ロシア自然科学アカデミー

V.A.アツュコフスキー

エーテル動力学的自然科学の始動

第4巻

電磁気現象と光学現象のエーテル動力学的基礎

モスクワ 2010 年

РОССИЙСКАЯ АКАДЕМИЯ ЕСТЕСТВЕННЫХ НАУК

В.А.Ацюковский

НАЧАЛА ЭФИРОДИНАМИЧЕСКОГО ЕСТЕСТВОЗНАНИЯ

Книга 4

Эфиродинамические основы

электромагнитных и

оптических явлений

Startup of Etherdynamical Natural Science

Book 4. Electrodynamical Basis of electromagnetical and optical phenomena

> Москва 2010 г.

UDC 530.3.

V. A. アツュコフスキー『エーテル動力学的自然科学の始動』, 第4巻 電磁気現象と光 学現象のエーテル動力学的基礎, モスクワ, «Petit», 2010, 全320頁.

本書第1部では電磁気と電磁気現象のエーテル動力学的基礎に関するいくつかの命 題,第2部では光学現象のエーテル動力学的基礎が検討されている。

本書は現代自然科学と現代理論物理学の諸問題に関心のあるすべての読者を対象としている。

著者: **ウラジーミル・アキモヴィッチ・アツュコフスキー**,工学博士,教授,ロシ ア自然科学アカデミー会員, K. E. ツィオルコフスキー記念ロシア宇宙航行学アカデミ ー会員,ロシア電気工学アカデミー名誉会員。

編集者: **ワレリー・グリゴリエヴィッチ・ワシリエフ**,化学準博士,ロシア電気工 学アカデミー準会員。

V.A.アツュコフスキーの自然科学シリーズ『エーテル動力学的自然科学の始動』は次の全6巻から構成されている。[全6巻および全巻目次が下記のサイトに掲載されている。]

- 第1巻 現代理論物理学の方法論的危機
- 第2巻 第1部 エーテル動力学の方法論とエーテルの性質 第2部 物質構造のエーテル動力学的基礎
- 第3巻 宇宙論と宇宙進化論のエーテル動力学的基礎
- 第4巻 第1部 電磁気現象のエーテル動力学的基礎
 - 第2部 光学現象のエーテル動力学的基礎 [本書]
- 第5巻 最初のエーテル動力学的実験と技術
- 第6巻 最新のエーテル動力学的実験と技術

© V.A. Atsukovsky, 2010

*****日本語版について*****

本訳書は«В.А.Ацюковский. Начала эфиродинамического естествознания. Книга 4. Эфиродинамические основы электромагнитных и оптических явлений. М.: «Петит», 2010. - 320 с. »のロシア語原文からの全訳である。原文 (PDF 版) は下記の サイトで入手することができる。

著者: ウラジーミル・アキモヴィッチ・アツュコフスキー (Владимир Акимович Ацюковский, Vladimir Akimovich Atsukovsky)

著者の経歴: 下記のサイトに掲載されている 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』の「付録 著者の研究業績」を参照された い。

訳者:吉田 正友(サイト「物理の旅の道すがら」<u>http://naturalscience.world.coocan.jp</u>) 日本語版公開: 2019年1月

* 訳文中の角括弧 []内は訳注である(文献番号を除く)。

* 訳文中における記号の添え字については巻末の [訳注 1],「物質*」 については [訳 注 2] を参照されたい。

ISBN 978-5-85101-033-0

目 次

第1部 電磁気現象のエーテル動力学的基礎

| まえがる | <u>*</u> | 5 |
|------|---|-----|
| 第1章 | 電気とは何か?・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 8 |
| 1.1. | 電磁理論形成小史・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 8 |
| 1.2. | 電荷のエーテル動力学的本質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 17 |
| 1.3. | MKS 単位系における電気量と磁気量の単位・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 20 |
| 結 | 論 | 22 |
| 第2章 | 電磁気のエーテル動力学的本質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 23 |
| 2.1. | 自由電子の構造・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 23 |
| 2.2. | 電場の物理的本質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 25 |
| 2.3. | 金属中における電流の物理的本質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 28 |
| 2.4. | 磁場の物理的本質・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 32 |
| 結 | 論 | 37 |
| 第3章 | 電荷の蓄積と運動・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 38 |
| 3.1. | コンデンサー (電気容量)・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 38 |
| 3.2. | 電場中における自由電子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 39 |
| 3.3. | 磁場中における自由電子・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 42 |
| 3.4. | インダクタンス.自己誘導現象のメカニズム・・・・・・・・・・・ | 44 |
| 結 | 論 | 47 |
| 第4章 | 電磁相互作用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 48 |
| 4.1. | 通電導体の力の相互作用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 48 |
| 4.2. | 導体の相互誘導・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 51 |
| 4.3. | 変圧器・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 59 |
| 4.4. | 電磁誘導・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 64 |
| 4.5. | 直流電流と磁石の相互作用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 66 |
| 4.6. | 永久磁石の相互作用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 67 |
| 結 | 論 | 69 |
| 第5章 | 電磁場・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 70 |
| 5.1. | マクスウェル方程式とその限界性・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 70 |
| 5.2. | 電気力学の方程式の若干の精緻化・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 78 |
| 5.3. | 電磁放射の種類・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 89 |
| 5.4. | 浮遊電流の準静電場・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 91 |
| 5.5. | 横電磁波の構造・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 92 |
| 5.6. | 縦電磁波の構造・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 94 |
| 結 | 論 | 98 |
| あとがき | <u></u> | 99 |
| 文 献 | | 101 |
| 付録: | エーテルからの直接的なエネルギー取得の可能性について・・・・・・ | 105 |
| 1. 3 | まえがき. 課題設定・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 105 |
| 2. | ニートポンプ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 108 |
| 2.1. | 「永久機関」. 熱力学の原理と宇宙の熱的死・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 108 |
| 2.2. | 物理学革命.エーテルと自然界におけるその役割・・・・・・・・ | 112 |
| 2.3. | 「ヒートポンプ」とは何か?・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 114 |

