century: the search for non-Newtonian effects» Studia-1-3-web.pdf (usp.br))。

#### 付論3. 運動する光源について

周知のように [29, 114],相対性理論にとって最も重要な問題の1つは,光速度は 不変なのか?という疑問である。

数理モデリングの方法論では、この疑問に対する答えは、適用される数理モデルに よって決定される。光の伝播を本書で用いられている運動量保存則に基づいた数理モ デル(4)-(6)によって記述し、実験においては光源は方程式(78)を満たす媒質の小規模 擾乱を創出するであろうと予測した場合には、数理物理学の教科書からよく知られて いるように、そのような条件下では、波は速度の初期値の大きさによってではなく、 媒質の性質によって決定される速度u<sub>\*</sub>で伝播する。例えば、波の伝播速度はダランベ ールの公式 [62, p.56] では独立変数x ± u<sub>\*</sub>tによって記述されているが、この独立変数 は波の初期速度には依存していない。

このように、この数理モデルでは、波の伝播速度は波源が運動しているか否かには 依存しない。それゆえ、実験において、光源の運動速度に対する光の伝播速度の依存 性がもし観測されなければ、その事実は、応用数学の方法論によれば、この数理モデ ルの正しさ、すなわち、光は、そこではu<sub>\*</sub>が光速度cに等しくなっている関係式(19)に よって特徴付けられる媒質中を伝播しているという予想の正しさの裏付けの1つとみ なされなければならない。言い換えると、光速度不変を示している実験は、光は何ら かの媒質中を伝播しているという仮説の裏付けとされなければならない。

今度は,文献 [79] <sup>[訳注]</sup> に従いつつ,この問題の重要な物理学的側面について検討 しよう。「不変的」という用語は,時間,空間座標,光の伝播方向,そして最後に光自 体の性質に対する非依存性を意味している。

これらの側面を考慮すると、マイケルソン干渉計では、いったい何を決定すること が可能であったのかという問いを立てることができる。そこでは、2 つの非偏極光ビ ームが互いに垂直な2つの方向に運動していた。2つの光の軌道は同一の点で始まり、 同一の点で終わっていた。したがって、マイケルソン干渉計を用いた実験で取り扱わ れていた対象は、2 つの反対方向についてのある種の「平均的な」光速度のみであっ た。実験結果において証明することが可能であったのは、何らかの基準系における 2 つの反対方向についての平均光速度は、基準系の運動に依存しないということのみで あった。

その実験結果は、次の疑問に対して答えを与えない。光速度は光の伝播方向にかか わりなく不変なのか、それとも異方的なのか? 光速度は時間および座標系の選択に 依存しているか? 真空中における光速度は光自体の特性、特に光の周波数に依存し ているか?

それ以外にも、相対性理論には依然として答えが与えられていない疑問がある。真 空中における光および電磁波の伝播メカニズムとはいかなるものなのか? 真空中に 擾乱あるいは粒子が持ち込まれたとき、真空の性質は変化するのか?

媒質—エーテル—が存在しないとした場合には、これら全ての疑問は答えが与えら れないまま残されるにもかかわらず、相対性理論では、光速度不変が実験的裏付けの ない公準となっている。

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 文献 [79] の S.N.アルテハ『物理学の根拠(批判的な眼差し): 電気力学』の邦訳が訳者のサイト (p.4 参照) に掲載されているので参照されたい。

405 付論 3. 運動する光源について

相対性理論の問題点と内部矛盾については,文献 [78, 79, 110] で詳しく考察されている。我々は,これらの文献を注意深く閲読することを推奨する。

#### 付論 4. 右辺がゼロの運動方程式の場合のラグランジュ粒子の軌道

右辺がゼロの運動方程式(2)の場合には、媒質のラグランジュ粒子の軌道は、媒質の 不連続面の外部においては直線であることを証明しよう。N.N.マグニツキーのエーテ ルモデルにおけるこの問題に注意を払ったのはT.T.スルタン-ザデ[T.T. Sultan-Zade]であ る。下記に示す証明はF.S.ザイツェフによって提案された。

方程式(2)

$$\frac{d\left(\rho(t,\mathbf{r}(t))\mathbf{u}(t,\mathbf{r}(t))\right)}{dt} = 0$$

を、その左辺が連続であると仮定して、時間間隔[ $t_0, t$ ]について積分しよう。ここで $t_0$ は初期時点; tは任意の終端時点である。ニュートンーライプニッツの公式により、次式が得られる:

$$\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) - \left(\rho(t, \mathbf{r}(t)) \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)_{t=t_0} = 0,$$
$$\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t)) = \frac{\left(\rho(t, \mathbf{r}(t))\right)_{t=t_0}}{\rho(t, \mathbf{r}(t))} \left(\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)_{t=t_0}.$$

これは、 $\rho(t, \mathbf{r}(t)) \neq 0$ のとき、 $[t_0, t]$ において速度ベクトル $\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$ の方向が維持されることを意味している。

点の速度ベクトルの方向が維持されることに伴い,点の運動**r**(*t*)は直線に沿った運動となる。なぜなら、方程式

$$\frac{d\mathbf{r}(t)}{dt} = \mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))$$

より、両辺が連続であると仮定すると、積分によって次式が得られるからである:

$$\mathbf{r}(t) - (\mathbf{r}(t))_{t=t_0} = \int_{t_0}^t \mathbf{u}(y, \mathbf{r}(y)) \, dy,$$
$$\mathbf{r}(t) - (\mathbf{r}(t))_{t=t_0} = \int_{t_0}^t \frac{\left(\rho(t, \mathbf{r}(t))\right)_{t=t_0}}{\rho(y, \mathbf{r}(y))} \left(\mathbf{u}(t, \mathbf{r}(t))\right)_{t=t_0} \, dy,$$
$$\mathbf{r}(t) = \mathbf{r}(t_0) + \rho(t_0, \mathbf{r}(t_0)) \, \mathbf{u}(t_0, \mathbf{r}(t_0)) s(t), \quad s(t) \equiv \int_{t_1}^t \frac{dy}{\rho(y, \mathbf{r}(y))}.$$

これは、パラメーターs(t)を持つ直線のパラメーター表示である。主張は証明された。

流線(ベクトル線)と呼ばれているのは、その各点において媒質の速度ベクトルが それへの接線に沿った方向を向いている線であることを思い出そう。一般的な非定常 流の場合には、流線は、ラグランジュ粒子の運動の軌道とは全く似ていない可能性が ある(例えば [9, §11; 14, p.43, p.44]参照)。

しかし,定常運動(時間に関する偏導関数がゼロの運動),すなわち定常速度場の場合には,軌道に関する方程式と流線に関する方程式は一致しており,それゆえ,任意の時点において,軌道自体と流線自体も一致している(例えば [9,p.43] 参照)。ところが,たった今証明されたように,方程式(2)の場合の軌道は(定常運動の場合にも)常に直線である。すると,定常流中では,流線もまた直線である。なぜなら,この場合には,流線は軌道と一致しているからである。

### 付論 5. エーテルと関係する新たな測定単位系

CGS 単位系では3 つの基本測定単位(長さ,質量,時間) = (*l*,*m*,*t*)が用いられており、これらの単位を土台として、その他の主要な物理的諸量の次元が構築されている(例えば[55]参照)。しかし、CGS 単位系における電気的諸量および磁気的諸量の次元は指数 1/2 および 3/2 を含んでおり、このことが、これらの量が含まれている公式の物理的意味の理解を困難にしている可能性がある。

SI 単位系は 4 つの基本測定単位(l,m,t,q)を持っており、これには電荷(あるいは電流の力)が含まれている。この単位系では、主要な物理的諸量は基本単位の整数の指数を通じて表されている。ところが、数学的観点から見ると SI 単位系は煩雑である。なぜなら、物理的諸量およびそれらの間の関係を記述するためには、CGS 単位(l,m,t)のみで十分であるからである。このことが、SI 単位系で書かれているある物理法則において、そこに含まれている諸量を整合化するため、定数 $\mu_0$ 、あるいは公式 $c = (\epsilon_0\mu_0)^{-1/2}$  (ここでcは真空中の光速度と等しい電気力学的定数)によって $\mu_0$ と関係付けられている、定数 $\epsilon_0$ を導入しなければならないという事態をもたらしている[55, p.18]。その結果、 $\mu_0 \ge \epsilon_0$ は相異なる表式で現れ、それらの形と解釈を複雑にしている。この意味において、SI 単位系は不便であることが判明している。そのため、大部分の中心的な学術刊行物が SI 単位系を採用するよう要求しているにもかかわらず、多数の研究者が CGS 単位系を使用し続けている。

単純な手法を用いれば、CGS 単位系に対する主なクレーム(理解困難な根の使用) を解消することができる。その手法とは、例えば [55, p.12] でなされているように、 電荷の測定単位[statcoulomb]および電位差の測定単位[statvolt]を導入することである。 数学的観点から見ると、このようなアプローチは、人為的に導入された定数 $\mu_0$ および  $\epsilon_0$  [28,§85] が含まれている煩雑な SI 単位系を採用する意味を失わせる。この理由に より、我々はエーテル理論においてより自然で便利な CGS 単位系を使用している。

エーテルの密度*p*および速度uは電場,磁場,電荷密度および質量を生み出す(公式 (20),(21),(66),(197),(247)参照)。それゆえ,CGS単位系およびSI単位系の全ての基 礎物理量の次元を構築するためには,測定単位系(*l*,*f*(*p*),*t*)(ここで*f*は所与の関数) があれば十分である。

エーテルと関係する新たな測定単位系の導入の2つのバリアントについて検討しよう。これらのバリアントでは、エーテル測定単位での質量の次元は、文献[52]で用いられている次元の決定と一致している。質量を公式(197)に従って導入する場合には、質量の次元は $\rho_m$ の次元によって決定されることになる。 $\rho_m$ の次元は、あれこれの判断から出発して任意に選択することができる。(247)によれば、 $\rho_m$ の次元の選択は、 $\rho_m$ を用いている(力学的)測定単位の導関数から、 $\rho$ と結び付いている初期エーテル測定単位への公式の変換定数 $k_{m,0}$ の次元を決定する:  $\rho_m = k_{m,0}\rho_o$ 

バリアント1.

エーテル量の測定単位を導入しよう:

$$\Im = \iiint_V \rho \, dV.$$

この測定単位を«эфир» [エフィール (=エーテル)] の«э» [エー] と命名しよう。測定単位

系(l, 3, t)では、エーテル密度、磁場、電場、電荷および質量の次元は次の形を持つ:

$$[\rho] = \frac{\vartheta}{l^3}, \ [\mathbf{B}] = [\mathbf{E}] = \frac{\vartheta^2}{t^2 l^2}, \ [q_\sigma] = \frac{\vartheta}{t^2}, \ [m] = \frac{\vartheta^2}{t^2 l^3}$$

質量と電荷の次元は $1_{3}/l^{3}$ だけ異なっている。**B**と**E**の次元は CGS 単位系におけるの と同様に一致しているが、しかし根を含んでいない。残りの物理諸量の次元は電荷 $q_{\sigma}$ および質量mを土台として構築される。

バリアント2.

最も興味深いのは測定単位系( $l, \rho, t$ )のバリアントである。ここでは、エーテル密度  $\rho$ は無次元量となっている。すると、次式が得られる:

$$[\Im] = l^3$$
,  $[\mathbf{B}] = [\mathbf{E}] = \frac{l}{t^2}$ ,  $[q_\sigma] = \frac{l^3}{t^2}$ ,  $[m] = \frac{l^3}{t^2}$ .

このような測定単位系では、全ての基礎物理量の次元は時間tおよび長さlのみを通 じて表される。このとき、質量と電荷の次元は異なっていない。このことは、質量と 電荷がエーテルに共通の起源を持っていることを際立たせている。エーテル量の次元 は体積の次元と一致している。それだけでなく、検討されている測定単位系では、CGS 単位系および SI 単位系の全ての基礎物理量の次元は一致しており、整数指数のtおよ びlを通じて表されている。その際、長さの測定単位が CGS 単位系と SI 単位系では異 なっていることは言うまでもない。

#### 付論 6. 低圧力下の空気中における電子およびイオンの濃度

§23.9.1 では、粒子密度が~10<sup>14</sup> [1/cm<sup>3</sup>]のときの低圧力下の空気中における実験が 検討された。この実験を分析するためには、残留空気中の電子およびイオンの濃度を 知っている必要がある。我々が知っている文献の中にそのようなデータを見出すこと はできなかった。それゆえ、ここで、必要とされる計算を行おう。[1-10](本節末尾 の「付論6の文献」参照)の研究結果を利用しよう。

様々な圧力下にあり、電場が相対的に弱い(*E*~1-2[V/cm])ときの空気中における、電子、正イオンおよび負イオンが関与する次の主要な素過程を考慮しよう。

1. 電離層から飛来する高速粒子およびラドンの崩壊時に形成される高速粒子の大 気中におけるバックグラウンドイオン化:

$$e' + 0_2 \rightarrow 0_2^+ + e' + e, \quad e' + N_2 \rightarrow N_2^+ + e' + e.$$
 (1)

ここでe'および eは高速電子および低速電子;  $0_2$ および $N_2$ は酸素および窒素の 分子;  $0_2^+$ および $N_2^+$ は酸素および窒素の分子イオンである。

空気中では、バックグラウンドイオン化の速度は圧力に依存しており、関係式  $Q = Gn/n_0$ によって書くことができる。ここで $G = 4 - 10 [1/(s \text{ cm}^3)] [3,4]$ ; *n* は所与の圧力下での空気分子の濃度;  $n_0 = 2.687 \cdot 10^{19} [1/\text{cm}^3]$ は1気圧下での 空気分子の濃度(ロシュミット数)である。

2. 酸素分子への低速電子の3粒子付着[9]:

$$e + 0_2 + 0_2 \to 0_2^- + 0_2. \tag{2}$$

これは、電子の温度が室温のオーダーのときの速度定数 $k_{\rm tr} \approx 2 \cdot 10^{-30} \, [{\rm cm}^6/{\rm s}]$ を持っている。。

3. 分子Mとの衝突時における酸素の負イオンからの電子の脱離 [8,10]:

$$0_2^- + M \to e + 0_2 + M.$$
 (3)

これは、ガスの温度が室温のオーダーで、電場の値が低いときの速度定数 $k_{det} \approx 10^{-15} [\text{cm}^3/\text{s}]$  [10] を持っている。

4. 正イオンM2が関与する電子−イオンおよびイオン−イオン再結合反応によって決 定される正イオンバランス:

$$e + M_2^+ \to M + M, \tag{4}$$

$$0_2^- + M_2^+ \to 0_2 + M_2. \tag{5}$$

空気中では、酸素分子上でイオン $N_2^+$ の急速な再荷電が生じ、イオン $O_2^+$ が形成 される。それゆえ、ここでは、 $M_2^+$ は酸素の正イオン $O_2^+$ を意味している。

室温のときの解離性再結合の係数は $\alpha_{ei} \approx 2 \cdot 10^{-7} [cm^3/s] [5,6] であり、酸素$  $の正イオンおよび負イオンが関与するイオン-イオン再結合の係数は<math>\alpha_{ii} \approx 2 \cdot 10^{-7} [cm^3/s] [5,6] である。$ 

(1)-(5)の反応時における荷電粒子バランスの方程式を書こう:

$$\frac{dn_{\rm e}(t)}{dt} = Q - \nu_{\rm tr} n_{\rm e}(t) + k_{\rm det} n_{\rm O_2^-}(t) n_{\rm O_2} - \alpha_{\rm ei} n_{\rm e}(t) n_{\rm M_2^+}(t), \tag{6}$$

$$\frac{dn_{O_2^-}(t)}{dt} = v_{\rm tr} n_{\rm e}(t) - \alpha_{\rm ii} n_{O_2^-}(t) n_{\rm M_2^+}(t) - k_{\rm det} n_{O_2^-}(t) n_{O_2},\tag{7}$$

$$\frac{dn_{\rm M_2^+}(t)}{dt} = Q - \alpha_{\rm ii} n_{\rm O_2^-}(t) n_{\rm M_2^+}(t) - \alpha_{\rm ei} n_{\rm e}(t) n_{\rm M_2^+}(t). \tag{8}$$

ここで $v_{tr} = k_{tr} n_{0_2}^2$ は3粒子付着過程(2)の周波数; $\alpha_{ei}$ および $\alpha_{ii}$ は電子-イオンおよび イオン-イオン再結合係数; $k_{det}$ は電子の脱離過程(3)の速度定数; $n_{0_2}$ は酸素分子 $0_2$ の濃度; $n_{0_2}^-$ は酸素イオン $0_2^-$ の濃度; $n_{M_2^+}$ はイオン $M_2^+$ の濃度で, $n_{M_2^+} \approx n_{0_2^+}$ である。

プラズマの準中性  $(n_{M_2^+} \approx n_e + n_{O_2^-})$  という条件が追加されている方程式系(6)-(8) は、 $t \rightarrow \infty$ のとき、次の定常解を持つ [7]:

$$n_{\rm M_2^+} = \sqrt{Q/\alpha_{\rm ii}} = \sqrt{Q/\alpha_{\rm ei}},\tag{9}$$

$$n_{\rm O_2^-} = \frac{v_{\rm tr} n_{\rm e}}{k_{\rm det} n_{\rm O_2} + \sqrt{Q\alpha_{\rm ii}}},\tag{10}$$

$$n_{\rm e} = \frac{Q}{\nu_{\rm tr} \left(1 - \frac{k_{\rm det} n_{\rm O_2}}{k_{\rm det} n_{\rm O_2} + \sqrt{Q\alpha_{\rm ii}}}\right) + \sqrt{Q\alpha_{\rm ei}}}.$$
(11)

圧力の5・10<sup>4</sup>分の 1 への減少 ( $n = n_0/50000$ ) という条件下では,  $Q \approx 4n/n_0 \approx 8 \cdot 10^{-5} [1/(s \text{ cm}^3)]$ ,  $n_{0_2} \approx 0.21n \approx 1.1 \cdot 10^{14} [1/\text{cm}^3]$ ,  $\nu_{\text{tr}} \approx 2.5 \cdot 10^{-2} [1/\text{s}] となる。$ 

すると,  $n_{M_2^+} \approx 20 \, [1/cm^3]$ ,  $n_{0_2^-} \approx 3.7 \, [1/cm^3]$ ,  $n_e \approx 16.3 \, [1/cm^3]$ が得られる。

1気圧のとき,公式(9)-(11)の $n = n_0$ および  $Q \approx 4$ は, $n_{M_2^+} \approx 4.5 \cdot 10^3$  [1/cm<sup>3</sup>], $n_{O_2^-} \approx 4.5 \cdot 10^3$  [1/cm<sup>3</sup>], $n_e \approx 0.4$  [1/cm<sup>3</sup>]という結果を与える。この結果は,[1,2]の結果に近く,また,[185,p.625,p.172]に示されているイオンに関するデータ $n_i \sim 10^3$  [1/cm<sup>3</sup>]と一致していることに注目しよう。このことは公式(9)-(11)の正しさを裏付けている。

#### 付論6の文献

- N.V. Ardelyan, V.L. Bychkov, K.V. Kosmachevskii. On Electron Attachment and Detachment Processes in Dry Air at Low and Moderate Constant Electric Field. IEEE Transactions on Plasma Science. 2017, v. 45, N 12, p. 3118–3124.
- N. Ardelyan, V. Bychkov, A. Belousov, K. Kosmachevskii. Processes of electron attachment and detachment in near breakdown conditions in air plasma. IOP Journal of Physics: Conf. Series. 2017, v. 927, N 012012.
- N. Ardelyan, V. Bychkov, D. Bychkov and K. Kosmachevskii. Plasma assisted combustion, gasification and pollution control. Ed. I. Matveev (Denver, Colorado: Outskirts press). 2013, v. 1, p. 183–372.
- 4. V. Konovalov and E. Son. Plasma chemistry. Ed. B. Smirnov (Moscow: Energoatomizdat). 1987, v. 14, p. 194–227.
- 5. Y. Akishev, A. Deryugin, V. Karalnik, I. Kochetov, A. Napartovich and N. Trushkin. Plasma Phys. Rep. 1994, v. 20, p. 511–524.
- 6. I. Kossyi, A. Kostinsky, A. Matveyev, and V. Silakov. Plasma Sources Sci. Technol. 1992, v. 1, p. 207–220.