| 3. 渦のエネルギー論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 117 |
|---|-----|
| 3.1. 曲線運動に関する若干のデータ・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 117 |
| 3.2. ウッドの箱. 竜巻とサイクロンはどこから | |
| エネルギーを得るのか?・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 121 |
| 3.3. 遠心ポンプ. 水渦はどこからエネルギーを得るのか? ・ ・ ・ ・ ・ ・ | 124 |
| 3.4. 球雷はどこからエネルギーを得るのか?・・・・・・・・・・・・・・・ | 127 |
| 4. テスラ変圧器・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 132 |
| 4.1. 磁場のエネルギー論をどう評価するか?・・・・・・・・・・・・・・・・ | 132 |
| 4.2. 高速スイッチとエーテルのエネルギー論・・・・・・・・・・・・・・・ | 134 |
| 4.3. テスラの2重らせん・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 136 |
| 4.4. テスラ変圧器・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 137 |
| 4.5. ポジティブフィードバックの特徴とエネルギー流の制御・・・・・ | 142 |
| 5. エーテル動力学的エネルギー発生器模型の構成図・・・・・・・・・・ | 143 |
| 結 論 | 145 |

第2部 光学現象のエーテル動力学的基礎

| まえがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 146 |
|---|-----|
| 第1章 米学現象発目中・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 149 |
| 11 坐台小山 | 140 |
| 1.1. 儿子小文····· | 149 |
| 1.2. 光速度測定の歴史・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 154 |
| 1.3. 光速度とエーテル風・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 157 |
| 結 論・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 163 |
| 第2章 光の構造的組織化・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 164 |
| 2.1. 光子の構造・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 164 |
| 2.2. 空間中における光子の移動・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 174 |
| 2.3. 遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 178 |
| 2.4. 背景放射・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 179 |
| 結 論 | 182 |
| 第3章 光学現象 · · · · · · · · · · · · · · · · · · · | 183 |
| 3.1. 光の反射・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 183 |
| 3.2. 光の屈折・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 184 |
| 3.3. 干渉・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 186 |
| 3.4. 回折 · · · · · · · · · · · · · · · · · · | 187 |
| 3.5. 光行差・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 189 |
| 3.6. 光線の相互作用・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 192 |
| 結 論 | 193 |
| あとがき・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 194 |
| マ 献 · · · · · · · · · · · · · · · · · · | 195 |
| 「記注1]日本語版における添う字一覧表 | 100 |
| [い [] [] [] [] []]]]]] []]] []]]] []]] []]] []]] []] []] []] []]] []] []] [] []] []] []] []] []] []] []] [] []] [] | 200 |
| 「叭什 4」 叭又中の「彻見」について・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・・ | 200 |

第1部 電磁気現象のエーテル動力学的基礎

まえがき

エーテル理論は、(略) 電気的運動の本来の物質的基体となって いるものは何か、その運動によって電気的現象を呼び起こして いる本来の事物は何かを解明する見通しを与えている。

F. エンゲルス [1]

周知のように、電磁理論の発展は次の諸段階を通過した。

・事実の偶然的な蓄積

・事実の実験的な蓄積

・電磁気を説明する物理理論を創出する試み

・電磁気現象を記述し,その計算方法を創出することを可能とする物理的・数学的理 論を創出する試み

・物理的・数学的電磁理論の一般化および単一の数学的理論の創出

一般理論の命題の検証と裏づけを目的とする実験的研究

・得られた結果の幅広い実践への導入

多数の実験データにもとづき、動力機器や弱電機器、送電線や電気回路の計算を正確に行うことを可能にする計算方法が生み出された。そして 20 世紀には、これまでに得られた知識にもとづいて現代の産業における最重要部門――電気機械工業、電波工業、電子工業――が創出され、今や、これらを抜きにして現代の人類の生活は考えることができない。「良い理論よりも応用的なものは存在しない」という命題は、実践において自らの正しさを完全に証明した。