- 7. B. Smirnov. Reference Data on Atomic Physics and Atomic Processes. Berlin: Springer-Verlag, 2008.
- 8. A. Mnatsakanyan and G. Naidis. Reviews of Plasma Chemistry. Ed. B. Smirnov (New York: Consultants Bureau). 1991, p. 259–285.
- 9. N. Aleksandrov. Plasma chemistry. Ed. B. Smirnov. Moscow: Energoizdat, 1981, v. 8, p. 90–122.
- 10. A. Ponomarev and N. Aleksandrov. Plasma Sources Sci. Technol, 2015, 24 03501.

#### 付論 7. コロナ放電中におけるイオン風

コロナ放電とは、導体の尖端の周りに現れる、発光の弱い低電流の放電である(本 節末尾の「付論7の文献」の[1, p.558]参照)。現在、コロナ放電はよく研究されて いる(例えば[1, chap.17; 2-4]参照)。空気中におけるコロナ放電は、室温で1気圧 の場合、数 cm の距離にある電極間の電圧が5 – 25 [kV]のときに発生する。電圧がこ れより増大すると、コロナ放電は火花放電、あるいはアーク放電に移行し、明るく輝 く放電チャネルを形成する。

空気中におけるコロナ放電には、いわゆるイオン風、あるいは電気風が伴う。ここでは、イオン風の発生原因およびイオン風と関係する力学的効果について手短に検討しよう。

電極尖端上では電場が増大する(巻末の文献 [28, p.51]参照)。強い電場中では, 大気中における宇宙線の減速時および地球の土壌中におけるラドンの崩壊時に形成さ れる(付論6参照)バックグラウンド電子は加速し,電極尖端からある距離の所で空 気をイオン化する(図39参照)。プラズマが発生する。電荷量保存則および形成され る荷電粒子の数の多さから,そのプラズマは準中性であること,すなわち,プラズマ 中の負の荷電粒子の数は正の荷電粒子の数と近似的に等しいということが導き出され る。

コロナ放電中では、イオン化に伴って次の主要過程が生じる。

1. バックグラウンド電子e'による酸素分子 $O_2$ および窒素分子 $N_2$ のイオン化。この イオン化が,次の反応によってイオン $O_2^+$ および $N_2^+$ ならびに低速電子eの出現をも たらす:

$$e' + O_2 \rightarrow O_2^+ + e' + e,$$
  
 $e' + N_2 \rightarrow N_2^+ + e' + e.$ 

2. 形成された低速電子eが、O2およびN2との衝突時にそれらをイオン化する:

$$e + O_2 \rightarrow O_2^+ + 2e$$
$$e + N_2 \rightarrow N_2^+ + 2e$$

3. 窒素の正イオンN2が,再荷電の過程に関与し,酸素の正イオンを形成する:

$$N_2^+ + O_2 \rightarrow N_2 + O_2^+$$
.

 空気中における十分な大きさの電場をバックグラウンドとして、酸素分子への 解離性電子付着が生じる:

$$e + 0_2 \rightarrow 0^- + 0.$$

§23.9.1 のリストにおける番号 1,3-11 の過程は、コロナ放電では事実上実現されない。これは特に、コロナ放電の電場が相対的に小さいことによる。

こうして,酸素の正イオン0<sup>±</sup>および負イオン0<sup>-</sup>が,形成されるプラズマ中における 主要なイオン種となる。

プラズマが準中性という条件下では、正イオンの数が負イオンの数を上回る。なぜなら、負の荷電粒子の中には、0<sup>-</sup>だけでなく、きわめて大量の電子が存在しているからである。それゆえ、そこではイオンの挙動が重要性を持っている実験は、普通、正に荷電した電極で行われている(例えば[354]その他のシリーズ«Физика в опытах и экспериментах» [実験による物理学]で紹介されている演示実験参照)。

尖端が正に荷電している場合には、クーロンの法則により、負イオン0<sup>-</sup>は尖端の方 へ引き寄せられ、尖端の表面上で正電荷によって中性化される。正イオン0<sup>±</sup>は尖端か ら斥けられ、その形成領域から遠ざかっていく。このとき、負に荷電した電極の存在 は必須ではないが、しかしそれによって電場が強化されるため、その存在は正イオン の運動を加速させる。正イオン0<sup>±</sup>は、電極の表面上で中性化する負イオン0<sup>-</sup>と比べ、 電極の電場中においてより遠くまで運動する。それゆえ、ニュートンの第2法則によ り、正イオン0<sup>±</sup>は、イオン0<sup>-</sup>より大きい運動量を持つようになる。正イオン0<sup>±</sup>の相殺 されなかった運動量は、正に荷電した電極から遠ざかる方向に向かう風の形で発現す る。

それと同様に,負に荷電した尖端の場合には,尖端から遠ざかる方向に向かう,負 イオン0<sup>-</sup>からなるイオン風が発生する。

運動量の伝達において電子が果たす役割は小さい。なぜなら、電子はイオンより質 量が著しく小さいため、イオンと同じ速度のときは、それより著しく小さい運動量し か持っていないからである。

絶縁破壊のモードでは、正イオンの移動度は負イオンの移動度のほぼ2分の1である [5, p.331, p.332](移動度と呼ばれているのは、単独定電場の作用下で荷電粒子が得 るドリフト速度であること(巻末 [28, p.182])を思い出そう)。イオン風の形成はイ オンの移動度とは無関係である。ただし、イオン風の定量的記述に際しては、移動度 を考慮することが重要となる可能性がある(下記参照)。

イオン風は障害物に対して力学的作用を及ぼす。それは、ガラスシリンダー(巻末 [28, p.51])あるいはプロペラ(§23.9.3)の回転、水面上におけるくぼみの形成[2]、 燃えているろうそくの消火、等々といった作用である。

電極が固定されていない場合には、ニュートンの第3法則により、電極が動きだす可能性がある。例えば空気中における卍形回転体(フランクリンの輪)の回転(巻末[28, p.51]および§23.9.4参照)はこれによって説明される。

電極の表面上における負イオンと正イオンの中性化の性格の違いが,イオンから電 極表面への運動量伝達の効率の違いをもたらす可能性がある。

このように、コロナ放電中におけるイオン風はかなり複雑な現象である。なぜなら、 イオン風は多数の効果の重ね合わせの結果形成されるからである。

多数の静電モーターの作用原理は、コロナ放電によって創出されるイオン風の圧力 の利用に基づいている。液体に対するイオン風の圧力を推定しよう。ここに提示され る方法の着想は、あれこれの実験におけるエーテル流束の圧力の分析にとって有益な ものとなる可能性がある。

図39では、コロナ放電の領域は図式的に描かれている。尖端が尖った丸み半径rの電極は、液体の表面から距離Hの所にある。イオン風の作用下で、液体の表面上に半径 R、深さhのくぼみが形成される。

加速中のイオンの作用下における空気の速度をオイラー方程式から見出そう:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla)\mathbf{u} = \frac{\nabla p}{\rho_{\text{air}}} + \frac{\mathbf{F}}{\rho_{\text{air}}}.$$

ここで*p*airおよび uは空気の密度および速度; *p*は空気流中の圧力; Fは空気流束を 創出する力の密度である。

最も単純なモデルでは、電場の力の密度と比べた圧力勾配、放電による空気の加熱 を無視し、イオンのドリフト領域中のイオン風(図39)は同じ種類と符号のイオンに よって形成されており、また、その領域中の空気はイオンと一緒に運動している(す なわち、イオン数およびドリフト領域のサイズは、イオンが空気の非荷電粒子との弾 性衝突を通じてそれらを引きずることができるだけの十分な大きさを持っている)と みなそう。すると、一様な定常空気流に関するオイラー方程式より、次式が得られる (巻末[3]):



図 39. 液体に対するイオン風の作用のスキーム

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}u^2\right)\frac{|e_{\rm i}||E|n_{\rm i}}{\rho_{\rm air}}.$$
(1)

ここで|E|は電場の大きさ; n<sub>i</sub>はイオン濃度; |e<sub>i</sub>|はイオン1個の電荷である。 イオンのドリフト速度に関する関係式を用いて(1)の右辺の力の密度|e<sub>i</sub>||E|n<sub>i</sub>を全電 流を通じて表し,イオンの運動に対する媒質の抵抗を計算しよう。

電場は、イオンの移動度µ<sub>i</sub>およびドリフト速度**u**<sub>i</sub>と次のような関係にある(巻末[28, p.182]):

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{u}_i}{\mu_i}.$$

イオンのドリフト速度に関しては、気体中の荷電粒子の電流密度に関する普通の表 現を利用しよう:

$$\mathbf{j} = |e_{\mathbf{i}}|n_{\mathbf{i}}\mathbf{u}_{\mathbf{i}}.$$

次式が得られる:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{\mu_{\mathrm{i}}|e_{\mathrm{i}}|n_{\mathrm{i}}}\mathbf{j}$$

電流密度jは、全電流Iおよび電流が通過する断面の面積S(x)を通じて表される:

$$j = \frac{I}{S(x)}.$$

すると,次式が得られる:

$$|E| = \frac{|I|}{\mu_{\mathrm{i}}|e_{\mathrm{i}}|n_{\mathrm{i}}S(x)}.$$

|E|を方程式(1)に導入すると、次式が得られる:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{1}{2}u^2\right) = \frac{|I|}{\rho_{\rm air}\mu_{\rm i}S(x)}.$$
(2)

点0に頂点,液体の表面上に底面を持つ円錐の垂直断面の面積(図39)によってS(x) を近似しよう:

$$S(x) = \pi x^2 \operatorname{tg}^2 \alpha = \pi x^2 \frac{R^2}{H^2}$$

普通の意味で(運動量という意味ではなく,§1.4),空気の体積要素が点 $x = x_*$ から 点x = Hへ移動するときの仕事密度(巻末 [26, p.131])として理解される空気の運動 エネルギー密度に関しては,(2)より次式が得られる:

$$\frac{\rho_{\mathrm{air}}u^2}{2} = \frac{|I|}{\mu_{\mathrm{i}}} \int_{x_*}^H \frac{dx}{S(x)}.$$

S(x)は、S(x)が導線の断面積 $\pi r^2$ と等しくなっている点 $x_*$  ( $x_* = r/tg \alpha = rH/R$ )以降 に電流が通過する面積という物理的解釈を持っている。

すると, 次式が得られる。

$$\frac{\rho_{\rm air}u^2}{2} = \frac{|I|}{\mu_{\rm i}} \frac{H^2}{\pi R^2} \int_{x_*}^H \frac{dx}{x^2} = \frac{|I|}{\mu_{\rm i}} \frac{H^2}{\pi R^2} \left( -\frac{1}{H} + \frac{R}{rH} \right) = \frac{|I|}{\mu_{\rm i}} \frac{H}{\pi R^2} \left( \frac{R}{r} - 1 \right).$$

ベルヌーイの積分法(巻末 [9,§30])により,空気流束は液体の表面に対して次の 圧力を及ぼす:

$$\Delta p = \frac{\rho_{\rm air} u^2}{2} = \frac{|I|}{\mu_{\rm i}} \frac{H}{\pi R^2} \left(\frac{R}{r} - 1\right)$$
(3)

または、 $r \ll R$ のときは

$$\Delta p = \frac{\rho_{\rm air} u^2}{2} \approx \frac{|I|}{\mu_{\rm i}} \frac{H}{\pi r R}.$$

酸素イオンO<sup>-</sup>の場合には、基準値 $\mu_i = 5 \cdot 10^{-4} [m^2/(V \cdot s)]$  [5,p.332]、実験 [3] で 測定された値である直流電流 $|I| = 30 [\mu A]$ 、くぼみの半径R = 4 [mm]、電極の曲率半径 r = 0.7 [mm]、および尖端と液体表面との間の距離H = 7 [mm]を(3)に代入すると、次 の値が見出される:

## $\Delta p \approx 39 \text{ [Pa]} \approx 3.9 \cdot 10^{-4} \text{ [atm]}.$

空気密度 $\rho_{air} = 1.29 [kg/m^3]$ に基づき,イオン風の速度を決定しよう: $u = \sqrt{2\Delta p/\rho_{air}} \approx 7.8 [m/s]$ 。得られた値は,大きさのオーダーの点で [2,4] の結果と一致している。そこでは,大きな電極間距離におけるイオン風の速度は3-5 [m/s]であった。

イオン風が及ぼす圧力は、押しのけられた液体の体積から出発して推定することも できる:

$$\Delta p = \frac{\rho_{\text{liq}} V g}{S(H)} = \frac{\rho_{\text{liq}} S(H) h g}{S(H)} = \rho_{\text{liq}} g h.$$

ここで $\rho_{liq}$ は液体の密度; *h*はくぼみの深さである。水 ( $\rho_{liq} = 10^3 [kg/m^3]$ )を用いた 実験 [3] では、くぼみの深さは $h \approx 4 [mm]$ であった。これより、 $\Delta p \approx 39 [Pa]$ が得ら れる。これは、イオン風の作用に関する検討に基づいて得られた推定値と一致してい る。

イオン風の速度および圧力の理論的推定値が実験データと一致していることは,検 討されたイオン風モデルの適切性を裏付けている。

#### 付論7の文献

1. Yu.P. Raizer 『気体放電の物理』, 第 3 版 (増補改訂版), ドルゴプルドヌ イ, "Intellekt"出版社, 2009, 736 p.

- Lacoste, D.A., Pai, D., and Laux, C.O. Ion wind effects in a positive DC corona discharge in atmospheric pressure air. AIAA-2004-354. 42-nd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit. 5-8 January 2004, Reno, Nevada.
- 3. A.F. Aleksandrov, V.L. Bychkov, D.V. Bychkov, S.A. Volkov, A.A. Kostyuk, V.A. Chernikov 「コロナ放電と液体表面との相互作用の電気流体力学的特殊性」,『モスクワ大 学紀要』,シリーズ3,物理学・天文学,2011,第4号,p.71-78. [このロシア語 論文の英訳を Electrohydrodynamic peculiarities of corona discharge interaction with a liquid surface |SpringerLink で入手することが可能(有料)]
- 4. B.A. Kozlov, V.I. Solovyov「コロナ化尖端を持つ電極系中における「電気風」の研究」, 『応用物理学雑誌』, 2007, 第 77 巻, 第 7 号, p.70-76.
- 5. E.W. McDaniel, E.A. Mason 『気体中におけるイオンの移動度と拡散』, モスクワ, Mir, 1976, 424 p.

# 文 献

- 1. A.N. Tikhonov, D.P. Kostomarov 『応用数学入門講義』, モスクワ, Nauka, 1984, 190 p.
- 2. N.N. Moiseev 『数学が実験を設定する』, モスクワ, Nauka, 1979, 223 p.
- 3. Samarskii A.A., Mikhailov A.P. 『数理モデリング:着想・方法・例』, モスクワ, 物理数学技術文献出版社, 2001, 320 p.
- 4. Samarskii A.A. 全ロシア青年スクール 『数理モデリングの現代的方法』, サマラ, 2001, p.4-12.
- 5. 『数学百科事典』, モスクワ, ソビエト百科事典, 1988, 848 p.
- 6. L. Prandtl 『流体力学』, イジェフスク, 科学研究センター「規則とカオスの力学」, 2000, 576 p.
- 7. O.G. Tietjens 『流体力学』, 第1巻, モスクワーレニングラード, 国営技術理論出版所, 1933, 223 p.
- 8. O.G. Tietjens 『流体力学』, 第2巻, モスクワーレニングラード, ソ連通商産業人 民委員会科学技術出版所, 1935, 312 p.
- 9. L.G. Loitsyanskii 『液体と気体の力学』, モスクワ, Nauka, 1987, 830p., モスクワ, Drofa, 2003, 840 p.
- **10.** S.V. Vallander 『流体力学講義』, レニングラード, レニングラード大学出版部, 1978, 296 p.
- 11. A.B. Basset 『流体力学論』, 第1巻, モスクワーイジェフスク, コンピューターサ イエンス研究所, 2014, 328 p.
- 12. A.B. Basset 『流体力学論』, 第2巻, モスクワーイジェフスク, コンピューターサイエンス研究所, 2014, 404 p.
- 13. H. Lamb『流体力学』, モスクワーレニングラード, 国営科学技術文献出版所, 1947, 928 p.
- 14. L.I. Sedov 『連続体力学』, 第1巻, 第5版, モスクワ, Nauka, 1994, 528 p.
- 15. L.I. Sedov 『連続体力学』, 第2巻, 第6版, サンクトペテルブルク, Lan, 2004, 560 p.
- 16. G.K. Batchelor 『液体力学入門』, モスクワ, Mir, 1973, 777 p.
- 17. P.G. Saffman 『渦の力学』, モスクワ, Nauchny mir, 2000, 376 p.
- **18.** S.V. Alekseenko, P.A. Kuibin, V.L. Okulov 『集中渦理論入門』, ノヴォシビルスク, ロシア科学アカデミーシベリア支部熱物理学研究所, **2003**, **504** p.
- 19. E.N. Bondarev, V.T. Dubasov, Yu.A. Ryzhov, S.B. Svirshchevskii, N.V. Semenchikov 『流 体力学』, モスクワ, Mashinostroenie, 1993, 608 p.
- 20. M.A. Golovkin, V.A. Golovkin, V.M. Kalyavkin 『渦流体力学の諸問題』,物理数学技術文献出版社, 2009, 264 p.
- 21. V.V. Zozulya, A.V. Martynenko, A.N. Lukin 『連続体力学』, ハルキウ, 国立内務大学, 2003, 600 p.
- 22. H. Villat 『渦理論』、レニングラード-モスクワ、一般技術文献編集総局、1936、
   265 p.
- 23. V. Meleshko, M.Yu. Konstantinov 『渦構造の力学』, キーウ, Naukova dumka, 1993, 280 p.
- **24. A.A. Abrashkin, E.I. Yakubovich** 『ラグランジュ記法での渦力学』, モスクワ, 物理 数学技術文献出版社, 2006, 176 p.