それにもかかわらず、電磁気に関する理論的基礎のうちには多数の欠点が蓄積され ている。その最も重大な欠点は、電気と電磁気現象の物理的本質自体についての理解 が完全に欠如していることである。電荷は荷電粒子の固有の性質であるかのようにみ なされているが、荷電粒子自体はいかなる構造も、いかなる構築材料も持っておらず、 明確な大きさすら持っていない。電場と磁場の物理的本質も決定されていない。「場と は特殊な種類の物質*である」という言葉は何も説明しておらず、理解できないものを 未知のものに帰着させているにすぎない。

電磁理論のうちには多数のパラドックスが蓄積されている。それは例えば、粒子の エネルギーのパラドックスである。粒子は磁気モーメントと電荷を持っているにもか かわらず、大きさを持っていないのだから、粒子のエネルギーは無限大でなければな らない。しかし、これと同じことが線状導体にも当てはまる。線状導体内では、そこ を流れる電流が任意の値のとき、導体の単位長さ当たりの磁場エネルギーは無限大と なり、逆方向の導体によって創出される磁場もこの状況を解決しない。なぜなら、逆 方向の導体は任意の距離の所に配置することができ、2 つの導体の系の総エネルギー は任意の値まで持っていくことができるからである。

電気工学の分野において今日存在する理論的知識は、電気と磁気を用いる機器やシ ステムの計算方法を生み出すことを可能にした。開発者たちはその方法を利用してそ れらのあらゆる機器やシステムを創出しているが、それらのものの稼働の物理学的基 礎を理解することは依然としてできていない。しかしそれでもなお、広範なポジティ ブな実践活動は、電磁気の科学は完全無欠であるという印象を与える。これは特に、 19世紀後半に I.C.マクスウェルによって案出された電気力学の方程式に当てはまる。 それらの方程式はきわめて優れたものであることが判明し、それらにもとづいて実に 沢山のものが創出されたため、電気学者たちの間では、それらの方程式は完璧である という見方が生まれた。しかし、あらゆる方程式は任意の現象のモデルのすべての性 質のうちの小さな部分しか反映しておらず,しかも方程式に命を与えているそのモデ ル自体もまた、現象の性質を部分的にしか反映していないこと、そしてここには例外 は存在しないことを心に留めておくべきである [2]。それゆえ、マクスウェルの方程 式もまた,彼が電気現象に関して案出したモデルの性質の一部分しか反映していない。 このことから、精緻化されたモデルにもとづいて電気力学方程式を精緻化していくこ とがごく当たり前の研究事項とならなければならず、それに対して拒否反応を起こし てはならないという結論が導き出される。

本書では、電磁気現象の本質を理解するためにエーテル動力学的モデルが導入され ている。このモデルの基礎には、エーテル――世界空間全体を満たし、物質、電場お よび磁場を含め、例外なしにあらゆる物質*的形成物のための構築材料となっている物 理的媒質――の運動が横たわっている。その中で圧力勾配が形成されているエーテル 流の運動こそが、科学が電磁気現象のカテゴリーに分類しているあらゆる現象を生じ させている、物理的基礎に他ならない[2]。

自明のことであるが、あらゆる物理モデルと同様、エーテル動力学的モデルも電磁 気現象を完全には反映しておらず、完全に反映することはできない。とは言え、様々 な現代的理解と比べれば、これは一歩前進であり、しかも本質的な重要性を持った一 歩である。

カ学全体と同様,エーテル動力学は空間中における質量の移動について論じている。 それゆえ,エーテル動力学は力学の一部門である。エーテル動力学は気体力学のモデ ル的・数学的道具立てに依拠している。なぜなら,物質*の階層的組織化のあらゆるレ ベルにおいて同一の物理法則が働いていること,そしてエーテルは普通の実在気体, すなわち粘性圧縮性気体のすべての性質を持つ,気体状の物理的媒質であることが判 明したからである。エーテル動力学的アプローチの力は,まさにこのことにある。な ぜなら,エーテル動力学は隣接領域——気体力学——から,既に出来上がっているモ デル的・数学的道具立ての全体を受け取ることができたからである。この道具立て自 体におけるすべての問題が既に解決済みというわけではないが,それはそれでもやは り,電磁気現象のモデル化のために利用することが可能な基礎なのである。これは, これ以前にはなかったことである。そしてその全体は力学であるから,微視的世界に 関するいかなる一目瞭然な理解も創出することはできないという一部の「科学者」た ちの主張に反して,そのモデルは一目瞭然なものとなっている。彼らは間違っていた のである。モデルは既に創出され、それを基礎として基礎的な電磁気現象の物理的本 質を理解するだけでなく、マクスウェル方程式を含むいくつかの方程式を精緻化し、 さらにはいくつの新たな現象を予測し、それらの現象を実験室条件の下で、あるいは 若干の現象については自然条件の下で検証することが可能であることが判明した。そ れらの新たな現象は、かつて言われた言葉のように、「ペンの先」で発見された^[訳注] ——すなわち、それらの現象の本質に関する新たなモデル的理解にもとづいて予測さ れた。