- 25. A.A. Eikhenvald [A.A. Eichenwald] 『電気』, 第2版, モスクワーレニングラード, 国営出版所, 1928, 758 p.
- 26. D.V. Sivukhin 『一般物理学教程』,第1巻:力学,第4版,モスクワ,物理数学 技術文献出版社,2005,560 p.
- **27. D.V. Sivukhin** 『一般物理学教程』,第2巻:熱力学と分子物理学,第5版,モス クワ,物理数学技術文献出版社,2005,544 p.
- 28. D.V. Sivukhin 『一般物理学教程』,第3巻:電気,第4版,モスクワ,物理数学 技術文献出版社,2004,656 p.
- **29.** D.V. Sivukhin 『一般物理学教程』,第4巻:光学,第3版,モスクワ,物理数学 技術文献出版社,2005,792 p.
- **30.** D.V. Sivukhin 『一般物理学教程』,第5巻:原子物理学と核物理学,第2版,モ スクワ,物理数学技術文献出版社,2002,784 p.
- 31. I.V. Saveliev 『一般物理学教程. 電気と磁気』, 第2巻, モスクワ, Nauka, 1982, 496 p.
- 32. A.N. Matveev 『電気と磁気』, モスクワ, Vysshaya shkola, 1983, 463 p.
- 33. A.N. Matveev 『光学』, モスクワ, Vysshaya shkola, 1985, 351 p.
- 34. S.G. Kalashnikov 『電気』, 第6版, モスクワ, 物理数学技術文献出版社, 2003, 624 p.
- 35. H. K. Moffatt 『導電性媒質中における磁場の励起』, モスクワ, Mir, 1980, 340p.
- 36. B.M. Yavorskii, A.A. Detlaf 『技術者と大学生のための物理学便覧』, モスクワ, Nauka, 1968, 939 p.
- 37. Yu.L. Klimontovich 『統計物理学』, モスクワ, Nauka, 1982, 608 p.
- 38. Yu.L. Klimontovich 『開放系の統計物理学』, モスクワ, LLP "Yanus", 1995, 624 p.
- **39. J.J. Tomson**『電気と物質\*』, モスクワーイジェフスク, 科学研究センター「規則 とカオスの力学」, 2004, 264 p.
- **40.** N.A. Magnitskii「物理的真空の数学理論」, 論集『ニュー・インフロー』, モス クワ, ミクロ経済学研究所, 2010, 24 p.
- 41. V.L. Bychkov「電気化学における古典流体力学方程式と電気力学方程式との間の流体力学的類似性について」,『化学物理学』,2014,第33巻,第3号, p.75-83.
- 42. V. Bychkov, A. Mokin. On Analogies between Hydrodynamics and Electrodynamics for Plasma Technologies I. IEEE Trans. Plasma Sci. 2014, v. 42, N. 12, p.3916– 3920.10.1109/TPS.2014.2346463 [この論文は著者名・論文名で検索することによりネ ットで入手可能—訳者]
- 43. V.L. Bychkov. On Analogies between Hydrodynamics and Electrodynamics for Plasma Technologies II. IEEE Trans. Plasma Sci. 2014, v. 42, N. 12, p. 3921–3924. 10.1109/TPS. 2014.2346480
- 44. V.L. Bychkov「古典電気力学における流体力学的類似性」, 『第 22 回国際会議 <電磁場と材料>(モスクワ, 2014 年 11 月 21-22 日)論集』, モスクワ, Tekhpoligraftsentr 出版社, 2014, p.359-374.
- 45. V.L. Bychkov, F.S. Zaitsev, N.A. Magnitskii「エーテル方程式からの帰結としての 一般化マクスウェルーローレンツ方程式」,『複雑系』, 2015, 第 4(17)号, p.59-70.
- N.A. Magnitskii「物理的真空の電気力学に寄せて」,『複雑系』,2011,第1(1) 号,p.83-91.

- 419 文献
  - 47. N.A. Magnitskii「物理的真空と電磁気学の法則」, 『複雑系』, 2012, 第 1(2) 号, p.80-96.
  - N.A. Magnitskii. Theory of elementary particles based on Newtonian mechanics. In "Quantum Mechanics/Book 1". – InTech, 2012, p. 107–126.
  - N.A. Magnitskii「非線形エーテル方程式系の解としての物質\*の構造単位」,『複 雑系』, 2014, 第4(13)号, p.61-80.
  - 50. F.S. Zaitsev, N.A. Magnitskii「常温核反応のエネルギー放出強度の制御」, 『複雑 系』, 2015, 第 2(15)号, p.65-78.
  - 51. G.M. Korn, T.M. Korn 『数学便覧』, モスクワ, Nauka, 1984, 834 p.
  - 52. F.S. Zaitsev, N.A. Magnitskii「物理的真空(エーテル)方程式系の変数の次元およびいくつかの性質について」, 『複雑系』, 2012, 第1(3)号, p.93-97.
  - 53. Ya.B. Zeldovich, S.S. Gershtein「常温水素中における核反応」, 『物理科学の成果』, 1960, 第12巻, 第4冊, p.581-630.
  - 54. D.I. Mendeleev 『世界エーテルの化学的理解の試み. 周期律』, モスクワ, ソ連 科学アカデミー, 1958.
  - 55. D.L. Book. NRL Plasma Formulary. Naval Research Laboratory. Washington D.C., 2013, 71 p.
  - 56. A.F. Aleksandrov [A.F. Alexandrov], L.S. Bogdankevich, A.A. Rukhadze 『プラズマ媒 質中における振動と波動』,モスクワ,モスクワ国立大学出版部, 1990, 272 p.
  - 57. F.S. Zaitsev 『トロイダルプラズマの進化の数理モデリング』,第2版, MAKS Press, 2011, 640 p. http://eth21.ru/Center\_FZ.html
  - 58. F.S. Zaitsev. Mathematical modeling of toroidal plasma evolution. English edition.
     M.: MAKS Press, 2014, 688 p. http://eth21.ru/Center\_FZ\_en.html
  - 59. N.Ye. Zhukovsky「新たな物理学における古い力学」,『N.Ye.ジュコーフスキー著 作全集』,第9巻,モスクワーレニングラード,ソ連重工業人民委員部科学技術 情報課出版所,1937, p.245-260.
  - **60. O.N. Repchenko** 『場の物理学または世界はどんな仕組みになっているか?』, モ スクワ, Nauka, 2005, 320 p.
  - 61. S.V. Mizin「相対性理論なしの場の理論:一般化された古典論への回帰」,『第
    23回全ロシア会議<電磁場と材料>資料(モスクワ,2015年11月)』, p.27-54.
  - 62. A.N. Tikhonov, A.A. Samarskii 『数理物理学の方程式』, モスクワ, モスクワ国立 大学出版部, 1999 年, 799 p.
  - 63. I.M. Ageev, G.G. Shishkin『縦波』, モスクワ, モスクワ航空大学出版部, 2014, 272 p.
  - 64. L.N. Trefethen. http://people.maths.ox.ac.uk/trefethen/pdectb.html
  - 65. Ya.I. Perelman 『楽しい物理学』, 第2巻, モスクワ, Nauka, 1979, 271p.
  - 66. A. Sommerfeld 『力学』 (Sommerfeld A. Mechanik. Zweite revidierte Auflage, 1944.), イジェフスク, 科学研究センター「規則とカオスの力学」, 2001, 368 p.
  - 67. N.A. Kilchevskii 『理論力学教程』,第1巻,モスクワ, Nauka, 1977, 480p.
  - 68. N.N. Polyakhov, S.A. Zegzhda, M.P. Yushkov『理論力学』, レニングラード, レニ ングラード大学出版部, 1985, 536 p.
  - 69. V.L. Bychkov, F.S. Zaitsev, N.A. Magnitskii「非擾乱エーテルの密度の推定」, 『複 雑系』, 2015, 第 4(17)号, p.18-32.
  - 70. V.A. Chizhov 『超伝導再論,または実験は答えを待っている』,モスク ワ, "Sputnik+"出版社, 2015, 124 p.

- 420 文献
  - 71. S.W. Carey 『地球と宇宙の発達の法則性を求めて』, モスクワ, Nauka, 1991, 447 p.
  - 72. Yu.P. Raizer 『気体放電の物理』, モスクワ, Nauka, 1992, 536 p.
  - 73. V.A. Atsukovsky 『エーテル動力学的自然科学の始動』,モスクワ,Petit,第1巻,2009,296p;第2巻,2009,396p;第3巻,2010,292p;第4巻,2010,320p;第5巻,2010,320p. [このシリーズは,2017年に追加された第6巻を含め,全巻が邦訳され,訳者のサイトに掲載されている:http://naturalscience.world.coocan.jp]
  - 74. 『エーテル風』, 論集, 監修: V.A. Atsukovsky, 第 2 版, モスクワ, Energoatomizdat, 2011, 419 p.
  - 75. V.A. Atsukovsky 『電磁気学のエーテル動力学的基礎』,第2版,モスクワ, Energoatomizdat, 2011, 199 p.
  - 76. V.A. Atsukovsky 『宇宙論と宇宙進化論のエーテル動力学的基礎』, モスクワ, Nauchny mir, 2012, 282 p.
  - 77. V.A. Savchuk 『相対性理論から古典力学まで』, ドゥブナ, Feniks+, 2001, 176 p.
  - 78. S.N. Arteha 『相対性理論の基礎に対する批判』, モスクワ, LKI 出版社, 2007, 224 p.; S.N. Arteha 『相対性理論の基礎に対する批判』, 第3版 (増補版), モスクワ, LENAND 出版社, 2018, 288p. [本書の邦訳は http://naturalscience.world.coocan.jp に掲載されている:]
  - **79.** S.N. Arteha 『物理学の根拠(批判的な眼差し): 電気力学』, モスクワ, LENAND, 2015, 208 p. [本書の邦訳は http://naturalscience.world.coocan.jp に掲載されている.]
  - **80. V.V. Nizovtsev** 『運動論的世界体系の原理:21世紀物理学のデカルト的オルタナ ティブ』, モスクワ, Librocom 出版社, 2013, 384 p.
  - 81. J.J. Smulsky 『電磁相互作用と重力相互作用』, ノヴォシビルスク, VO Nauka, 1994, 224 p.
  - 82. M.Ja. Ivanov「気体力学モデルと電気力学モデルの間の類似性について」, 『ロシアの物理学思想』, 1998, 第1号, p.1-14.
  - 83. A.Yu. Gryaznov, S.A. Potanin「マクスウェルの電気力学方程式の力学的解釈」. http://phys.web.ru/db/msg/1187631
  - 84. Yu.V. Burtaev 『実体とその基本構造』,第1部,モスクワ,2012,280 p.
  - 85. Yu.V. Burtaev 『実体とその基本構造』, 第2部, モスクワ, 2014, 200 p.
  - 86. V.V. Mitkevich 『磁束とその変換』, モスクワ, LENAND, 2016, 360 p. 再版:モ スクワーレニングラード, ソ連科学アカデミー出版部, 1946, 358 p.
  - 87. S.G. Burago 『世界認識におけるエーテル動力学の役割:エーテル動力学と宇宙の秘密』,モスクワ, KomKniga, 2007, 216 p.
  - 88. R.F. Avramenko, L.P. Grachev, V.I. Nikolaeva 「現代電気力学と生体エネルギー論の 諸問題」, 論集『未来は量子の鍵によって開かれる』所収, モスクワ, Khimiya, 2000, p.112–138.
  - 89. R.F. Avramenko, L.P. Grachev, V.I. Nikolaeva「電磁場の微分法則の実験的検証」,論 集『未来は量子の鍵によって開かれる』所収,モスクワ, Khimiya, 2000, p.139– 159.
  - 90. G.I. Trainin 『電気のダイナミクスに関する概説』, モスクワ, RadioSoft 出版社, 2014, 150 p.
  - **91. Yu.I. Petrov** 『物理学の基礎的理解のパラドックス』, モスクワ, Librocom 出版 社, 2009, 336 p.
  - **92. O.V. Troshkin**「乱流媒質の小規模擾乱について」, 論集『乱流に関する試論』所 収, モスクワ, Nauka, 1994, p.59-74.

- **93.** I.N. Meshkov, B.V. Chirikov 『電磁場』,第1部,モスクワーイジェフスク,科学研 究センター「規則とカオスの力学」,2013,544 p.
- **94.** R. de A. Martins「重力吸収に関するマヨラナの実験」, 論集『重力のメカニズムの探求』所収, ニジニーノヴゴロド, Yu.A.Nikolaev 出版社, 2004.
- 95. V.M. Romanova, G.V. Ivanenkov, A.R. Mingaleev, A.E. Ter-Oganesiyan, T.A. Shelkovenko, S.A. Pikuz 「細い導体の電気爆発:3 グループの材料」,『プラズマ物 理学』, 2015, 第41巻, 第8号, p.671-692.
- 96. M.E. Goldstein 『空力音響学』, モスクワ, Mashinostroenie, 1981, 295 p.
- 97. M.J. Sparnaay. Measurement of attractive forces between flat plates. Physica. 1958, v. 24, p. 751.

### 第2版で増補された文献

- 98. H.A. Lorentz 『エーテルの理論とモデル』, モスクワーレニングラード, ソ連通商 産業人民委員会合同科学技術出版所, 1936, 68 p.
- 99. A. Einstein, L. Infeld. Evolution of Physics: From Early Concepts to Relativity and Quanta. New York: Simon & Schuster, 1938.
- I.E. Bulyzhenkov「長く伸びた電荷とそのクーロン場との統合の途上における非
   二元的電気力学に関する教授の経験」,『高等教育機関における物理学教育』,
   2016,第22巻,第1号, p.54-69.
- **101. V.L. Bychkov, F.S. Zaitsev** 『連続体力学の方法論に基づく電磁気現象と重力現象の 数理モデリング』,モスクワ,MAKS Press, 2016, 232 p.
- 102. V.G. Popov 『古典力学の論理』, サンクトペテルブルク, Anatoli, 2005, 259p.
- 103. 論集『古典物理学と認識理論』,総監修: A.Yu.Gryaznov, サンクトペテルブル ク, Nestor-Istoriya, 2015, 第1号.
- **104.** 論集『古典物理学と認識理論』,総監修: A.Yu.Gryaznov, モスクワ, Belyi veter, 2016, 第2号.
- 105. J. Larmor 『エーテルと物質\*』,ケンブリッジ,1900.
- **106. H.A. Lorentz**「光速度未満の任意の速度で運動する系の中における電磁気現象」, 科学アカデミー会議(1904 年 4 月 23 日開催), 1904 年 5 月 27 日印刷.
- **107.** H. Poincaré「電子力学について」,『フランス科学アカデミー報告集』, Comptes Rendues. 1905, v. 140, p. 1504.
- **108.** 『相対性原理. 特殊相対性理論に関する研究集』,編集: A.A. Tyapkin, モスク ワ, Atomizdat, 1973, 332 p.
- 109. S.V. Mizin, 『A.M.プロホロフ記念工学科学アカデミー会報』, 2016, 第2号, p.29-45.
- 110. S.V. Mizin 『場の理論が相対性理論に取って代わる. 証明と帰結』, Saarbrücken: LAP LAMBERT Academic Publishing, 2016, 63 p.
- 111. G.I. Shipov「古典電気力学方程式の相対論的非不変性の単純な証明」. http://www.shipov.com
- 112. M.V. Korneva, V.A. Kuligin, G.A. Kuligina「マクスウェル方程式とパラメトリック ガリレイ変換」,『相対論的天文学と加速器の諸問題』,研究グループ"ANALIZ". http://gigabaza.ru, http://www.vixri.ru
- 113. A.V. Pogorelov 『基礎幾何学』,モスクワ, Nauka, 1977, 280 p.
- 114. Ya.P. Terletskii, Yu.P. Rybakov 『電気力学』,モスクワ, Vysshaya shkola, 1990, 352 p.

- 115. A.A. Samarskii 『差分スキームの理論』, 改訂第3版, モスクワ, Nauka, 物理数 学文献総編集局, 1989, 616 p.
- **116. V.A. Chizhov** 『超伝導再論,または実験は答えを待っている』,第2部,モスクワ, "Sputnik+"出版社, 2017, 95 p.
- 117. V.A. Chizhov, F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov. Model of superconductivity formation on ideal crystal lattice defect twin or twin boundary (MSC-TB) // Journal of Physics. 2018, v. 996, 012016, 5 p.
- 118. V.A. Chizhov, F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov「双晶境界上における超伝導発生モデル に基づくアブリコソフ渦」,研究セミナー(2018年5月31日ロシア諸民族友 好大学で開催)における報告,44 p. http://lenr.seplm.ru/seminary/opublikovany-prezentatsii-dokladov-naseminare-v-rudn-3105 2018
- **119.** V.A. Chizhov, F.S. Zaitsev, V.L. Bychkov「双晶境界上における超伝導発生モデル に基づく新たな高温超伝導体の設計」, 『モスクワ州国立大学紀要』, シリー ズ:物理学-数学, 2018, 第4号, p.66-83.
- 120. H.Knoepfel 『超強力パルス磁場』,モスクワ, Mir, 1972, 392 p.
- 121. 『物理量:便覧』, 監修: I.S. Grigoriev, E.Z. Meilikhova, モスクワ, Energoatomizdat, 1991, 1232 p.
- 122. G.A. Mesyats 『爆発的電子放出』, モスクワ, 物理数学技術文献出版社, 2011, 280 p.
- 123. K.A. Krug『電気工学の基礎』, モスクワーレニングラード, 国営エネルギー出版 所, 1946, 472 p.
- 124. I.E. Tamm『電気理論の基礎』, 増補改訂第11版, モスクワ, 物理数学技術文献 出版社, 2003, 616 p.
- 125. J. Marjanovic. Basic principles of over unity electromagnetic machines. Novi Sad: VEMIRC, 2011, 203 p.
- 126. J.D. Jackson. Classical Electrodynamics (3rd ed.). Hoboken: Wiley, 1998, 808 p.
- 127. 出所: ru.wikipedia.org, 記事「Униполярный генератор (単極発電機)」 [Униполярный генератор — Википедия (wikipedia.org)]
- 128. G. Mie『電気・磁気教程. 物理学者・化学者・電気工学者のための世界エーテル に関する実験物理学』,第1部,静電気学,監修: O.D. Khvolson,オデッサ, Mathesis, 1912, 384 p.
- 129. G.S. Landsberg 『物理学基礎教科書』, 第2巻, モスクワ, Nauka, 1985, 479 p.
- **130.** B.M. Budak, A.A. Samarskii, A.N. Tikhonov 『数理物理学課題集』, 改訂第4版, モ スクワ, 物理数学技術文献出版社, 2004, 688 p.
- 131. S.P. Strelkov, D.V. Sivukhin, S.E. Khaikin, I.A. Eltsin, I.A. Yakovlev 『一般物理学教程 課題集』,全5巻,第3巻:電気と磁気,第5版,ステロ版,モスクワ,物理数 学技術文献出版社,2005,232 p.
- 132. M.P. Kalashnikov, M.A. Smondyrev 『物理学の基礎』, 第1巻, モスクワ, Laboratoriya znanii, 2017, 542 p.
- 133. B.Yu. Kogan 『電気に関する 100 の課題』, モスクワ, Nauka, 物理数学文献総編 集局, 1976, 63 p.
- 134. M.P. Shaskolskaya, I.A. Eltsin 『物理学精選課題集:学習マニュアル』, 監修: S.E. Khaikin, 改版第5版, モスクワ, Nauka, 物理数学文献総編集局, 1986, 208 p.