このように、エーテル動力学は電磁気の分野においてさらに一歩を進めることを可 能にしており、これが応用的側面においても有益なことになるであろうことは疑いな い。しかしいずれにしても、これは、電気に関する学説の発展の新たな段階の開始に すぎない。

^[訳注] よく知られているように,海王星は,フランス人天文学者ユルバン・ルヴェリエが数学的な計算 でその位置を予測した後,1846年に望遠鏡による観測で発見された。パリ天文台長のフランソワ・アラ ゴはこれを評して,「ルヴェリエはいっさい天空を見ることもなく,"ペンの先"(計算のみ)でこの惑星 を発見した」と述べた。

第1章 電気とは何か?

1.1. 電磁理論形成小史

現代電磁理論には、電気と磁気に関する知識の長い蓄積期間が先行していた[1]。 17~18世紀に電気の本性の解明をテーマとして研究を行ったのは、M.V.ロモノーソフ、 G.W.リヒマン [G.W. Richmann], B.フランクリン, Ch.-A. クーロン, P.ディヴィシュ [Prokop Diviš] その他の科学者であった。A.ボルタが連続電流の1次側電源を創出したことは決 定的な意味を持っていた。19世紀の最初の3分の1の期間には、電流によって引き起 こされる化学現象、熱現象、光現象および磁気現象に関する多数の研究が行われた(V.V. ペトロフ [Vasily Vladimirovich Petrov]], H.Ch.エルステッド, F.アラゴ [François Arago], M.フ ァラデー, J.ヘンリー [Joseph Henry], A.-M.アンペール, G.M.オームその他)。19世紀後 半になると、それらの研究成果は様々な開発作業の実践的場に盛んに導入されるよう になり、それらの開発成果は産業において幅広い応用を見出した [2~4]。それにもか かわらず、電気と磁気の本質とはいかなるものなのか、それらは何なのか、それらの 物理的本性はどこにあるのかを知っている者は事実上誰もいない。

19世紀には、電気と磁気は物理学的にはいったい何なのか、それらは何から成り立っていて、どのような構造になっているのかを究明しようとするいくつかの試みがなされた。それを試みたすべての研究者は、エーテルに関する理解を何らかの形で検討に含めることを余儀なくされた。彼らは、電磁気の根底にはエーテルの運動が横たわっていると考えていた。

M.ファラデーは電気力管の存在に関する仮説を提唱した(「ファラデー力線」)[5,6]。 電磁気現象をエーテル流体の渦運動として捉える理解が H.ヘルムホルツ [6], W.トム ソン [7], J.チャリス [James Challis] [8], J.C.マクスウェル [9] およびその他若干の研 究者たち――0.ヘビサイド [10,11], N.R.キャンベル [12], J.ラーモア [13], P.ラン ジュバン [14], M.アブラハム [15] その他――によって定式化された。導体に沿った 電流の進行に関連した諸過程の理解に著しく寄与したのは、金属の伝導に関する電気 理論を創出したドイツの物理学者 P.ドルーデ [16],およびこの理論を著しく発展さ せ、補足を加えたオランダの物理学者 H.ローレンツ [17] であった。20 世紀には、そ れと類似した着想が J.-J.トムソン[18], N.P.カステリン[19], V.F.ミトケーヴィッチ[20] によって述べられた。

電気と磁気の数学的理論が創出され,事実上完成したのは 19 世紀後半であった。 その頂点をなしたのは、マクスウェルが 1873 年に著した『電気と磁気についての論 考』[21] である。マクスウェルはこの著書において、W.トムソン、M.ファラデー、H. ヘルムホルツ、G.キルヒホッフ、W.ランキン、Ch.-A. クーロン、A.-M.アンペール、B. リーマン、F.E.ノイマン、H.Ch.エルステッド、H.レンツといった一連の科学者たち、ま たその他多数の科学者たち(G.ストークス、W.ウェーバー、J.チャリス、A.フィゾー、 K.-H.クノブラウフ [Karl-Hermann Knoblauch]、C.プイエ)の研究結果を一般化するととも に、当時における電磁気現象の研究者たちの成果に電磁場理論を補足することに成功 した。マクスウェルは『論考』において,彼の名前が付けられている有名な電気力学 方程式を最終的な形にまとめ上げた。電磁理論はまさにその形のまま,事実上変化す ることなく今日まで残っている。マクスウェルの『論考』は,その後出版された電気 工学と電気力学に関するすべての教科書の基礎となっている。

それに劣らぬ意義を持っていたと言えるのは、おそらく、1909 年に書かれた H.ロ ーレンツの著書『電子理論と光放射・熱放射現象へのその適用』[17] であろう。