- 135. Yu.N. Dnestrovskij, D.P. Kostomarov 『プラズマの数理モデリング』, モスクワ, Nauka, 第1版, 1982, 320p, 第2版, 1993, 336p. 英語版: Yu.N. Dnestrovskij, D.P. Kostomarov. Numerical Simulations of Plasmas. – New-York: Springer-Verlag, 1986.
- **136.** B.B. Kadomtsev「トカマクにおけるディスラプション不安定性について」, 『プ ラズマ物理学』, 1975, 第1巻, 第5冊, p.710-715.
- 137. I.T. Chapman. Controlling sawtooth oscillations in tokamak plasmas. Plasma Phys. Control. Fusion. 2011, v. 53, 013001, 36 p.
- 138. M.I. Mironov, F.S. Zaitsev, N.N. Gorelenkov, V.I. Afanasyev, F.V. Chernyshev, V.G. Nesenevich and M.P. Petrov. Sawtooth mixing of alphas, knock-on D, and T ions, and its influence on NPA spectra in ITER plasma. Nucl. Fusion. 2018, v. 58, 082030, 9 p.
- 139. O.S. Sergel 『応用流体・気体力学』,モスクワ, Mashinostroenie, 1981, 374 p.
- 140. M.A. Lavrentiev, B.V. Shabat 『複素変数関数論の方法』,モスクワ, Lan, 2002, 749 p.
- **141.** S.A. Akhmanov 『レーザー物理学の最新問題』, 監修: S.A. Akhmanov, モスクワ, 全ロシア科学技術情報研究所, **1991**, 第4巻.
- 142. Regener E. Der Energiestrom der Ultrastrahlung. Zeitschrift für Physik. 1933, v. l.80, p. 666–669. [「宇宙放射線のエネルギー流束」] E. Regener. The energy flux of cosmic rays. Apeiron. 1995, v. 2, p. 85–86.
- 143. A.K. Assis, M.C. Neves. History of the 2.7 K temperature prior to Penzias and Wilson. Apeiron. 1995, v. 2, p. 79–84.
- 144. T.A. Shmaonov「低い等価温度を持つ電波放射の有効温度の絶対的測定方法」, 『計器と実験技法』, 1957, 第1号, p.83-86.
- 145. A.A. Penzias, R.W. Wilson. A Measurement of excess antenna temperature at 4.080 m/s. Astrophys. J. 1965, v. 142, p. 419–421.
- 146. J.O. Hirschfelder, C.F. Curtiss and R. Bird 『気体と液体の分子論』,モスクワ,外 国語文献出版所, 1961, 930 p.
- 147. A.I. Burshtein 『分子物理学』, ノヴォシビルスク, Nauka, 1986, 288p.
- 148. A.F.Ioffe, N.N. Semenov 『物理学教程』,第4巻,第1部:分子物理学(気体と液体),改訂第2版,レニングラード-モスクワ,国営技術理論文献出版所, 1933,278 p.
- 149. A.N. Matveev 『分子物理学』,モスクワ, Vysshaya shkola, 1981, 400 p.
- 150. A.V. Eletskii, L.A. Palkina, B.M. Smirnov 『弱電離プラズマ中における輸送現象』, モスクワ, Atomizdat, 1975, 336 p.
- 151. V.V. Pavlov 『液体と凝固の運動論の「危機」について(液体と固体の伝統的分子 モデルの必要な修正)』,エカテリンブルク、ウラル国立鉱山地質学アカデミ ー、1997、391 p.
- 152. P. Grosse 『固体中の自由電子』,モスクワ, Mir, 1982, 270 p.
- 153. M.Ja. Ivanov, V.K. Mamaev「低エネルギー核反応の見地から見た熱エネルギー論の新たな地平:理論・実験・見通し」,『エンジン』, 2015, 第 5(101)号, p.34-41.
- 154. N. Ashcroft, N. Mermin 『固体物理学』, 第1巻, モスクワ, Mir, 1979, 406 p.
- **155.** A.K. Kikoin, I.K. Kikoin 『分子物理学』,改版第2版,モスクワ, Nauka,物理数 学文献総編集局, 1976, 480 p.

- **156.** D.S. Strebkov, A.I. Nekrasov 『電気エネルギーの伝送と利用の共振法』, モスク ワ, 国立研究機関農業電化研究所, 2008, 352 p.
- **157. G.G. Ivchenkov**「磁場—場の担体には帰属しない静的形成,または単極式機械の パラドックス. http://fe-hits.tarielkapanadze.ru/mp4.htm http://www.sciteclibrary.ru/texsts/rus/stat/st4236.htm
- 158. YouTube: «DePalma N-machine 11/18»,
  - https://www.youtube.com/watch?v=971tWhaY2R8;

«DePalma N-machine 12/18», https://www.youtube.com/watch?v=7vsHNXYhadM

- 159. H. Aspden. Discovery of "virtual inertia". New Energy News. 1995, v. 2, N 10, p. 1– 4. [N199502s.PDF (newenergytimes.com) この URL は訳者が追加したもの]
- 160. V.E. Golant, A.P. Zhilinskii, I.E. Sakharov『プラズマ物理学の基礎』, モスクワ, Atomizdat, 1977, 384 p.
- 161. K.E. Tsiolkovsky, 『熱力学第2法則』, カルーガ, S.A. Semyonov 印刷所, 1914.
- 162. E. Podkletnov and R. Nieminen. A possibility of gravitational force shielding by bulk YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>0<sub>7-x</sub> superconductor. Physica C. 1992, v. 203, p. 441–444.
- 163. E.E. Podkletnov. Weak gravitation shielding properties of composite bulk YBa<sub>2</sub>Cu<sub>3</sub>0<sub>7-x</sub> superconductor below 70 K under e.m. field. arXiv 1997: condmat/9701074, 23 p. https://arxiv.org/abs/cond-mat/9701074v3
- 164. F.C. Witteborn and M. Fairbank. Experimental comparison of the gravitational force on freely falling electrons and metallic electrons. Letters. 1967, v. 19, N 18, p. 1049–1052. [Experimental Comparison of the Gravitational Force on Freely Falling Electrons and Metallic Electrons (xdel.ru) この URL は訳者が追加したもの]
- 165. C.S. Unnikrishnan. Does a superconductor shield gravity? Physica C. 1996, v. 266, p. 133–137.
- 166. Sh.M. Kogan「電子は金属管中で落下するか?」,『物理科学の成果』, 1971 年 9 月, 第 105 巻, 第 1 冊, p.157-161.
- 167. A.R. Lepeshkin「金属中における新たな電子慣性効果—トルマン-スチュアート 効果 100 周年に寄せて」, 全モスクワセミナー「長寿命高エネルギー・プラズマ 物体中における球雷と物理化学過程の物理」(2017 年 2 月 8 日開催)における 報告, 38 p. http://шаровая-молния.орг/2017/02/08/
- 168. A.R. Lepeshkin「振動加速度の作用時における金属材料の温度伝導の新たな物理 的効果と研究方法」,全モスクワセミナー「長寿命高エネルギー・プラズマ物体 中における球雷と物理化学過程の物理」(2018 年 10 月 3 日開催)における報 告.
- 169. A.R. Lepeshkin and P.A. Vaganov. Investigations of thermal conductivity of metals in the field of centrifugal and vibration accelerations. XXXI International Conference on Equations of State for Matter (ELBRUS2016). Journal of Physics: Conference Series. 2016, v. 774, 012022, 7 p. [この論文は著者名・論文名で検索するこ とによりネットで入手可能一訳者]
- 170. A.R. Lepeshkin, P.P. Shcherbakov. Investigation of thermal conductivity of metal materials on view of influence of ultrasonic waves. PTPPE-2017. IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series. 2017, v. 891, 012342, 6 p. [この論文は著者名・論文 名で検索することによりネットで入手可能―訳者]
- 171. A.V. Kortnev, Yu.V. Rublev, A.N. Kutsenko 『物理学演習』, モスクワ, Vysshaya shkola, 1965, 568 p.

- 172. G. Sciaini, M. Harb, S.G. Kruglik, T. Payer, C.T. Hebeisen, F-J.M. Heringdorf, M. Yamaguchi, M.H. Hoegen, R. Ernstorfer, R.J.D. Miller. Electronic acceleration of atomic motions and disordering in bismuth. Nature. 2009, v. 458, p. 56–60.
- 173. R.C. Tolman, T.D. Stewart. The electromotive force produced by the acceleration of metals. Phys.Rev. 1916, v. 8, N 2, p. 97-116.
- 174. S. Barnett「電子の熱磁気効果と慣性効果」,『物理科学の成果』, 1937, 第18巻, 第3号, p.392-452.
- 175. E.W. McDaniel 『電離気体中における衝突過程』,モスクワ, Mir, 1967, 832p.
- 176. R. Becker, C. Heller, and F. Sauter. Über die Stromverteilung in einer supraleitenden Kugel. Z. Physik, 1933, v. 85, p. 772–787. [「超伝導球中における電流分布について」]
- 177. F. London. Superfluids. New York: Dover Publications, 1961, v. 1, 184 p.
- 178. A.F. Hildebrandt. Magnetic field of a rotating superconductor. Phys. Rev. Letters. 1964, v. 12, N 8, p. 190–191.
- 179. N.F. Brickman. Rotating Superconductors. Phys. Rev. 1969, v. 184, N 2, p. 460-465.
- 180. J.B. Hendricks, C.A. King, and H.E. Rorschach. Journal of Low Temperature Physics. Phys. Rev. 1971, v. 4, N 2, p. 209–229.
- 181. Yu.M. Urman「バーネット-ロンドン効果が非一様磁場中における超伝導回転子の運動に及ぼす影響」,『技術物理学雑誌』,1998,第68巻,第8号, p.10-14.
- 182. D.S. Baranov, V.N. Zatelepin「「エーテル物質」の熱交換と運動」,全モスクワセ ミナー「長寿命高エネルギー・プラズマ物体中における球雷と物理化学過程の 物理」(2017 年 6 月 21 日開催)における報告,47 р. http://шаровая-мол-ния.орг/2017/06/21/
- 183. V.A. Aleshkevich, L.G. Dedenko, V.A. Karavaev 『連続体力学. 講義』, モスクワ, モスクワ国立大学物理学部出版部, 1998, 92 p.
- 184. I.N. Slivkov 『真空中における電気絶縁と放電』,モスクワ, Atomizdat, 1972, 304 p.
- 185. Yu.P. Raizer 『気体放電の物理』, 改版増補第3版, ドルゴプルドヌイ, "Intellect" 出版社, 2009, 736 p.
- **186. A.A. Emeliyanov, E.A. Emeliyanova** [真空中における絶縁耐力向上のパルス技術], モスクワ,物理数学技術文献出版社,2009,160 p.
- 187. R.W.Pohl『電気教科書』,モスクワ,国営物理数学文献出版所,1962,517 p.
- 188. N.A. Kaptsov 『真空と希薄気体中における物理現象』,第2版,モスクワーレニングラード,国営技術理論文献出版所,1950,836 p.
- **189.** G.A. Mesyats, D.I. Proskurovskii 『真空中におけるパルス放電』, ノヴォシビルス ク, Nauka, 1984, 256 p.
- **190. E.A. Litvinov, G.A. Mesyats, D.I. Proskurovskii**「真空放電時における自動放出過程 と爆発放出過程」,『物理科学の成果』, **1983**, 第 **139** 巻, 第 **2** 冊, **p.265–302**.
- **191. O.D. Khvolson**『物理学教程. 磁気現象と電気現象に関する教科書』,第5巻,後編,ベルリン,ロシア共和国国営出版所,1925,983 p.
- 192. E. Podkletnov and G. Modanese. Investigation of high voltage discharges in low pressure gases through large ceramic superconducting electrodes. Journal of Low Temperature Physics. 2003, v. 132, N 314, p. 239–259.

- 193. J.C. Rivière「仕事関数. 測定と結果」, 『固体表面の性質』(監修: M. Green) 所収, モスクワ, Mir, 1972, p.193-316.
- **194.** D.I. Proskurovskii 『放出のエレクトロニクス』,トムスク,トムスク国立大学, 2010,288 p.
- 195. G.N. Fursei 『自動電子放出』, サンクトペテルブルク, Lan 出版社, 2012, 320 p.
- **196.** 『物理学百科事典』,総監修: A.M. Prokhorov, 第5巻, モスクワ, 学術出版社 ロシア大百科事典, 1998, 691 p.
- **197.** 『物理学百科事典』,総監修: A.M. Prokhorov, 第2巻, モスクワ, ソビエト百 科事典, 1990, 703 p.
- **198.** N.V.Fedorenko「イオンと原子の衝突時におけるイオン化」,『物理科学の成果』, 1959, 第 68 巻, 第 3 冊, p.481-511.
- **199. E.W. Müller, T.T. Tsong** 『電場イオン顕微鏡法. 電場イオン化と電場蒸発』, モス クワ, Nauka, 物理数学文献総編集局, **1980**, **221** p.
- 200. A.I. Volkov, I.M. Zharskii 『化学大便覧』, ミンスク, Sovremennaya shkola, 2005, 608 p.
- 201. S.E. Frish, A.V. Timoreva 『一般物理学教程』,第3巻,モスクワ,国営物理数学 文献出版所, 1961, 607 p.
- 202. A.V. Saburov「ヤクーツク拡大空気シャワー観測装置のデータに基づく10<sup>17</sup> eV超 のエネルギーを持つ拡大空気シャワー粒子の空間分布」,数理物理学準博士学 位請求論文,ヤクーツク,連邦国家予算学術機関ロシア科学アカデミーシベリ ア支部 Yu.G. シャフェル記念宇宙物理学大気学研究所,2017,146 p.
- 203. N.A. Dobrotin 『宇宙線』, モスクワ, 国営技術理論文献出版所, 1954.
- 204. S.G. Burago 『恒星間エーテルの謎』, モスクワ, モスクワ航空大学出版部, 1997.
- 205. W. Galbraith, J. Jelley. Phil. Mag. 1953, v. 44, p. 619.
- 206. W. Galbraith, J. Jelley. Nature. 1953, v. 171, p. 349.
- 207. S. Singer. The nature of ball lightning. Plenum. NY, 1971.
- 208. M. Stenhoff. Ball lightning. An unsolved problem in atmospheric physics. New York: Kluwer/Plenum, 1999, 349 p.
- 209. V. Bychkov, A. Nikitin, G. Dijkhuis. Modern state of ball lightning investigations. The Atmosphere and Ionosphere: Dynamics, Processes and Monitoring. Eds. V. Bychkov, G. Golubkov, A. Nikitin. – Dordrecht, Heidelberg, London, New York: Springer, 2010, p. 201–373.
- 210. V.L. Bychkov, A.I. Nikitin. Ball lightning: A new step in understanding. The Atmosphere and Ionosphere: Elementary Processes, Monitoring and Ball Lightning. Eds. V. Bychkov, G. Golubkov, A. Nikitin. Springer, 2014, p. 201–367.
- **211. A.I. Grigoriev**『球雷』, ヤロスラヴリ, P.G.デミドフ記念ヤロスラヴリ国立大学 出版部, 2006.
- 212. Y.H. Ohtsuki, H. Ofuruton. Plasma fireballs formed by microwave interference in air. Nature. 1991, v. 350, N 6314, p. 139–141.
- 213. R.F. Avramenko, V.I. Nikolaeva, L.P. Poskacheeva「腐食性放電によって惹起されるエネルギー多消費型プラズマ形成一球雷の実験的類似物」,『実験室における球雷』,監修: R.F. Avramenko, V.L. Bychkov, A.I. Klimov, O.A. Sinkevich, モスクワ, Khimiya, 1994, 256p, p.15–56.
- 214. B.M. Smirnov 『球雷の問題』, モスクワ, Nauka, 1988, 208 p.
- 215. J. Abrahamson, J. Dinnis. Ball lightning caused by oxidation of nanoparticle networks from normal lightning strikes on soil. Nature. 2000, v. 403, p. 519–521.

- 216. V.L. Bychkov. Ball lightning as an object with metallic powder core and oxide cover. Proc. 11th International Symp. on Ball Lightning (ISBL-10) and 4th International Symp. on Unconventional Plasmas (ISUP-10). Kaliningrad, Russia, 2010, p. 34–41.
- **217. G.D. Shabanov, B.Yu. Sokolovskii**「パルス放電中における放電の巨視的分岐」, 『プラズマ物理学』, 2005, 第 31 巻, 第 6 号, p.560-566.
- 218. A.I. Egorov, S.I. Stepanov. 『工業物理学雑誌』, 2002, 第 72 巻, 第 12 冊, p.102-104.
- 219. B. Juettner, S. Noack, A. Versteegh, G. Fussmann. Long-living plasmoids from water discharge at atmospheric pressure. In: Proc. 28th International Conf. on Phenomena in Ionized Gases. 2007, Prague, Czech Republic, p. 2229–2234.
- 220. J.J. Lowke, D. Smith, K.E. Nelson, R.W. Crompton, A.B. Murphy. Birth of ball lightning. Journ. of Geophys. Res. 2012, v. 117, D19107.
- 221. H.C. Wu. Relativistic-microwave theory of ball lightning. Sci. Rep. 2016, v. 6, p. 26263.
- 222. A.I. Nikitin「球雷の電気力学モデル」, 『化学物理学』, 2006, 第 25 巻, 第 3 号, p.38-62.
- 223. A.I. Nikitin, V.L. Bychkov, T.F. Nikitina, A.M. Velichko, and V.I. Abakumov. Sources and components of ball lightning theory. International Interdisciplinary Conference "Euler Readings MRSU 2017", IOP Publishing IOP Conf. Series: Journal of Physics: Conf. Series 996 (2018) 012011.
- 224. V.L. Bychkov, A.I. Nikitin, I.P. Ivanenko, T.F. Nikitina, A.M. Velichko, I.A. Noisikov. Ball lightning passage through a glass without breaking it. Journ. of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. 2016, v. 150, p. 69–76.
- 225. V.A. Atsukovsky 『エーテル動力学的仮説』, ジュコーフスキー, Petit 出版社, 2000, p.157–160.
- 226. V.I. Abakumov, A.R. Bikmukhametova, V.L. Bychkov, D.A. Safronenkov, V.A. Chernikov, T.O. Mikhailovskaya, A.M. Dolgorukii, A.P. Shvarov 「長寿命発光生成物 と地球表面の相互作用」, 『第 25 回国際会議「電磁場と材料」(2017 年 11 月 24-25 日モスクワで開催) 資料』, モスクワ, Infra M, p.538-554.
- 227. I. Tsarev, I. Tsareva 『菌輪の秘密』, モスクワ, Ripol Classic 出版社, 2005, 448p.
- 228. N. Tesla 『コロラドスプリングスノート 1899-1900』, サマラ, Agni 出版社,
  2008. (Electrical world and engineer, March 5, 1904). [Colorado Springs Notes 1899-1900 (bibliotecapleyades.net) この URL は訳者が追加したもの]
- **229. K.L. Corum, J.F. Corum**「球雷創出実験と電気化学的フラクタル・クラスター」, 『物理科学の成果』, 1990, 第160巻, 第4冊, p.47-58.
- 230. TCBA NEWS, volume 8, #3, 1989. Tesla's production of electric fireballs by Kenneth L. Corum and James F. Corum. Corum & Associates, Inc. 8551 State Troute 534 Windsor, Ohio 44099. [Tesla and Ball Lighting (bibliotecapleyades.net) この URL は訳者が追 加したもの]
- 231. V. Kopeikin 『Fireball 球雷』, トロイツク, Trovant, 2011, 80 p.
- 232. M. Seifer 『ニコラ・テスラ. 宇宙の最高支配者』, モスクワ, Eksmo, Yauza, 2008, 608 p.
- 233. 『コラ半島超深度掘削坑』, 監修: E.A. Kozlovskii, モスクワ, Nedra, 1984, 490 p.