マクスウェルの研究結果,特に彼の電磁場方程式は 20 世紀における電気工学,電 気力学,電波工学,電子工学,さらには光学といった科学領域の発展に対して決定的 な影響を及ぼした。その有名な方程式からは,空間中を光速度で伝播する電磁波が存 在する可能性があるという結論が導き出された。マクスウェルはこの予想を,その論 文「物理的な力線について」(1861~1862 年)[9]において述べた。この論文におい て,マクスウェルはエーテル中におけるある種の渦力学を用いることにより,彼の有 名な方程式に初めて到達し,変位電流の概念を導入している。マクスウェルは,力線 によって表される媒質の物理的状態が実在することを認める,ファラデーの観点に完 全に明確に立っている。彼は近接作用の構想を最終的にまとめ上げ,その結果,場の 構造をモデルと方程式に反映させることが彼の以後における課題となった。この課題 は 1873 年に『電気と磁気についての論考』において果たされた。

1886~1889年、ドイツの物理学者ハインリヒ・ヘルツはエーテルの渦運動という理 解にもとづいたマクスウェル方程式から出発して、自らが発明した発振器を用いて電 磁波の存在を実験的に証明し、その性質(鏡からの反射、プリズム中における屈折、 等々)を研究した。ヘルツは電磁波の性質に関するマクスウェル理論のすべての基礎 的結論を裏づけた [22]。

電気力学に関するヘルツの著作が1888年に出版された後,1895年,ロシアの物理 学者で発明家のA.S.ポポフ [Alexander Stepanovich Popov] が電磁波の発信と受信に必要な 装置を創出し、これによって電波工学の基礎を置いた[23]。

このように、エーテルの渦運動という理解にもとづいて J.C.マクスウェルが導出した方程式は、理論的根拠を持っているだけでなく、実践によるあらゆる角度からの検証を通過している。

マクスウェルは,彼がその存在を確信していたエーテルの運動モデルにもとづいて 電気力学方程式を導出したという点に注意を促すことは有益であろう。

マクスウェルはこう書いている。「実際,もしそもそもエネルギーがある物体から別 の物体へ瞬時にではなく,有限な時間の間に伝達されるのであるのならば,第1の物 体から出発した後,第2の物体に到達するまでの間,エネルギーがそこで一時的に滞 在する媒質が存在しなければならない。それゆえ,これらの理論は,その伝播がその 中で生じる媒質の概念に導くに違いない」。

エーテルの性質に関する当時の知識のレベルは不十分なものであった。電磁気現象 に関する幾分なりとも満足すべき定性的理論が創出されることができず,研究者たち の注意が電気現象と磁気現象の定量的解析,法則性の解明,それにもとづいた計算方 法の創出に向けられていた原因は,このことにあるのかもしれない。その方向におけ る研究によって傑出した成果が得られ,このことが現代の数学的な電磁理論を創出す ることを可能にした。しかし、それは物理理論ではない。

物理学的な電磁理論を創出することは困難であり、一方、定量的方法が成功を収め ていることとの関連から、電気現象と磁気現象の本質を理解するいかなる必要性もな いという印象が多くの理論家や実践家に生まれている。しかし、そのような意見は根 底から間違っている。現象の物理的本質についての無理解は、創出された定量的方法 がいかなる制限もなしに適用され始めるという結果をもたらし、時にはこのことが計 算における重大な誤りを招くことがある。しかも、本質的な重要性を持つ多数の事実 が考慮の外におかれることになる。それだけではない。創出された定量的方法によっ ては解決することが可能とは思われない新たな課題が現われたとき、その課題は未解 決のまま放置される。その例は電子工学にも、電波工学にも、またあれこれの形で電 磁気現象と関係を持つそれ以外の領域、例えば光学にさえも多数存在する。

もし電磁気現象に関する定性的理論が創出された場合,おそらく,関数的記述およ びそこから導き出される定量的計算方法の大部分はそのまま残されるはずであるが, しかしいくつかの場合には,それらは本質的な修正を受けることになるであろう。そ してそのことが,新たな,より正確な計算方法だけでなく,新たな方向性さえをも創 出することを可能にするかもしれない。

しかしいずれにせよ、理論家や実践家は電磁理論の数学的な関数的依存関係を幅広 く利用し、時にはそこから一般哲学的な結論を導き出しているにもかかわらず、今に いたるまで、電気の本質についてごくわずかな理解すら持っていない。圧倒的多数の 人々はそのような状態に慣れ、この問題を理解する必要はないとみなしている。しか し、遅かれ早かれ、応用上の課題を解決するためには既成の未完成な理論では不十分 であることが判明したとき、理論の不備が必然的に応用上の利益との衝突をまねくこ とであろう。そのことは理論のさらなる発展を要求するであろう。しかし、検討され ている現象の本質についての理解を欠いている理論には、発展の可能性はない。

電磁気現象の解明に対する本質的アプローチの必要性に対しては、多数の科学者が 注意を払っていた。F.エンゲルスは既に 1882 年に次のように書いている[「まえがき」 の1]。

「排他的経験主義は、最良の場合でも数学的計算という形で思考することしか自ら に許さず、そうすることで、あたかも自分は疑いの余地のない事実のみを取り扱って いるかのように思い込んでいる。ところが実際には、排他的経験主義が取り扱ってい るのは主として伝統的な諸理解であり、その大部分はその先人たちの既に古びてしま った思考の所産なのである。(略)それらの所産は、排他的経験主義にとっては果てし ない数学的計算のための基礎として役立っているが、その計算の過程においては、数 学的公式が厳密であるために、諸前提が仮説的な性格を持っていることが容易に忘れ 去られてしまう。(略) 排他的経験主義は、もはや事実を正確に描き出すことができな い。なぜなら、その描出には、その事実についての伝統的な解釈がこっそり忍び込ん でいるからである」。

H.ローレンツは 1906 年にその有名な著書『電子理論』[17] において次のように指摘している。

「方程式(電磁場の方程式――引用者)は多くの課題を検討する際に有益ではある

が、それらを例外なしにすべての場合に適用することはできない。もし適用すること ができたとしても、現象の本性のさらに深奥を覗き込もうと試みる際には、我々の理 論は我々を満足させなくなるに違いない。実は、この一般理論において、我々はただ 単に、相異なる有質量物体のそれぞれに対して誘電率、電気伝導率および透磁率の特 殊な値を与えることにより、それらの物体の特殊な性質を表しているにすぎないから である。電気的性質と磁気的性質が物質の温度、密度、化学的構造あるいは結晶状態 に対して**どのように**(強調は引用者)依存しているかを理解したいと我々が欲する場 合には、我々は、その値が経験から決定されなければならないそれらの率を、ただ単 に各物質に対して導入することで満足することはできない。すなわち、我々は、それ らすべての現象の基礎に存在するメカニズムに関する何らかの仮説に頼らざるを得な くなるのである」。

応用科学の成果が電磁気現象に関する現在の理論,特にマクスウェル理論のために 絶対的真理という栄光を生み出した一方において,マクスウェルがエーテルの渦運動 を電磁気現象の基礎とみなしていたにもかかわらず,現代理論物理学は自然界におけ るエーテルの存在という理解を排除してしまったと,遺憾の意を込めて述べなければ ならない。このことにより,電磁気現象の本質の理解におけるさらなる深化のあらゆ る可能性が排除された。そこからの直接的な結果は,100年以上前にマクスウェルに よって創出された電気力学における数学的依存関係が,事実上まったく発展しなかっ たことである。

それらの方程式における何かを変えようとする一部の研究者たちの試みは、常に不 首尾に終わった。このことが、L.ボルツマンが1898年にマクスウェルの論文「物理的 な力線について」の翻訳に対するその注解[9]において次のように書いた根拠を与え た。

「マクスウェルの後継者たちは、それらの方程式において、文字以外の何も変えな かったと私は言うことができるかもしれない。しかし、それは言い過ぎかもしれない。 もちろん、驚くべきは、そもそもそれらの方程式に対して何かを付け加えることがで きたかもしれないということではない。それよりはるかに驚くべきは、それらに対し て付け加えられたものが、いかに少ないかということである」。

100年以上が過ぎた今日,ボルツマンのこの驚きはまだその効力を保っている。す なわち,この100年以上の間に電気力学,電気工学および電波工学の理論的基礎に関 する何百冊もの教科書が書かれ,何千という応用的課題が解決され,きわめて多種多 様な機器が創出されたにもかかわらず,マクスウェル方程式には事実上何も付け加え られていないのである。この問題に立ち返るべきいかなる根拠もないと思われるかも しれない。しかし,それは違う。

第1に,エーテル流体の運動に関する理想化された理解は,理想流体の流体力学に おいて生じているパラドックス,例えば,渦の単位長さ当たりのエネルギーは,渦の 強度にかかわらず無限大になるというパラドックスに類似したパラドックスを電磁気 モデルにおいてもたらしている。電気力学においてもそれと類似したパラドックスが 生じている。通電導体の単位長さ当たりのエネルギーは,電流の大きさにかかわらず 無限大になるのである。実際には,孤立した導体は自然界に存在しないのだから,逆 方向の導体を含めた構造全体を一体的に検討すれば、このパラドックスを解決する可 能性が現われ、その場合、このパラドックスは解決される。しかし、それにもかかわ らず、約束事として孤立した導体とされている場合も含め、いかなる系の場合にもパ ラドキシカルな状況が存在してはならない。

既存モデルにはそれ以外にもいくつかの欠点がある。それは、それらのモデルの大部分は物質と電磁場の相互作用を検討しておらず、そのことによって両者を互いに切り離して取り扱っている、また一部の表式においては、場源と、その場源が作用を及ぼしている物体の相互作用がまったく反映されていない、等々といった欠点である。