- **234.** V.S. Lanev, M.I. Laneva 『コラ半島超深度掘削坑』, ムルマンスク, ムルマンスク 書籍出版所, 1987, 128 p.
- 235. V.F. Blinov 『成長する地球:惑星から恒星に』,キエフ,同名の書籍をもとに作成された電子モノグラフ,2011,305p.書籍:Blinov V.F. 『成長する地球:惑星から恒星に』,モスクワ,Editorial URSS,2003,272 p.
- 236. B.L. Glushak 『爆発物理学の始動』, サロフ, ロシア連邦核センター全連邦実験 物理学研究所, 2011, 308 p.
- 237. E.I. Zababakhin, I.E. Zababakhin 『無限集積現象』, モスクワ, Nauka, 1988, 163p.
- **238. E.I. Zababakhin**「無限集積現象」, 『過去 50 年間におけるソ連の力学』, モス クワ, Nauka, 1970, 第 2 巻, p.313-342.
- 239. B.S. Ishkhanov, I.M. Kapitonov, N.P. Yudin 『粒子と原子核:教科書』,改訂増補第2版,モスクワ,LKI 出版社,2007,584 p.
- 240. F.S. Zaitsev, V.A. Chizhov, V.L. Bychkov. Formulation of Experiments for Testing Theoretical Concepts about Mechanisms of Low-Temperature Nuclear Processes.
  17th International Workshop on Magneto-Plasma Aerodynamics. Moscow, April 17–19, 2018, 2 p.
- 241. F.S. Zaitsev, V.A. Chizhov, V.L. Bychkov「常温核種変換の物理的メカニズムの研究」,『学術セミナー(2018 年 12 月 27 日ロシア諸民族友好大学で開催)における報告』, 35 p. http://eth21.ru/LENR.html

http://etn21.ru/LENK.ntml

http://lenr.seplm.ru/seminary/opublikovany-prezentatsii-dokladov-na-seminare-v-rudn-27\_12\_2018

https://www.youtube.com/watch?v=xfrj\_j9EGd4

- 242. V.I. Sharov, G.A. Grechishnikov, I.A. Ryzhkova「南タタールアーチの地殻の地球力 学系および流体レジームに関するそのユニークな石油賦存状況との関連におけ る地震学的研究」, 『国際研究会議「若い台地と古い台地の基盤の炭化水素ポ テンシャル」(2006 年 9 月 6-8 日カザンで開催)資料集』, p.312-315.
- 243. V.I. Sharov「大陸地殻の新たな 3 層地震モデルについて」, 『地球テクトニクス』, 1987, 第4号, p.19-30.
- 244. V.I. Sharov「地球内部の震波線: 地震学から深部 CDP 技術へ」, 『地球物理学』, 1999, 第 7-8 号, p.131-142.
- 245. Yu.I. Petrov 『弾性現象と非弾性現象に関する古典的表現と量子力学的表現:不正確性,批判的分析および代替アプローチ.メスバウアー効果の通常の解釈の 不正確性とその新たな解釈』,モスクワ,LENAND, 2017, 203 p.
- 246.M.V. Kovalchuk. 2017年2月18日に放送されたTV Centreのテレビ番組「知る権利!」におけるドミトリー・クリコフによるインタビュー. http://www.tvc.ru/channel/brand/id/1756/show/episodes/episode\_id/48576

## 第3版で増補された文献

- 247. https://www.maplesoft.com
- 248. http://шаровая-молния.орг
- 249. http://lenr.seplm.ru
- 250. https://www.youtube.com/@OseniloEther
- 251. 量子力学の方法論の概説:

(a) https://ru.wikipedia.org/wiki/Квантовая\_механика

- (b) https://ru.wikipedia.org/wiki/Волновая\_функция
- (c) https://ru.wikipedia.org/wiki/Уравнение\_Шрёдингера
- (d) https://ru.wikipedia.org/wiki/Измерение\_(квантовая\_механика)
- (e) https://ru.wikipedia.org/wiki/Копенгагенская\_интерпретация
- (f) https://ru.wikipedia.org/wiki/Волна\_де\_Бройля
- 252. M. Jammer 『量子力学の概念の発展』, モスクワ, Nauka, 1985, 384 p.
- 253. A.A. Sokokov, I.M. Ternov 『量子力学と原子物理学』, モスクワ, Prosveshchenie, 1970, 423 p.
- **254.** L.L. Goldin, G.I. Novikova 『量子力学.入門教程』,モスクワ,コンピューター研究 所, 2002, 496 p.
- 255. L.D. Landau, E.M. Lifshits 『理論物理学. 第3巻. 量子力学(非相対論的理論』,第5版,モスクワ,物理数学技術文献出版社,2002,808 p.
- **256.** C. Cohen-Tannoudji, B. Diu, F. Laloë 『量子力学』, 全 2 巻, 第 1 巻, エカテリンブ ルク, ウラル大学出版部, 2000, 944 p.
- 257. N.V. Samsonenko, M.V. Semin「振幅変調信号としてのド・ブロイ波」、クリモフ-ザテレピンウェビナー、2023年4月12日. http://lenr.seplm.ru/seminary/vebinar-7-sessii-zima-vesna-2023-seminaraklimova-zatelepina-budet-prokhodit-12-aprelya-2023-sreda-s-1600 [sb83-2-1-7.pdf (udm.ru). この URL は訳者が追加したもの]
- 258. A.A. Sokolov, I.M. Ternov, V.Ch. Zhukovsky 『量子力学』, モスクワ, Nauka, 1979, 528 p.
- 259. T.M. Wallstrom. Inequivalence between the Schrödinger equation and the Madelung hydrodynamic equations. Physical Review A. 1994, v. 49, № 3, p. 1613–1617.
- 260. L. Jánossy. On the hydrodynamical model for quantum mechanics. Zeit. Phys. 1962, v. 169, p. 79–80.
- 261. A. Visinescu, D. Grecu, R. Fedele, and S. De Nicola. Madelung fluid description of the generalized derivative nonlinear Schrödinger equation: special solutions and their stability. Theoretical and Mathematical Physics. 2009, v. 160, № 1, p. 1066–1074.
- 262. G. Salesi. Spin and Madelung fluid. Modern Physics Letters A. 1996, v. 11, № 22, p. 1815–1823. https://arxiv.org/abs/0906.4147v1
- 263. https://ru.wikipedia.org/wiki/Монохроматическая\_волна https://ru.wikipedia.org/wiki/Плоская\_волна
- 264. J. von Neumann 『量子力学の数学的基礎』, モスクワ, Nauka, 1964, 367 p.
- 265. https://ru.wikipedia.org/wiki/Поляризация\_волн
- 266. https://en.wikipedia.org/wiki/Electron\_cyclotron\_resonance
- 267. K.L. Corum and J.F. Corum. RF high voltage fire ball experiments and electrochemical fractal clusters. – International Committee on Ball Lightning, ICBL Article Series Nr. 1992/1, 31 p.
- 268. http://eth21.ru/LENR.html に掲載されている LENR に関する公表文献
  - (a) F.S. Zaitsev「TNLT 装置中における低エネルギー核反応 LENR と随伴過程」,
     © F.S. Zaitsev, 2022, 104 p.
  - (b) F.S. Zaitsev. Low-energy nuclear reactions LENR and related processes in the TNLT device. © F.S. Zaitsev, 2022, 99 p.
  - (c) F.S. Zaitsev, S.M. Godin「TNLT-L 装置中で生成される冷中性子のシンチレーター による検出」, © F.S. Zaitsev, 2023, 47 p.
  - (d) F.S. Zaitsev, S.M. Godin 「TNLT-L 装置中で生成される冷中性子のシンチレータ

ーによる検出」, 2023 年 3 月 15 日に Klimov-Zatelepin 科学セミナー2023 年冬季-春季セッション No.5 のウェビナーで行われた報告.

- (e) F.S. Zaitsev, S.M. Godin「TNLT 装置中における冷中性子の放出」, 2022 年 12 月
   28 日に Klimov-Zatelepin 科学セミナー秋季-冬季セッション No.5 のウェビナーで行われた報告.
- (f) F.S. Zaitsev, S.M. Godin「エーテル中における共振およびその適用」, 2022 年 6 月 15 日に Klimov-Zatelepin 科学セミナー冬季--春季セッション No.18 のウ ェビナーで行われた報告.
- (g) .S. Zaitsev, V.A. Chizhov, V.L. Bychikov「常温核種変換の物理的メカニズムの研究」, 2018 年 12 月 27 日にロシア諸民族友好大学で開催された科学セミナーで行われた報告.
- 269. https://ru.wikipedia.org/wiki/Вихревой\_эффект
- 270. https://ru.wikipedia.org/wiki/Авария\_на\_Чернобыльской\_АЭС
- 271. 『INSAG-7 チェルノブイリ事故: INSAG-1 の改訂版. 国際原子力安全諮問グル ープによる報告』,ウィーン,国際原子力機関,1993,146 p. [本書の英語版を pub913e\_web.pdf (iaea.org)で入手可能一訳者]
- 272. https://ru.wikipedia.org/wiki/Реактор\_большой\_мощности\_канальный#РБМК -1000
- 273. https://ru.wikipedia.org/wiki/Авария\_на\_Саяно-Шушенской\_ГЭС
- 274. (a)「コンデンサー中の電荷はどこに保存されているのか? No.3」,
  - https://www.youtube.com/watch?v=ei9pNA5FFn8
  - (b)「コンデンサー中の電荷はどこに保存されているのか?」,

https://www.youtube.com/watch?v=PCae6jRw6Jg

- 275. https://ru.wikipedia.org
- 276. https://en.wikipedia.org
- 277. https://ru.wikipedia.org/wiki/Электрофорная\_машина
- 278. https://ru.wikipedia.org/wiki/Лифтер
- 279. How to Make/Build a Lifter or Ionocraft How to Make/Build a Lifter or Ionocraft - YouTube
- 280. https://www.iter.org
- 281. Международный экспериментальный термоядерный реактор Википедия (wikipedia.org)
- 282. (a) https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetization (b) https://ru.wikipedia.org/wiki/Намагниченность#Намагничивание
- 283. https://ru.wikipedia.org/wiki/Кольца\_Гельмгольца
- 284. https://www.comsol.com https://www.comsol.ru
- 285. Comsol Multiphysics. Reference Manual. Version 4.3b. 2013, 1664 p.
- 286. https://www.comsol.ru/blogs/modeling-ferromagnetic-materials-in-comsolmultiphysics/
- 287. https://en.wikipedia.org/wiki/Magnetic\_domain
- 288. https://ru.wikipedia.org/wiki/Вихревые\_токи
- 289. https://ru.wikipedia.org/wiki/Протон
- 290. https://ru.wikipedia.org/wiki/Вязкость
- 291. https://ru.wikipedia.org/wiki/Закон\_Видемана\_-Франца
- 292. https://ru.wikipedia.org/wiki/Контактная\_разность\_потенциалов

- 431 文献
- 293. https://ru.wikipedia.org/wiki/Электроотрицательность

https://ru.wikipedia.org/wiki/Электрохимический\_ряд\_активности\_металлов 294. Ya.P. Terletskii 『統計物理学』, 第 3 版, モスクワ, Vysshaya shkola, 1994, 350 р.

- 295. A.I. Veinik 『熱力学』, 増補改訂第3版, ミンスク, Vysshaya shkola, 1968, 464 р. 296. (a) https://ru.wikipedia.org/wiki/Второе\_начало\_термодинамики
  - (b) https://ru.wikipedia.org/wiki/Энтропия\_в\_классической\_термодинамике (c) https://ru.wikipedia.org/wiki/Энтропия
- **297.** A.A. Gukhman 『熱力学の基礎について』,改訂第2版,モスクワ,LKI 出版社, 2010, 384 p.
- **298. E.I. Timofeev** 『熱力学と生物物理学に関する方法覚書』モスクワ,出版社表示なし, 2021, 34 p, ISBN 978-5-9902766-6-6.
- 299. A. Sommerfeld 『熱力学と統計物理学』, モスクワ, 外国語文献出版所, 1955, 481 p.
- 300. https://ru.wikipedia.org/wiki/Теплород
- 301. https://ru.wikipedia.org/wiki/Электрическая\_сеть
- 302. https://ru.wikipedia.org/wiki/EmDrive
- 303. https://hi-news.ru/technology/nevozmozhnyj-dvigatel-okazalsya-dejstvitel nonevozmozhnym.html
- 304. https://hi-tech.mail.ru/news/emdrive
- 305. https://ru.wikipedia.org/wiki/Никель
- 306. https://ru.wikipedia.org/wiki/Закон\_Архимеда
- 307. https://ru.wikipedia.org/wiki/Железо
- 308. https://ru.wikipedia.org/wiki/Gravity\_Probe\_B
- 309. https://ru.wikipedia.org/wiki/Эффект\_Барнетта
- 310. https://ru.wikipedia.org/wiki/Гиромагнитное\_отношение
- 311. https://www.membrana.ru/particle/9819
- 312. https://ru.wikipedia.org/wiki/Сверхпроводимость#Гравитомагнитный\_моме нт\_Лондона
- 313. https://ru.wikipedia.org/wiki/Висмут
- 314. https://ru.wikipedia.org/wiki/Вакуум
- 315. https://ru.wikipedia.org/wiki/Поляризация\_вакуума
- 316. How to Make/Build a Lifter or Ionocraft. https://www.youtube.com/watch?v=vzZy1Aqleno https://www.youtube.com/watch?v=71v5sFu7LT8
- 317. Lifter experiments under vacuum and at one atmosphere. https://www.youtube.com/watch?v=d7Hxd0fAYhw
- 318. Lifter test in vacuum by NASA. https://www.youtube.com/watch?v=xYMUv1VJ3VQ
- 319. Asymmetric capacitor operating in high vacuum\_v1. https://youtu.be/CGN65lse5yE
- 320. 電子は存在しない? 化学物理学と電気論における理不尽な不一致. https://www.youtube.com/watch?v=gAxPZXl9i04 物理学者たちは電流とは何かを知らない. 電気に関する 7 つの不都合な事実. https://www.youtube.com/watch?v=kmvhCYeRPV4
- 321. D. Kruk 『ニコラ・テスラ. マトリックスから脱出せよ』, モスクワ, Rodina, 2019, 272 p.

432 文 献 322. https://ru.wikipedia.org/wiki/Гравитационное\_поле\_Земли https://pokyer.ru/karta-gravitatsionnogo-polya-zemli https://d3.ru/gravitatsionnaia-karta-zemli-281199/?sorting=rating 323. 単原子金. デビッド・ハドソン. https://www.youtube.com/watch?v=fsnu\_xpH5\_E 324. 単原子金の謎と可能性. http://www.moscowuniversityclub.ru/home.asp?artId=15751 325. 金のナノ粒子の調製. https://www.youtube.com/watch?v=AnyocFbLsWM 326. https://ru.wikipedia.org/wiki/Гал\_(единица\_измерения) https://ru.wikipedia.org/wiki/Ускорение\_свободного\_падения 327. 論文«Von Braun's 50-Year-Old-Secret. Parts 1 and 2». 英語: https://www.bibliotecapleyades.net/exopolitica/exopolitics vonbraun02.htm https://web.opendrive.com/api/v1/download/file.json/OV8xNjg0NTg0NDFf?inli ne=1ロシア語: http://divinecosmos.e-puzzle.ru/Article59.htm http://divinecosmos.e-puzzle.ru/Article59-2.htm 下記にも詳しい情報が提示されている: https://en.wikipedia.org/wiki/Jupiter-C https://en.wikipedia.org/wiki/Explorer\_1 328. ボールベアリングモーター. https://www.youtube.com/watch?v=\_fhgxbjcCk 329. ボールベアリングモーターに関するコメント. https://www.voutube.com/watch?v=nVCD1TqOBjc 330. ボールベアリングモーター. https://www.youtube.com/watch?v=EEIMQczg9jM https://www.youtube.com/watch?v=dQUkWFwCxrE 331. ミルロイモーター, ver. 2. https://www.youtube.com/watch?v=RiOBDbOAiGU 332. 交流ミルロイモーター, ver. 3. https://youtu.be/PdfrjLwyc4g 333. 奇妙なモーター. https://www.youtube.com/watch?v=i7L0F1GZpdo 334. V.V. Kosyrev, V.D. Rabko, N.I. Velman 「モーター」, モスクワ, ソビエト連邦発明発 見国家委員会,特許番号 155216,1963,2 p. 335. D.F. Moore 『摩擦学の基礎と適用』, モスクワ, Mir, 1978, 487 p. 336. https://ru.wikipedia.org/wiki/Подшипник 337. L.G. Aslamazov「円運動」, 『量子』, 1972, 第9号, p.51-57. https://alsak.ru/item/223-8.html 338. G.B. Iosilevich 『機械部品』, モスクワ, Mashinostroenie, 1988, 368 p. 339. O.P. Lepikov 『機械部品・ユニットの計算・設計の基礎』, 増補改訂第3版, モス クワ, Mashinostroenie, 2007, 464 p. 340. V.M. Pliss 『転がり軸受中における摩擦の研究:実験作業の実施と書類作成に関 する方法指示書 第2号』,ハバロフスク,ハバロフスク国立工科大学出版部, 2000, 15 p. 341. N.G. Polyushkin 『摩擦・摩耗・潤滑理論の基礎』, クラスノヤルスク, クラスノ ヤルスク国立農業大学,2013,192 p. 342. V.I. Anuriev 『機械設計・製造技術者のための便覧』, 全3巻, 第2巻, 増補改訂 第8版, 監修: Zhestkovaya, モスクワ, Mashinostroenie, 2001, 912 p.
- 433 文献
- 343. https://ru.wikipedia.org/wiki/Трение\_качения
- 344. 転がり摩擦. http://k-a-t.ru/tex\_mex/11-statika\_trenie2/
- 345. Yu.M. Nikitin 『航空用エンジンの部品・ユニット要素の設計』, モスクワ, Mashinostroenie, 1968, 323 p.
- 346. V.K. Dyachkov 『吊り下げ式コンベヤー』, 増補改訂第 3 版, モスクワ, Mashinostroenie, 1976, 320 p.
- 347. Yu.V. Sharlovsky 『計測器の調節装置とその要素』, モスクワ, Mashinostroenie, 1976, 311 p.
- 348. V.A.Chizhov「ニッケル-水素系中における熱過程時のウィルソンの霧箱中における「奇妙な」放射およびそのエネルギーの推定」, ロシア諸民族友好大学, 2020 年 2 月 20 日.
- http://lenr.seplm.ru/seminary/prezentatsii-i-video-seminara-v-rudn-27022020 349. https://ru.wikipedia.org/wiki/Органическое\_стекло
- 350. V.A.Chizhov「ニッケルー水素系からの「奇妙な」放射の挙動の特徴について」, 『第 27 回化学元素の常温核変換と球雷に関するロシア会議資料』, 2022, モス クワ, 10 月 3-7 日, p.146-158.
- 351. A.I. Nikitin, V.A. Nikitin, A.M. Velichko, T.F. Nikitina 「薄膜上の痕跡と多価クラスター」, 『RENSIT: 無線電子工学・ナノシステム・情報技術』, 2021, 第13巻, 第3号, p.355-358.

A.I. Nikitin, V.A. Nikitin, A.M. Velichko, T.F. Nikitina「薄膜上の痕跡と多価クラスター」,『RENSIT:無線電子工学・ナノシステム・情報技術』, 2022, 第14巻, 第3号, p.249-268.

A.I. Nikitin, V.A. Nikitin, A.M. Velichko, T.F. Nikitina 「奇妙な」粒子の構造モデルの 検証の基礎としての「奇妙な」粒子の痕跡の種類」,『第 27 回化学元素の常温核 変換と球雷に関するロシア会議資料』, 2023, モスクワ, 10 月 3-7 日, p.209-228.

- 352. V.L. Bychkov 『地球大気中における自然球雷と人工球雷』, モスクワ, MAKS Press, 2021, 624 p.
- 353. V.A. Zhigalov「我々は奇妙な放射について何を知っているか?」, クリモフーザテレピンウェビナー, 2021 年 3 月 17 日. http://lenr.seplm.ru/seminary/video-seminara-klimova-zatelepina-17-marta-2021
- 354. 静電モーター. https://www.youtube.com/watch?v=af2AgTyDRyI
- 355. (a) P.P. Gariaev 『波動ゲノム』, モスクワ, Obshchestvennaya polza, 1994, 279 p.
  (b) P.P. Gariaev 『波動遺伝コード』, モスクワ, Izdattsentr, 1997, 108 p.
  (c) P.P. Gariaev 『言語-波動ゲノム:理論と実践』, キエフ, 量子遺伝学研究所,
- 2009, 218 p.
- 356. https://ru.wikipedia.org/wiki/Гаряев,\_Пётр\_Петрович
- 357. V.L. Gordievsky 『科学的事実としての個体不死』, 増補第2版, モスクワ, Triumf 出版社, 2022, 239 p. http://www.vgordievsky40.ru [本書はこのサイトで入手可能]
- 358. N.P. Kasterin の研究に対する言及およびそれらの言及に関する分析. http://old.ihst.ru/projects/sohist/papers/and97ph.htm

[訳注] 文献 [40,45-50,52,69] の著者であり,本文中で何度も言及されているニコライ・ア レクサンドロヴィッチ・マグニツキー (Nikolai Alexandrovich Magnitskii) は数理物理学博士, モスクワ国立大学およびモスクワ物理工科大学教授。N.A.マグニツキーは 2021 年に«Теория сжимаемого осциллирующего эфира» (『圧縮性振動エーテルの理論』) という注目すべき著書 を発表した。本書の英訳版が 2022 年に出版された: «N. A. Magnitskii. Theory of Compressible

# 434 文献

Oscillating Ether. URSS. 2022. 216 pp.» 。本書の要約,目次および序文を次のサイトで閲覧する ことができる: Magnitskii N. A. / Theory of Compressible Oscillating Ether / ISBN 978-5-9710-6789-4 (urss.ru)。本書の原著および英訳版は日本のロシア書籍専門店で購入することができ る。

#### 物質\*の構造に関する幾人かの偉大な科学者の理解

R.デカルト(1596-1650)は、古代ギリシア人に倣い、空間全体を密に満たし、光波の伝達を担っている物質\*の存在という問題を設定した。特に、彼は物質\*および惑星の形成を多数の大粒子からなるエーテルの渦の性質によって説明していた。

I.ニュートン(1643-1727)は、力学の原理からそれ以外の全ての自然現象を導き出 すことが可能であり、それら全ての現象は何種類かの力によって引き起こされている とみなしていた。物体の粒子は、それらの力により、「今はまだ未知の」原因の結果、 あるいは互いに引き寄せられ、結合して規則正しい形状となり、あるいはまた互いに 斥け合い、互いから遠ざかる。光は物質に、また物質は光に転化することが可能であ る。

M.V.ロモノーソフ(1711-1765)は、全ての特殊な種類の物質\*の存在を否定し、エ ーテルのみを認めていた。

M.ファラデー(1791-1867)は、「世界エーテル」をある種の力線の総体として理解していた。彼は空虚を通じた遠隔作用の可能性を断固として否定していた。

J.C.マクスウェルは(1831-1879)は、その著作において、擾乱は世界エーテル中において1点から別の1点へ伝播すると結論している。マクスウェルは、エーテルは流体であると述べており、ヘルムホルツ、ランキンその他の流体力学研究者たちによる理想流体媒質中における渦の運動という理解に依拠してその方程式を導出している。

19世紀を通じていくつかのエーテルモデルが提唱された。それらのモデルの大部分は、エーテルの構造および相互作用の性格に関する問題に答えていなかった。例えば ヘルツは、エーテルは物質\*によって完全に捕獲されるという着想を提起した。

W.トムソン(ケルビン卿, 1824-1907)により,いくつかのエーテルモデルが提唱 された。彼は,磁束としてのエーテルの速度,また,誘電変位の大きさとしてのエー テルの回転速度に関する予想を述べた。彼は,もしエーテルが摩擦のない完全な非圧 縮性流体であるのなら,原子はヘルムホルツのトロイダル渦環であることも示した。

J.J.トムソン(1856-1940)の学派は、この方向での研究を引き継いだ。J.J.トムソンは、物質\*および相互作用の渦理論を首尾一貫した形で発展させ、1903年、エーテル渦理論から出発して $E = mc^2$ であることを示した。

このように、ケルビン卿およびJ.J.トムソンは、唯一の物質\*―エーテル―について検討していた。この物質\*の発現の様々な種類は、その運動論的運動の様々な形態と関係付けられていた。

D.I.メンデレーエフ(1834-1907)は、エーテルの化学的性質を決定しようと試みて いた。エーテルは彼によって「ニュートニウム」という名称で化学元素表の「ゼロ行」 に含められていた。

N.Ye.ジュコーフスキー(1847-1921)もまた,エーテルは存在するという立場を堅持し,力学モデルに基づいてマクスウェル方程式を得ようと試みていた。彼はこう書いている。「私は,巨大速度に関する問題,電磁論の主要問題は,ガリレイおよびニュートンの古い力学を用いて解決されるだろうと確信している」。

K.E.ツィオルコフスキー(1857-1935):「自然現象を力学的方法で説明することに 見切りをつけた科学者たちに、私は賛同しない。科学研究の最新方向は長くは続かな いだろうと私には思える。彼らは再び、力学的基礎に移行することになるだろう」。

とりわけ、ソ連科学アカデミー会員V.F.ミトケーヴィッチ(1872-1951)に注目する べきである。彼はエーテルが存在する事実を認める必要性、そしてエーテルに対する 力学的観点を主張し続けた。彼の著書『基本的物理学観』および『磁束とその変換』 は、今なおアクチュアルな意義を持っている。

# 本書の諸版に関する意見からの引用

「諸領域の収斂とブレイクスルー技術の数学的基礎が提唱された。」一科学界の新 聞『ポイスク [Poisk, 探求]』(第26号, p.13)の記事<sup>[訳注]</sup>

「彼らに誤りはない。なぜなら,彼らは保存則を使って仕事をしているからだ!」 —A.A.ルハゼ [A.A. Rukhadze]

「こうでなければならない! 私にとって, [本書で主張されている--訳者補足] いくつかの事柄は常に自明のことだった。この本は素晴らしく良く書けている! 実に美しく,最も基本的なところから叙述されていることに,私は深い感銘を受けた。帰宅して,この本をざっと拾い読みした。それから腰をおろし,夕食もとらずに読み続け,朝5時に読み終わった。一気に読了した! この本を推奨する。」-N.V.サムソネンコ [N.V. Samsonenko]

「夕方にこの本を手に入れ, 我慢しきれず, 夜の2時までじっくり検討しながら読んだ。本書を全ての人にお奨めする。これは確かに, 非常に面白く, ユニークな労作だ。」 — M.Ya. イワノフ [M.Ya. Ivanov]

「これは単なるモデリングではなくて、まさに自然全体の古典的理解であると、私は主張する。なぜなら、ここには、ガリレイ変換と、ニュートン力学と、連続体力学があるからだ。古典科学の観点から世界を見る眼差しだ。(略)我々は、事実上、新たなプログラムの誕生、しっかりとした数学の脚で立ち上がり始めたばかりの、れっきとした一分野の誕生に立ち会っているのだ。(略)本書はアウトサイダーたちには興味を起こさせない。実は、彼らがここで理解できることは少ない。本書が惹き付ける相手はプロフェッショナルだ。私はこのことに本書の大きな役割を見ている。著者らはそれぞれの領域におけるプロフェッショナルである。彼らは、我々は何ができて何ができないか、我々は何を知っていて何を知らないかを本当に理解しているので、我々が進んでいくことが可能な道を切り開いてくれている。」一A.Yu.グリャズノフ [A.Yu. Gryaznov]

「私見によれば、これは統一場理論に関する最良の仕事である!」—I.A.グドフシチ コフ [I.A. Gudovshchikov]

「最も重要なのは、現在中心的課題となっている問題の解決策を、実践的応用を通じて見出そうと試みることである。このことが、理論が機能していることを科学者たちや一般の人々に証明する可能性を与えるであろう。地質学において最も緊急性の高い問題は、事実上2つにしぼられる。それは、地震の原因および巨大鉱床の形成条件を理解するという問題である。ここで、我々は不可避的に問題の物理哲学的側面(物質、運動)に深く入り込むことになる。本書における新たな着想とモデルは、地球の内部構造の解明における前進にとって、きわめて重要で興味深い。」-V.I.シャロフ[V.I. Sharov]

「私たちにとって、このアプローチはきわめて魅力的です。私たちはこの研究領域の専門家であり、これらの問題に十分精通しているので、あなた方が当を得た仕事をしていることが理解できます。」「20-21世紀の傑出した科学者たちは、球雷の説明をどうしても見出すことができませんでした。何か新たなものに依拠する必要があります。エーテルパラダイムは、きわめて魅力的に思われます。」-V.N.ザテレピン [V.N. Zatelepin]

「彼らは物理学をぶち壊した。」-B.M.パホモフ [B.M. Pakhomov]

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup>「日本語版付録」の書評1(p.446)を参照されたい。

「私は、あなた方が得た結果は歴史的結果だと思います!」「私は、私のモノグラフ 『科学的事実としての個体不死』が自由にアクセスできる形で公開されたことをお知 らせすることを自分の義務と考えます。この研究では、あなた方によって開拓された エーテル理論が枠組み形成要因として採用されています。本書はサイト http://www.vgordievsky40.ru/でダウンロードすることができます。」―V.L.ゴルジエフ スキー [V.L. Gordievsky]

「理論物理学の現在のパラダイムにおける数理モデルは、白い糸で縫い合わされた 裁ち屑でできた毛布のようなものだ。」「エーテルは、ある所ではトンネル効果付きの 電子に、また別の所では仮想粒子に取り替えられてしまった。」「物理学は、「本書の出現 により、」今や、対象物に相矛盾した性質を与える理不尽な科学から、合理的な科学に転 化した。」「著者は理論を提唱し、その徹底的な実験的検証を提示した。」「新たな科学 の方向をロシアで切り開く必要がある! 理論の仮称は弱結合連続体力学である。」 FS.ザイツェフ[F.S. Zaitsev。この書評はF.S.ザイツェフが本書第2版の共著者になる前の第1版に対する ものである。]

「本書は科学にとって巨大な意義を持っている。」「自然科学におけるパラダイムシフト。」「物理学に関する初等読本。」「著者らは、物理学におけるアウゲイアース王の牛舎<sup>[歌注]</sup>を掃除せざるを得なくなったのだ。」「今や、自らの理論を提唱しようとする各研究者は、次の選択を迫られている。本書で提示されている全ての定量的結果を自らのモデルにおいて繰り返すか、それとも、提唱されているエーテルモデルに方向転換し、必要があればこれを発展させ、これに基づいて新技術の創出を試みるか。」一書評より

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> 「アウゲイアース王の牛舎」については Wikipedia の記事「アウゲイアース - Wikipedia」を参照 されたい。

### 本書の方法論と結果のすり替え・歪曲・無理解

本書の出現は、自然の数理モデルのバーを新たなより高いレベルに上げた。自らの 自然モデルを提唱する研究者たちが、小さいクラスの現象の枠内にとどまっていられ た時代は過ぎた。今や、あれこれのモデルの適切性を根拠付けるためには、そのモデ ルから電気、磁気、電気力学、重力の全ての基本法則を論理的に導出するとともに、 本書に提示されているその他全ての定量的結果を得ることが要求されている。このよ うな状況は、当然、狭い範囲の課題の枠内にとどまっている研究者たちの間で敵意を 引き起こす可能性がある。

それだけでなく、本書は、得られた結果を数理モデリングのパラダイムの中で具体 的事実に基づいて科学的に議論する代わりに、ときには礼節の枠を超えるような様々 な種類のすり替えや歪曲を用いて公衆を自分の方へ引き寄せようと攻撃的なやり方で 試みているニセ科学者たちに対して、けっして休息を与えない。そのような振る舞い の原因を分析すれば、科学の新方向に対する不信感を減少させることができるであろ う。

しかし、そのような科学者たちの行動動機の詳細点の解明は、社会学者や心理学者、 また、神経病専門医や教育者に委ねよう。ここでは、科学的議論で受け入れられてい る、「無理解」あるいは「錯誤への誘導」というニュートラルな用語を使って、出現し たすり替えの論理破綻について検討しよう。検討に際しては、すり替えをしている者 たちの陳腐な主張には言及しないことにしよう。彼らの主張は、彼らが本書の序文お よび§1を読む労を取ろうとしなかったこと、また、連続体力学、高等数学および数理 モデリングの基礎についてまったく無知であることを示している。ここに提示されて いる解説、また、本書の概要に関するスライドやビデオで既に与えられているコメン ト(サイト http://eth21.ru 参照)が、彼らをもうこれ以上そのようなテーマに立ち戻 らせなくすることを我々は期待している。

残念ながら,科学の前線で働いている多くの科学者は,公衆の面前での中傷に回答 するための時間を見出すことができない。このことが,新原理に基づく技術に関する 理論的に根拠付けられた定量的研究に常識ある広範な研究者たちを引き入れることを 困難にし,その結果, 焦眉の社会的ニーズを適時に満たすことを妨げていることも含 め,ネガティブな帰結をもたらしている。

**無理解1** 数理モデリングの方法論とは著しく異なった方法論のパラダイムの中での本書に対する批判。

**解説** 普通,科学方法論は,高等教育機関,特に物理学,技術,工学を専門とする 学科では教えられていない。それゆえ,このようなテーマは,多くの人々にとってま ったくなじみがない可能性がある。

手短に言えば、それぞれの科学方法論、すなわち数学、応用数学、実験物理学、理 論物理学、哲学、自然哲学、等々の方法論は、主張の根拠付けに関する独自の規則を 持っている。その際、ある方法論の主要規則が、他の方法論では絶対に適用されない 場合がしばしばある。

本書における研究は、20世紀後半に傑出した科学者たちによって開発された数理モ デリングの方法論(p.10の引用文献参照)に従って行われている。これは最も成功し ている、そして最も人々に求められている方法論であり、そのおかげで、新原理に基 づくきわめて複雑な装置、材料および技術が創出されている。特に、この方法論では、 数理モデルは、そこから導き出される帰結が十分に確立された全ての実験的事実と一 致していれば、適切なモデルとみなされる。その際、同一の現象に関する相異なる複数のモデルが存在することが許容され、モデルの基礎の全面的見直しを行うことが可能とされている。時間の経過とともに、実践的適用にとって有益で、最も単純かつ完 全なモデルが選び出される。

その他の科学方法論では、主張の根拠付けに関するそれとは別の規則が立てられている。例えば、理論物理学では相対論および量子力学の公準がいったん採用されると、 それが永久に適用され続けるのに対し、自然哲学の方法論は自然科学における任意の 理論および事実に依拠することができる。

その根拠付けの方法が数理モデリングでは認められていない他の方法論のパラダ イムの中での本書に対する批判は,論理的誤謬である。

本書に対して現在行われている批判は,通俗的自然哲学の立場からのみ与えられて いる。そこでは事実上全てが可能であり,また,それと理論物理学の方法論との混合 物はドグマに基礎を置いている。それらの方法論における主張の根拠付けの基本的方 法は,本書で用いられている数理モデリングの方法論では容認不可能である。それゆ え,そのような批判は破綻している。

無理解2 物理学と数学の対置。

**解説** 物理学は数学的概念を用いて定量的法則を表す。多数の数学的概念がまさに そのために創出されてきた。物理法則が数学を用いて定式化されるやいなや、数学的 な定理および方法のストック全体を物理学において適用することが可能になる。なぜ なら、数学では、それらは論理的に厳密に証明されており、論理はあらゆる科学方法 論の基礎であるからである。数学がなければ、物理学は、実践において利用すること が困難な、現象論的科学になってしまうであろう。

あれこれの形式的な数学的関係の物理的解釈という,それとは逆の問題も存在する。 科学の様々な領域における数学的関係の解釈に関する課題には、「数理モデリング」部 門におけるそれも含め、応用数学が取り組んでいる。この大きな知識のセグメントは、 普通、物理学者、技術者および工学者には教えられていない。それゆえ、このような 専門分野の代表的な人々の間で、科学研究における数学の適用および数学の役割の理 解をめぐって問題が生じることがある。

無理解3 本書に提示されているエーテル理論は相対論を再現しておらず,それゆ え,不完全である。

**解説** 数理モデリングの方法論の観点から見ると、相対論モデルは役に立たない。 なぜなら、その帰結、すなわち質量の無限大への増大、物体による幾何学的サイズの 喪失、時間の停止、磁場および電場の大きさの無限大への増大は自然界において観測 されていないからである。