第2に、マクスウェル方程式にもとづいて構築された多数の計算は、経験的方法に よって見出された結果とは何十パーセントも、時には何倍も異なる、きわめて近似的 な結果を与えることが判明している。これは例えば、大規模回路の相互誘導に関して 言うことができる。実は、応用科学者たちはこのことに慣れっこになっており、その 不一致は付随的要因が考慮されていないことに起因しているとみなし、機器の調整過 程で必要な修正を加えている。しかし、考慮されていない要因のみによって計算にお ける逸脱を説明することはできないことを分析は示している。

第3に、既存の理解にもとづいて解決することのできない、電気力学の一連の課題 が存在することが明らかになっている。これは何よりもまず、モデルの提唱者たちに よって検討されてきたのは電磁気現象に対する一次近似のみであることと関係してい る。そのような近似は新たなデータが蓄積されるにつれていくらでも増加する可能性 があり、そのため、電気力学のいくつかの応用的課題が解決されないという結果をも たらす。しかも、マクスウェル方程式にもとづいて解決することが原理的に不可能な 課題が存在している。

そのような課題としては、例えば、互いに対して静止している2つの同一電荷の協 同運動が挙げられる。それらが両方とも静止している間は、それらはクーロンの法則 に従って互いに斥け合う。ところが、それらが互いに対して位置を変えることなく、 空間中を一緒に移動する場合には、今やそれらは互いに引き付け合う電流となる。そ れはなぜか?

例えば、半導電性媒質中に置かれたヘルツ双極子による電磁波の伝播に関する課題 もそのような課題である。ヘルツ双極子、すなわち、既知の集中定数を持ち、そのパ ラメーターが既知である半導電性媒質中に置かれた双極子は、既知の周波数を持つ既 知の大きさの電流を放射する。所与の空間地点における媒質中の電流密度を決定する 必要がある。この課題は物理学的に完全に定義されている。この課題の設定は自明で あり、しかもこの課題は、その一般解から、極限的場合として多数の個別的結果 コンダクタンスが存在しないときの理想媒質中における放射、双極子からの距離が無 限大のときの半導電性媒質中における平面波の減衰、その他いくつかの結果 が得 られるという、魅力的な可能性を持っている。それにもかかわらず、半導電性媒質中 におけるヘルツ双極子の放射に関する課題はこれまで誰によっても解決されておらず、 これを解決しようとする試みは必ず不首尾に終わっている。2 つの個別解 理想媒 質中におけるヘルツ双極子による場の伝播に関する課題の解と、平面波に関する課題 の解 一を掛け合わせる方法で出来合いの解を作り出そうとする試みが存在する。し かしそのようなアプローチは完全に誤っている。実は、この課題は一般解を持たない 方程式の系に導くため、マクスウェル方程式にもとづいて解決することはできないの である。

振動する一様な電場中における電場に関する極限の問題,その他の課題は解決されていない。物理学的に完全に定義されているにもかかわらず,マクスウェル方程式を 用いて解くことのできないあらゆる種類の電気力学的課題さえ存在する。

第4に,理論電気工学で用いられているすべての概念が明確な物理的意味を持っているわけではないことに注目するべきである。「ベクトルポテンシャル *A*」とは何か? それは,その渦が磁束密度ベクトル *B* であるような量,すなわち

$$B = \operatorname{rot} A$$

である。

この量の物理的意味は存在しない。

第5に、電磁気学の論理にはいくつかの不整合がある。例えば、電気力学の理論的 基礎に関する教科書の静力学の章に載せられているマクスウェルの静力学的公準 [postulate]

$$\int_{S} D dS = q$$

は, 微分形式

$\operatorname{div} \boldsymbol{D} = \rho$

で表された後,後者の表現形式は物理的本質の点では前者と何も異ならないにもかかわらず,今度は動力学の章に載せられている。その結果,表面*S*によって囲まれている空間の内部で電荷*q*が移動するときの電束密度の値*D*において,遅れが無視されている。

そして第6に、いかなる現象も完全に記述されることはできず、あらゆる記述は近 似的なものであるから、ある過程を反映している方程式が書かれたとすると、有限な 項数を持つその方程式が書かれたという事実自体が、その方程式はその過程を部分的、 近似的に記述しているということを意味していることを思い出す必要がある。つまり、 遅かれ早かれ、その方程式を精緻化する必要性が生じるのである。これはすべての具 体的な過程と物理現象に当てはまることであり、電磁気現象もその例外ではない。

以上に述べた諸側面,またそれ以外のいくつかの見地は,電磁理論の発展は完全に 完結したとみなすことを許さない。しかし,電磁理論のさらなる進化は,電磁気現象 において進行している諸過程についての詳細な定性的検討にもとづくことによっての み可能となる。このことは,初期の流体力学的モデルに存在していた欠点を考慮に入 れた上で,それらの現象に関するモデルの開発に再び立ち戻ることを余儀なくさせる。