**無理解4** ある論文からの引用:「エーテル中における物体の速度は光速度を超えることができる。しかし、この結果は数理モデルからは導き出されない。なぜなら、 採用されているモデルは相対論的効果を記述していないからである」。

**解説** 錯誤への誘導。論理的誤謬が犯されている: あれこれのモデルにおいて相対 論的効果が記述されていないことは, そのモデルにおいて光速度の超過を記述するこ とは不可能であるという結果を導かない。

**無理解 5** 本書に提示されているエーテル理論は量子力学を再現しておらず,それ ゆえ,不完全である。

**解説** 量子力学の再現は、原理的に、数理モデリングの方法論には適合しない。な ぜなら、量子力学の基本概念―波動関数―は、量子力学自体の主張によれば、物理的 解釈を持たないからである。数理モデリングは、それとは逆に、物理的解釈を持って いる何らかの定量的特性による現象の記述から始まる。それだけでなく、数理モデリ ングでは、実験で直接観測される定量的関係、例えば運動量保存則から出発すること になっている。それに対して、量子力学では、シュレーディンガー方程式およびその 改変版が満たされるかどうかは、実験からは直接導き出されない。なぜなら、シュレ ーディンガー方程式がそれに関して記述されている波動関数は、実験では測定されな いからである。

エーテル理論では、量子力学の方程式は、運動する物体によって創出されるエーテル速度の小規模擾乱の振動方程式からの単純な帰結であることが§4.2 で示されている。

**無理解6** 筆者らの研究報告会で会場から飛ばされたヤジ:「もっと前にカステリンがもう全部成し遂げていた」。

解説 このヤジには根拠がない。N.P.カステリン [Nikolai Petrovich Kasterin] は、マクス ウェル方程式を、媒質に関するニュートンの第2法則からの数学的帰結として得たの ではなかった。

ヤジの主は、おそらくマクスウェル方程式の分析に関する N.P.カステリンの研究を 高く評価していた N.Ye.ジュコーフスキーの意見を知っているものと思われるが、しか し、N.P.カステリンの研究(例えば N.P. Kasterin『空気力学と電気力学の基礎力学の一 般化.1936年12月9日の科学アカデミー特別会議における報告』、モスクワ、ソ連科 学アカデミー出版出版部、1937)について、注意深く検討したことがないらしい。N.P. Kasterin の研究に対するその他の言及およびそれらの言及に関する分析は[358]で見 出すことができる。

N.P.カステリンは、当時としては重要な結果を得たが、しかし、いくつかの個別的場合しか検討しなかった。

彼は、ニュートンの第2法則からではなく、彼が「運動ポテンシャル」と名付けた、 あるラグランジュ関数を用いた媒質の記述から出発していた。このようなアプローチ は、本書で提唱されているアプローチと比べて一般性の度合いがより小さい。なぜな ら、連続媒質の全ての運動がラグランジュ関数あるいはハミルトン関数を用いて記述 することが可能というわけではないからである。

それだけでなく, N.P.カステリンは, 渦軸と関係した座標軸を導入したため, 媒質の 渦運動についてしか検討しなかった。

上記の報告で N.P.カステリンが示した主要な結果を手短に列挙しよう。

オイラー方程式の一般化が提案された。しかし、その際に利用された運動ポテンシャルに関する表式は挙げられていない。ただ単に、運動ポテンシャルは「実験的に立 証され、万人に認められている空気力学場および電場の性質に基づいて形成されている」としか述べられていない。

N.P.カステリンは、運動ポテンシャルを用いて、外見的な形が渦場に関する一般化空気力学方程式に似ている、一般化マクスウェル方程式に到達している。彼はこれに基づき、マクスウェル方程式とはある種の媒質中における渦運動の記述であるという解釈を与えている。ところが、その媒質のパラメーターを通じた磁場および電場の表現は挙げられていない。

マクスウェル方程式のさらなる一般化は、「全ての渦場方程式を完全に採用する」こ とによって行われている。

電気力学は渦管の運動として検討されている。量子化は渦管の離散性と関係付けられている。

最後に,電子,陽電子,陽子,中性子,反陽子,ニュートリノおよび光子の渦的解

441 本書の方法論と結果のすり替え・歪曲・無理解

釈が与えられている。

**無理解7** よくある質問: 「巨視的物体中に存在しているエーテルの密度は,その 物体の質量とどのような関係を持っているのか?」

**解説** エーテル密度の場合には、電磁測定単位(245)がより自然であることに注目 しよう。この単位では、エーテル密度と質量の関係に関する疑問は生じない。

エーテル密度の力学的測定単位(246)の導入は、エーテル流束密度の力学的な力の 作用の測定の可能性との関連において行われている(§20.4 および p.18 参照)のであ って、巨視的物体の質量という概念の導入に基づいて行われているわけではない。

我々の理論では、物体(必ずしも巨視的物体ではない)の重力質量という概念は、 その物体と関係を持っているエーテルの流れに対するエーテル重力束の圧力勾配の作 用の公式における係数として導入されている(§16.2 および§17.2 参照)。すなわち、 質量を持つという物体の性質は、2 つのエーテル流束が相互作用するときに生じるの である。

このように、このアプローチでは、巨視的物体の重力質量を物体中に存在するエー テルの質量とみなしてはならない。なぜなら、物体中のエーテルの質量は、一般的に 言えば、相互作用しているエーテル流束とは無関係であるからである。言い換えると、 巨視的物体中のエーテルの量は、物体の巨視的密度あるいは質量とは直接的な関係を 持っていない。

無理解8 ある報告からの引用:「重力の伝播速度に関する問題は最終的に解決されていない」。

**解説** ブイチコフーザイツェフの重力のエーテルモデルには、「重力の伝播速度に関する問題」は存在しない。なぜなら、そのような現象は存在しないからである。このモデルでは、重力の力は、エーテル重力束と、その重力束中に存在する物体の構造要素の渦流束との相互作用領域中において局所的にのみ発生する。力が、例えば翼上におけるジュコーフスキーの揚力の場合のように、流れの相互作用(交差)領域中においてのみ局所的に発生するときには、その力の存在領域からの力の伝播に関する問題は生じない。なぜなら、その領域の外部には、その力を生み出している流れのうちの一方がもはや存在しないからである。飛行機の翼の揚力に関する [26,§104] を再度注意深く通読し、доклад в РУДН от 28.05.2020 [2020 年 5 月 28 日ロシア諸民族友好大学で行われた報告]のスライド 19 を見ることが有益である。ブイチコフーザイツェフの重力のエーテルモデルでは、物体から遠く離れた所には重力の力は存在しない。翼上におけるジュコーフスキーの揚力との類推を行うと、「翼の外部」(翼のサイズのオーダーの距離の所)には、重力の力はもはや存在しない。

**無理解 9** ある公表文献からの引用: 「電場強度に関して採用されている定義E = **u**・**∇**(*ρ***u**)は,起電力に関するマクスウェル方程式と矛盾している[筆者注—L.S. Polak [Lev Solomonovich Polak]『マクスウェルと 19-20 世紀物理学の発展』, p.95, p.68 参照]:

$$\mathbf{E} = \frac{1}{c} \mathbf{V} \times \mathbf{B} - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \nabla \varphi.$$

(ここで**V**はループまたは基準系の速度;**A**はベクトルポテンシャル; $\varphi$ は電位)。このことは、電気力学の記述という部分において、数理モデルに疑念を抱かせる」。

**解説** この引用文にはいくつかの論理的誤謬が含まれており、それらの誤謬により、 上記の本全体の価値がいっぺんに失われている。考察されているEに関する 2 つの公 式には、意味が相異なる物理量が含まれている。それゆえ、これらの公式を直接比較 してはならない。それだけでなく、恒等式と等式の違いが無視されている。3 つ目の 論理的誤謬: この引用文の著者は, 起電力に関するマクスウェル方程式は個別的場合 であり, エーテルの運動量保存則(24)

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{E} = \frac{\mathbf{F} - \nabla p}{k_{\mathrm{m},0}}$$

の近似であることを理解していない。

実際,外部ジュコーフスキー力の密度が $\mathbf{F} = (k_{m,0}/c)\mathbf{V} \times \mathbf{B}$  ((131)参照)の場合には、この方程式において $\mathbf{A} \equiv c\rho \mathbf{u}$  (p.39)であることを考慮すると、非回転電場の経時的変化が微弱な場合で $\varphi \approx p/k_{m,0}$ であるとき ((74)参照)、起電力に関するマクスウェル方程式に到達する。

起電力に関するマクスウェル方程式は、実験で裏付けられているとみなされている、 一般に受け入れられているマクスウェル方程式系には含まれていないことを強調しよ う。このことは、おそらく、ベクトルポテンシャルAを測定する必要があるため(Aの 測定はエーテル流束密度puの測定を意味するはずである)、この方程式を実験で検証 することには問題があることに起因しているのであろう。この方程式をマクスウェル 方程式系に含めないことの正しさについての理論的根拠付けは、上記において行われ たエーテル的分析を与える。すなわち、起電力に関するマクスウェル方程式は個別的 場合であり、エーテルの運動量保存則の近似であって、それゆえ、この法則からのよ り一般的な帰結にこの方程式を追加することには意味はないのである。

**無理解 10** ある報告書からの引用: 「微視的エーテル粒子―ニュートニウム―以 外のいかなる物質\*も存在しない」。

**解説** 錯誤への誘導。本書および筆者らの報告書において、そのようなことはまったく主張されていない。筆者らは、ただ単に、最も単純な場合、すなわち単原子気体に似た粉粒体媒質のモデル(§21の冒頭参照)から出発して、エーテルの運動論的パラメーターの推定を始めたにすぎない。数理モデリングにおいては、それ以外の運動論的エーテルモデルも存在し得る。

**無理解 11** ある公表文献からの引用: 「渦境界層の保持メカニズムの完全な不可 解性と非説明可能性(略)。提唱されているそのような全ての場のエーテルモデルにと って,そのような境界層の形成メカニズムの欠如が,克服し難い(あるいは克服され なかった)障害となっている」。

解説 渦の創出,安定性および相互作用,また渦力学における保存則に関する問題 の十全な記述は,物理学から,さらには連続体力学に関するあらゆる研究から「追放」 されている。なぜなら,そのような記述は,量子力学および相対性理論において問題 を引き起こしている諸現象に関する明快な理解,例えばローレンツ力に関する渦の相 互作用としての理解をただちにもたらすからである (доклада в РУДН от 28.05.2020 [前掲報告]のスライド16 も参照されたい)。多くの研究者において,ブイチョフーザイ ツェフのエーテル理論の理解をめぐって問題が生じている原因は,まさにここにある。 渦力学に関するより深い知識の習得は,§10.2,§11 およびそこで指示されている文献 から始めることができる。

**無理解 12** ある報告書からのエーテル密度に関する引用: 「いかなる実際の実験 的検証や諸量の対比も前提としていない,(略) s g<sup>1/2</sup> cm<sup>-3/2</sup>というまったく馬鹿げた 不可思議な次元」。

**解説** この批判は、電磁単位および力学単位での他ならぬエーテル密度という量が 関係している、本書で分析されている何十もの実験を無視している。「エーテル密度」 という概念を適切に会得するため、第3版まえがきの p.17-20 における解説に目を通 し, доклад в РУДН от 28.05.2020 [前揭報告] のスライド 10 に対するコメントに注意を 払い, p.25 を含め, §20.7, §20.8 および本書のこれに関係する諸節を精読するととも に, CGS 単位系における電気単位および磁気単位の次元を思い出すべきである。

無理解13 ある報告書からの引用:「著者らの理解によれば,重力の駆動要因/メ カニズムは,重力的に相互作用する2つの物体の中心を結ぶ線に沿ったエーテルの圧 力(密度)勾配(差)であることが著者らによって明確に裏付けられた。(略)太陽系 の大天体の重力相互作用の現実の幾何学的スキームに関する検討は,重力に関する課 題の現実の幾何学的スケールにおいては,エーテル圧力勾配を維持することは不可能 であるから、連続体モデルは不適切であり、適用不可能であることを示している」。

**解説** この批判は、ブイチコフーザイツェフの重力のエーテルモデルの核心を歪曲 し、現実に観測されている自然界における大規模渦を無視している。このモデルでは、 重力にさらされている物体のスケールが検討されている。доклад в РУДН от 28.05.2020 [前掲報告] のスライド 16 に対するコメントでは、物体はエーテル重力束に とって透過可能であるので、原理的に、エーテル重力束と、原子によって引き起こさ れた物体内部のエーテル流束との相互作用を検討する必要があることが述べられてい る。しかし、このアプローチでの微視的世界に関する十全なエーテル理論はまだ構築 されていない。それゆえ、今はまだ、物体の構造要素の関与の下で創出された巨視的 境界層を持つモデルの枠内にとどまらなければならない。それだけでなく、それと同 じ報告のスライド 15 では、おそらく、重力の計算に際しては、さらに、(翼の揚力に おけるように、圧力差に加えて) 渦力積保存則に起因する力を考慮する必要があると 述べられている。しかし、それを行うことが可能になるのは、微視的世界の記述がな された後のことである。

より分かりやすくするために例を挙げると,翼のサイズはグライダーから地面まで の距離と比べると小さい。ところが,揚力はそのような距離のスケールを持った空気 流束中で発生する。もう1つの例: 圧力勾配は大気の大規模渦中で長時間存在し続 ける。

無理解 14 公開往復書簡からの引用: 「残念ながら,著者らは,混合媒質に関するドルトンの法則—混合物の全圧は分圧の和に等しい—に違反している!」。F.S.ザイツェフ, S.M.ゴジンの 2022 年 2 月 15 日付報告(15.02.2022, 2ч:24мин:50с и далее, http://eth21.ru/LENR.html)の考察からの引用: 本書で推定されているエーテル密度の代わりに,「宇宙の臨界密度10<sup>-26</sup> [kg/m<sup>3</sup>]を取る必要がある」; 「10<sup>11</sup> [Pa]の圧力下にあるエーテルは,媒質の抵抗が大きいため,(略)物体が大きな圧力下にあるそのような粉粒体媒質を通過して損失なしに移動することができるのと同じように,(略)ロケットなどの物体が自らの中を通過することを許さない」。

**解説**「理想的気体の混合物の圧力はそれらの気体の分圧の和に等しい」というドルトンの法則は、同一温度の気体に関して得られた(例えば[36, chap.2, §2; 27, §7]。この法則は、諸気体の担体のサイズの違いが対比不可能なほど大きい混合気体の場合には働かない。なぜなら、その違いがある場合には、そのような気体の温度は、観測可能な時間内には均一化しない[27, p.202]からである。

原子,分子およびそれらからなる物体,ならびにそれらの間の距離は,ニュートニウムとの関係においては,ニュートニウムのサイズ(§21.2)より30桁以上大きいため, 巨視的である。一般的場合には,巨視的物体の温度はニュートニウムの温度と均一化しない。分子運動論との類推によれば,巨視的物体から大きな距離の所では,ニュートニウムの温度は,ニュートニウムの熱伝導性,対流によって,またそれ以外の諸過程によっても決定される(§21.4の末尾および§21.5参照)。それだけでなく,ニュート ニウムと巨視的物体との相互作用は非弾性的である。特に,ニュートニウムのサイズ は巨視的物体の構造要素間の距離と比べて極端に小さいため,巨視的物体は定常状態 に近いエーテル流束にとって透過可能であり,このこともエーテルと巨視的物体の温 度の均一化を妨げている。これらの理由により,ドルトンの法則は,巨視的物体とニ ュートニウムの「混合物」に対して適用することができない。

より分かりやすくするため、次の類推について検討しよう。弾性衝突し合う砲弾が 気体中を飛んでいるとしよう。それらの砲弾は、気体と砲弾の相互作用がその中で生 じている境界層の厚さが砲弾間の特性距離と比べて小さく、かつ境界層の総体積が気 体の体積よりはるかに小さくなるような濃度を持っている。それらの砲弾は、気体に とって十分に透過可能であるか、または、砲弾の近傍における気体の挙動が砲弾の運 動エネルギーに対して微弱にしか影響しないほどの、大きな質量を持っていると仮定 しよう。砲弾と気体の相互作用は、気体全体の体積と比べて小さい体積の領域中で進 行しているのだから、観測可能な時間内においては、砲弾の「温度」は、弾丸同士の 間の弾丸から遠く離れた所における気体の温度に対しては事実上影響を及ぼさない。 したがって、この例では、砲弾と気体の温度は、十分に長い時間間隔において互いに 影響を及ぼさず、均一化しない。

エーテル密度の大きさについて。無理解14では、エーテル密度の定量的決定および 電磁気的・力学的測定単位でのその値の検証に関する何十もの実験(§18.10, §20, §21.12, §23.6.1, §23.6.2, §23.6.3, §23.8, §23.9.2, §23.9.6, §23.10.1, §24.3, §16.2, §23.12, §23.13, §11.2, §14.2, §23.14参照)が、考察されないまま投げ捨てられている。本書で は、エーテル密度の値を精緻化するため、比較的低コストな実験を含め、多数の新た な実験、また既知の実験の多数の改変版が提案されている(あとがきの第4段落参照)。

無理解14では、実際の実験の代わりに、実験で検証することが不可能で、その値が 膨張宇宙に関する疑わしい仮説に基づいている、宇宙の臨界密度を利用することが提 案されている。それだけでなく、提案されているエーテル密度の値は、前の段落に挙 げられている実際の実験における測定値と矛盾している。しかし、重要なのは、その ようなアプローチでは、触知可能な物質の密度の概念と力学単位でのエーテル密度の 概念との同一視が生じていることである(無理解7,12参照)。この同一視は、本書に提 示されているエーテルモデルでは誤りである。

高い圧力を持つエーテル中における巨視的物体の運動には、いかなる矛盾もない。 なぜなら、巨視的物体自体がエーテルから成り立っており、定常状態に近いエーテル 流束にとって透過可能であり、しかもそれらの物体中における圧力は非擾乱エーテル の圧力よりそれほど極端に小さくないからである(§18.10,§21.12,§23.8参照。これら の節では、様々な物体の内部の圧力が既知の実験データに基づいて定量的に推定され ている)。単原子ガスに似ている粉粒体媒質(砂,粉)の類推は、普通の気体または液 体媒質の担体(分子)の相互作用と比べ、エーテルの担体(ニュートニウム)の相互 作用が弱いことの例証として行われた(§1.2および§21.1,§21.2,§21.4参照)。エーテル 中を移動することは、気体または液体中を移動することと比べ、気体または液体の分 子結合の切断に費やされるエネルギー消費分が減少するため、さらにより容易である に違いない。

より分かりやすくするために例を挙げると、生物は、大深度の水中において巨大な 圧力の下で立派に生き、移動している。

無理解15 エーテルを記述するために気体力学の方程式が利用されている。

**解説** エーテルの運動方程式が定式化される以前には,エーテルを記述するために 気体力学の方程式を利用する試みがなされていた。気体力学の方程式とエーテルとの 運動方程式との違いは**§1.2**で考察されている。

エーテルの定量的記述のために気体力学の運動方程式を適用することは,次の理由 により,現在では破綻した方法となっている。 1. マクスウェル方程式は気体力学の運動方程式から直接導き出されないことが数 学的に示された。なぜなら、例えばその実験的根拠付けがいかなる疑念も生じさせな いファラデー方程式において、余計な項が生じてしまうからである。気体力学からの マクスウェル方程式の導出の試みの際における、気体力学の方程式の線形化あるいは それに類するその他の操作の適用は、気体を気体たらしめている気体の性質を切り捨 て、気体を別の運動法則に従うエーテルに転化させる。

2. エーテル方程式とは異なり,気体力学の方程式からは,数学的な変換(気体をエ ーテルに転化させない変換)によって,実験的に立証されている電気力学および重力 に関する全ての一般的・定量的基本法則を得ることができなかった:マスウェル方程 式(§2.1);ローレンツ力(§2.1および§16.1);ガウスの定理およびクーロンの法則 (§3);ビオーサバールの法則(§7);電磁誘導の法則(§9);アンペールの法則 (§12.1);オームの法則およびジュールーレンツの法則(§12.2,§12.3);ウィーデマ

ン-フランツの法則 (§21.11); 電気力学および電気化学の全ての基本的な効果および 公式 (§18); 磁気現象 (§19); 重力的引力の法則 (§16.2, §17.2, §22.2)。

3. 気体力学的エーテル理論で適用されているエーテル密度の値は, §18.10, §20, §21.12, §23.6.1, §23.6.2, §23.6.3, §23.8, §23.9.2, §23.9.6, §23.10.1, §24.3, §16.2, §23.12, §23.13, §11.2, §14.2, §23.14で分析されている30件以上の実際の実験における測定値と 著しく矛盾している。

4. 気体力学的エーテルモデルでは、電場、磁場および重力場は慣性質量および重力 質量を持っていなければならないが、これは実験と矛盾している。

## [日本語版付録] 本書に関する書評

#### 書評1

新聞『ポイスク』<sup>[訳注]</sup>(2019 年 6 月 30 日, 第 26 号, р.13)に掲載された記事 (Конвергенция в моделях - Поиск - новости науки и техники (poisknews.ru))

# 諸モデルにおける収斂

## 科学技術の統合の数学的基礎が提案された。

過去 200-300 年間,科学研究は,主として諸現象の解明方法の創出,個別領域に関 する知識の蓄積と適用を目指して行われてきた。現代の社会的ニーズは,新原理に基 づく効率的・自然類似的でエコロジカルな技術を求めている。このような課題を科学 の1領域の枠内で解決することは困難である。それゆえ,様々な知識領域の収斂(統 合)が進行している。

V.ブイチコフと F.ザイツェフのモノグラフ『連続体力学の方法論による電磁気現象 と重力現象の数理モデリング』(モスクワ, MAKS Press, 2019。本書はサイト http://eth21.ru で無料配布されている)で述べられている,基本的自然現象の解明に 対する新たなアプローチは,自然の統一的・普遍的モデルに基づく様々な科学領域の 定量的統合を可能とする,そのような収斂のための数学的ツールとみなすことができ る。

これは本書の第2版(増補版)である。第1版は2018年にM.V.ロモノーソフ記念 モスクワ国立大学の「学術と教育の発展にとって傑出した意義を持つ研究コンクール」 で最優秀賞を獲得した。この本がインターネットに掲載されてから2か月間の間に, 4000人以上の人々がこれをダウンロードした事実は,強い印象を与える。科学書にと って,これは驚くべき数字である。

著者らのアプローチは、数理モデリングの方法論に基づいており、あらゆる過程が その中で進行している物理的真空(エーテル)の存在に関する仮説を利用している。 そのような仮説は物理学にとって伝統的である。A.アインシュタインは一般相対性理 論で「エーテル」という用語を用いていた。量子力学もある種の媒質一物理的真空一 の概念に依拠している。その際、それぞれの理論は独自の公準系に立脚している。

このモノグラフでは、マクスウェル方程式はニュートンの連続体力学からの論理的 帰結であるという、N.ジュコーフスキー、D.メンデレーエフ、K.ツィオルコフスキーそ の他の偉大な科学者たちの予想が根拠付けられている。

新たなアプローチでは、物理的真空は、一般に受け入れられている物質\*および運動 量の保存則を持つ連続媒質として理解されている。これらの法則から数学的帰結が得 られ、それらの帰結に対して物理的解釈が与えられている。ファラデーとマクスウェ ルの研究から150年経った後に、マクスウェル方程式、ローレンツ力、ガウスの定理、 クーロンの法則、ビオーサバールの法則、アンペールの法則、電磁誘導の法則、オーム の法則、ジュールーレンツの法則、ウィーデマン-フランツの法則、万有引力の法則が、 それらに共通する前提一物質\*および運動量の保存則一から、初めて導き出された。

本書では、70以上の既知のおよび新たな様々な実験的事実が定量的に分析されて

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup>新聞『ポイスク [Poisk, 探求]』は研究教育活動および情報技術分野のプロならびに科学教育行 政分野の専門家向けの週刊紙。同紙の創刊者はロシア科学アカデミーとポイスク出版社である。同紙に このような記事が掲載されたことは、20 世紀半ばからつい最近まで相対性理論への批判やエーテル理論 に対して抑圧的な措置を取ってきた科学アカデミー指導部の内部で,現在,地殻変動が進行しつつある ことを示唆しているように思われる。これについては次頁の書評2も参照されたい。

いる。現代物理学では、それらの事実の多くが説明を見出していない。このモノグラフの1節は、球雷という謎めいた現象をテーマとしている。球雷のエーテルモデルは、 その事実上全てのユニークな性質を説明することを可能にすることが示された。

本書で提唱されている地球構造のエーテルモデルも大きな関心を呼び起こす。エー テルの運動としての自然の理解が、地球内部で進行している諸過程の単純明快なモデ ルをもたらしている。

著者らの意見によれば,提示されている結果は,エネルギーの生産および保存,空間移動,情報処理,重力制御のための新原理に基づく装置の創出の方向性を決定する ことを可能にしている。

> ナデジダ・サヴェンコワ(Nadezhda SAVENKOVA)<sup>『釈注\*』</sup> 数理物理学博士,モスクワ国立大学計算数学・サイバネティックス学部

#### 書評2

新聞『ノーヴィエ・イズヴェスチヤ』(2022 年 10 月 25 日)<sup>[訳注\*\*]</sup>に掲載された記事 (Эфир существует! Российские ученые совершили прорыв в фундаментальной физике — Новые Известия (newizv.ru))

# エーテルは存在する! ロシアの科学者たちが基礎物理学におけるブレイクスルーを成し遂げた

ロシアの科学者たちが,エーテル,あるいは「物理的真空」とも呼ばれるも のを数学的に記述しただけでなく,熱エネルギーおよび電気エネルギーの 取得方法ならびにそれを実現するための装置に関する特許を取得した。

アンドレイ・ズロビン (Andrei Zlobin),工学準博士

近年,ロシアの科学者や技術者に対し,技術の先進的発展の手段として,「[技術発展 の道筋の]ショートカット」や「技術世代のリープフロッギング」が絶えず期待されて いる。ロシアの専門家たちによって提唱された物理的真空(エーテル)理論こそは, いくつかの技術世代を飛び越える,大きなリープフロッギングだ。

アインシュタインの時代以来,基礎物理学はこのような巨大なブレイクスルーを経 験したことがない。ロシアの権威ある科学者たちは,エーテル,あるいは「物理的真 空」とも呼ばれるものを数学的に記述しただけでなく,「熱エネルギーおよび電気エネ ルギーの取得方法ならびにそれを実現するための装置」に関する特許を取得した。最 大の専門家コミュニティー [=科学アカデミー]の懐疑的態度にもかかわらず,エーテル と呼ばれる,世界を構成するきわめて微細な実体 [substance]の存在に関する議論がや んだことはけっしてない。そして,それでもなお,最も有名な物理学者たち,世界的 名声を博する思想家たちは,ずっとエーテルに言及し続けてきた。アルベルト・アイ ンシュタイン自身でさえ,宇宙の仕組みに関する様々な理論について検討する過程で, あるときはエーテルを排除し,あるときはエーテルを考慮しと,迷い続けていた。も しアインシュタインがもっと長生きしていたなら,基礎物理学は既に 20 世紀に巨大 なブレイクスルーを成し遂げることができたはずだ。それが起こらなかったのは,多 分,この偉大な科学者の死だけが原因だったのだろう。

ここまで読んで、懐疑論者たちは伝統に従って顔をしかめ、こう呟くかもしれない ---「そんなことはあり得ない、なぜなら、けっしてあり得ないからだ」。今回は、懐疑

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注\*]</sup> N.サヴェンコワについては Nadezhda P. Savenkova - IEEE Xplore Author Profile を参照されたい。 <sup>[訳注\*\*]</sup> 新聞『ノーヴィエ・イズヴェスチヤ』は一般読者向けの電子新聞。

論者たちは,自分の意見を表明する前に,ちゃんと考えなければならないことになる。 問題は何か言えば、それは、ロシア人たちの画期的発見が、我が国最強の学派によっ て発表され,承認されたということだ。ロシアには,『科学アカデミー報告集』より権 威ある学術雑誌は存在しない。誰でもこのことを容易に納得することができる。エー テルをテーマとする N.M.エフスチグネエフ [N.M. Evstigneev], F.S.ザイツェフ, A.I.クリモ フ [A.I. Klimov], N.A.マグニツキー [P.433 の訳注参照], O.I. リャプコフ [O.I. Ryabkov] のエー テルをテーマとする論文が科学アカデミー会員 D.P.コストマロフ [D.P. Kostomarov] によ ってこの雑誌に提出され、発表されたのは、今から約10年前のことだった。この著者 グループは最も有名な学術機関に所属している: モスクワ国立大学, ロシア科学アカ デミーシステム分析研究所, ロシア科学アカデミー合同高温研究所, 等。このように, 発見者たちは我が国の科学界の選りすぐりのエリートだ。ロシア人たちが得たエーテ ルに関する結果は時間による検証に合格し、それに関する発表が集中的に続いている。 『科学アカデミー報告集』に掲載された 2013 年の論文に続き、 V.L.ブイチコフ教授 と F.S. ザイツェフ教授のエーテルに関する大部の著書が既に第2版まで出版された。 著者らはモスクワ国立大学の物理学部および計算数学・サイバネティックス学部の最 も権威ある学派の代表者だ。本のタイトルは『連続体力学の方法論による電磁気現象 と重力現象の数理モデリング』。高い理論的レベルで書かれたこの本は、2018年にモ スクワ国立大学の「学術と教育の発展にとって**傑出した意義**を持つ研究コンクール」 で最優秀賞を授与された。

これらのロシア人たちの成果の核心を手短に説明してみよう。我が国の科学者たち によって提唱された新たなエーテル数理モデルは驚くほどコンパクトで, 普遍的で, 包括的だ。それとともに、その数学は実践を指向している。なぜなら、「連続体力学」 一航空宇宙技術の主要な理論的支柱一の、その意味が我々にとってなじみのあるカテ ゴリーを用いているからだ。ブイチコフ-ザイツェフのエーテル理論では,電気,磁気, 電気力学および重力に関するこれまで実験的法則とみなされていた全ての法則は、わ ずか2つのエーテル運動方程式からの数学的帰結であることが示されている。これは 信じがたいことだが、しかし、同一のエーテル数理モデルが、全ての種類の相互作用 を記述することを可能にしているのだ(!)。世界の科学界は、ゆうに 100 年余りの 間、このような数理理論を夢見てきた。それだけでなく、提唱されている理論の枠内 で、質量といった物理学の基本概念が解明された。このユニークな科学的成果の達成 者たちが特に強調しているのは、数理モデリングの方法論および実験結果を一般化す る実験物理学の方法論は、エーテルは存在するという、根拠に基づいた結論を下すこ とを可能にしているという点だ。これまで、「万物理論」の創出の試みが一度ならず行 われてきた。しかし、今ようやく、基礎物理学のこれからの発展の幹線道路が実際に 見出されたと言えるようになった。この道がロシアの専門家たちによって根拠付けら れたエーテルの着想と関係していることに、疑問の余地はない。ちなみに、発見者た ちの一人, 数理物理学博士でモスクワ国立大学教授の F.S.ザイツェフは, 既に制御熱 核融合といった物理学の最も複雑な領域の発展に多大な貢献をしている。

エーテルの承認は、これまで常に、主観的な原因によって強く妨げられていた。唯 物論者と観念論者の間の永遠の論争が、世界を構成する第一実体の見かけ上の理解し 難さによって人々を怯えさせていた。人々はエーテルを認めたがらなかった。なぜな ら、認めることを恐れていたからだ。きわめて微細なエーテル物質\*の存在が人類文明 全体の世界観を完全にひっくり返してしまうのではないかと考えるだけで、パニック 的な恐怖感が引き起こされた。しかし、ハイテクのおかげで、世界観の変革はもう既 に起こっている。人間は、宇宙を征服し、原子力を開発し、きわめて強力なスーパー コンピューターを創出し、とてつもなく大量の情報を分析する方法を習得し、自分自 身の全ゲノムさえ解読した。旧来の世界観の範囲を大きく踏み越えた現代生物学の前 に、信じがたいほど複雑な、いかなる課題が待ち受けているかを我々は知っている。 生命の起源に関する問題はとっくに熟しきっているが、古びた科学のパラダイムの枠 内では、それを解決できないことは明らかだ。これからの科学的認識の発展は、基礎 物理学に関連するすべてのものにおける質的飛躍なしには考えられない。エーテルと いうカテゴリーの復活とその性質の適切な定量的記述は、稀にみるほどタイムリーに 行われた。相対性理論および量子力学の現状を含め、科学における沢山の矛盾の根本 的な解決は、そうすることによって初めて可能になる。まさにその科学的成果が新技 術の基礎となることは確実だ。

理論は実践から遠い所にあるのだろうか? 話が前世紀初めのことなら,この問い に対しては、「そう、とても遠い」と、肯定的に答えることができるだろう。しかし、 21世紀は既に約4分の1が過ぎ、ハイテクも事実上リアルタイムモードで発展して いる。我々の時代には、グッドアイデアからその実現まではワンステップだ。新エー テル理論と空気流体力学の法則との類似性を考慮すると、物理的真空および各種媒質 中での新たな移動技術の近い将来における実現を期待するのは、まったく当然のこと だ。1990年代に中央航空用エンジン製造研究所のエンジン部門の部門長を務めてい た私にとって、ロシア人たちの発見が持つ高い実践的意義は自明のことだ。例えば、 約100年前にFA.ツァンデル<sup>[課性]</sup>によって提唱された用語「スーパーアビエーション」 は、これに伴って完全に具体的な意味を獲得する。近年、ロシアの科学者や技術者に 対し、技術の先進的発展の手段として、「ショートカット」や「技術世代のリープフロ ッギング」が絶えず期待されている。ロシアの専門家たちによって提唱された物理的 真空(エーテル)理論こそは、いくつかの技術世代を飛び越える、大きなリープフロ ッギングだ。これは稀有なチャンスだ。このチャンスを逃すのは、あらゆる観点から 見て、許しがたいことになる。

このテーマについてもっと読む:

1) В.Л.Бычков, Ф.С.Зайцев, Математическое моделирование электромагнитных и гравитационных явлений по методологии механики сплошной среды, М.: МАКС Пресс, 640с.

http://eth21.ru/ 2) エーテル理論に関する論文 https://newinflow.ru/publications.htm

<sup>&</sup>lt;sup>[訳注]</sup> F.A ツァンデルについては、日本語版/英語版 Wikipedia の記事「フリードリッヒ・ザンデル /Friedrich Zander」を参照されたい。彼が提唱した«superaviation»については、この書評の著者 A.ズロビ ンによる興味深い英語記事 «True to the precepts of Zander: the development of aviation is just beginning — We are covering the agenda for you | Novye Izvestia (newizv.ru)»を参照されたい。なお、ロシア帝国領内の リガでバルト・ドイツ人の家庭に生まれた彼のドイツ語での姓«Zander»の発音は「ザンデル」ではなく、 「ツァンダー」である。ロシア語での姓名 «Фридрих Цандер»は「フリードリフ・ツァンデル」と発音さ れ、一般には «Fridrikh Tsander»とローマナイズされる(Fridrikh A. Tsander - New Mexico Museum of Space History (nmspacemuseum.org)参照)。アメリカ地質調査所は、彼にちなんで付けられた月のクレーターの 名前を «Tsander (Zander)»と表記している(Planetary Names (usgs.gov))。

## [訳注] 訳文中の「物質\*」について

他の欧米諸語と同様、ロシア語には「物質」を意味する複数の単語がある。物理学で 主に使われている用語は「материя [materia]」と「вещество [veshchestvo]」である。本 来、この2つの単語の日常的用法における概念は大きく重なっており、両者の違いを文 脈から切り離して定義することは事実上不可能である。しかし、ロシアの物理学界では これらの用語の使い分けについてある程度の合意が成立しているように思われる(当然 のことながら、両者の概念の具体的な内容は論者の立場によって異なる)。

したがって、ロシア語文献からの訳文の理解に混乱を生じさせないためには、両者を 訳し分けなければならない。しかし、訳者の知る限り、これらの用語に対応する日本語 の物理学用語は「物質」の1語しか存在しないため、異なる用語によって訳し分けるこ とはできない。そこで訳者は、多少煩わしさを感じさせるかもしれないが、「материя」 は「物質\*」、「вещество」は単に「物質」と表記することで両者の違いが分かるように している。

かなり大まかな括り方をすると、「материя (物質\*)」は「вещество (物質)」の上位 概念であり、「материя は вещество および場などからなる」と言うことができる。お そらく、日常的な語感では、日本語の「物質」から思い浮かぶのは「вещество」のほう であろう。

ロシア語版Wikipediaの記事「Marepus」は次のように説明している(一部のみ抜粋)。

「**материя** —— 客観的現実,空間の内容物,科学および哲学の主要カテゴリーの一つ,物理学の研究対象。

物理学は、空間と時間(時空)の中に存在する何ものかとしての материя (ニュート ンに始まる理解――空間は事物の入れ物、時間は事象の入れ物)、または空間と時間の 性質をそれ自体が与える何ものかとしての материя (ライプニッツに始まり、後にアイ ンシュタインの一般相対性理論において表現された理解)を記述する。時間の中で様々 な形態の материя とともに生じる変化が物理的現象をなす。物理学の主な課題は、あ れこれの種類の материя およびその相互作用の性質を記述することにある。

#### 主な種類のматерия

現時点では3つの形態の материя が存在する。

・Beщество — ハドロン物質, バリオン物質/古典的理解における物質, 反物質/ 中性子物質/その他の種類の物質/クォークグルーオンプラズマ/仮説上のプレクォ ーク超高密度物質\*形成物

вещество とは異なり、場の内部に空虚はなく、場は絶対的な稠密性を持っている。

・場(古典的意味での) ― 電磁場, 重力場/量子場

・物理的本性が不明な物質\*的対象物 ――暗黒物質\*, 暗黒エネルギー」