それゆえ,電気力学方程式の精緻化の試みは異議を生じさせないはずである。必要 とされるのは,このような課題設定の正確さを確かめることだけである。

ただし、方程式のあらゆる精緻化は、現象の本質に関する理解、現象の定性的モデルに依拠して行なわれなければならない。J.C.マクスウェルは電磁気の動力学的研究方

法に従っていた。彼は電気現象と磁気現象を,エーテル――世界空間全体を満たして いる媒質――中において進行している一種の渦過程として理解していた。また彼はエ ーテルとは何か理想流体に似たものであると考えていたため,そのような流体の性質 と運動形態に関する当時の流体力学の理解,特にH.ヘルムホルツ,W.ランキンその他 の研究者の理解を幅広く利用していた。その方程式によって表されているマクスウェ ルの電磁気現象についての理解は,絶対的な裏づけではないとしても,十分な裏づけ を得ている事実を考慮すると,彼のモデルに立ち返り,エーテルに関する現代的理解 に合わせてそれに修正を加えることが論理にかなっている。

現在では、J.C.マクスウェルと彼の先人たちによって生み出された電気と磁気のモデ ルに立ち返り、エーテルに関する今日の理解の観点から、それらのモデルの欠点およ び電気、磁気、電磁気現象の物理的本質を理解するべきであることの、あらゆる根拠 が存在する。そのためには、電磁気に関する物理学的モデルを精緻化し、それにもと づいて電磁気現象の方程式のしかるべき精緻化を行う必要がある。その際には、その 精緻化されたモデルも、そこから導き出される方程式も完全なものではあり得ず、し たがって将来、電気力学のモデルと方程式のさらなる精緻化が求められることは必至 であることを忘れてはならない。

上に述べたことは, F.エンゲルスが 1882 年に『自然の弁証法』[「まえがき」の 1] において述べた次の指針の実行を試みるべき根拠を与えている。「電気とはエーテル 粒子の運動であり,その運動には物体の分子が関与している。(略)様々な理論は,(略) 渦運動に関する最新の研究に依拠しながら,その運動の性格を互いに相違したやり方 で描き出しているが,(略)その中に, ——それぞれ独自のやり方で——やはり渦運動 を見ている。(略) エーテル理論は,(略) 電気的運動の本来の物質的基体となってい るものは何か,その運動によって電気的現象を呼び起こしている本来の事物は何かを 解明する見通しを与えている」。

以下において行われる電磁気現象の本質を提示しようとする試みもまた,この種の あらゆる試みと同様,部分的な性格を持っていることに疑いはない。これは,問題の 解決というより,むしろ問題の設定である。筆者はそれでもなお,このような試みは 有益であると確信している。このような試みは電磁気現象の本質をより良く理解し, 新たな研究方向を決定し,ある場合には既知の数学的依存関係を精緻化するための助 けとなるからである。

以下に提示される電磁気モデルはおそらくそれなりの欠点を持っていると思われる。 それゆえ,他のあらゆるモデルと同様,これらのモデルにも精緻化と補足が加えられ なければならない。

今,電磁気現象の物理的本質を理解しようと希求するのは,完全に時宜にかなった ことである。そのためのすべての材料は既に存在していたのだから,この問題には, 今よりはるか以前の時期に注意が払われるべきであったと考えることができる。一連 の研究者たちが,既にこのような試みに取り組んでいた。それらの中で注目しなけれ ばならないのは,V.F.ミトケーヴィッチ (レニングラード,1920~1930年代)[20]の 研究,そして G.N.ニコラエフ (トムスク)[24] その他何人かの研究者による,現代に おける研究である。ニコラエフの著書には現代電気力学の観点から見てパラドキシカ ルな現象の広範なリストが掲げられている。しかしそれでもやはり,これらの研究者 の電磁気の本質についての物理学的理解は不完全であり,そのため,彼らは電磁気現 象の統一的で無矛盾な物理学的描像を創出することができなかった点を,その欠点と みなさなければならない。以下においては,その欠陥をある程度まで補う試みがなさ れる。

筆者がその試みを実行した際,気体力学のいくつかの命題,さらにはベクトル解析 といった数学分野のいくつかの命題さえもの検討の不徹底性と関連した,ある種の困 難が生じたことを指摘しなければならない。その不徹底性としては,気体力学に関し ては,圧縮性媒質中の境界層の理論,らせん細流^[歌注]の相互作用の理論,らせん渦ト ロイドの相互作用の理論,その他いくつかの理論のレベルが明らかに不十分であると いう点が挙げられる。数学に関しては,ベクトル解析においては定着しているが,し かし物理学的には根拠が不十分ないくつかの命題,例えば,共線ベクトル(方向が一 致しているベクトル)を互いに割る操作に対する禁止——その操作の物理的意味は歴 然としているにもかかわらず——が挙げられる。ベクトルの勾配といった量を表現す ることも,ここでも物理的意味は明白であるにもかかわらず(例えば,川の水流の速 度勾配)禁止されている。それらの困難のうちのいくつかは回避することができたが, そのようなすべての問題の詳細な検討が,今後の課題として残されている。

特に詳細に論じなければならないのは,電磁気学と流体力学の類似性の問題である。 文献においては多数の著者が流体と電気の挙動の類似性に注意を向けており,その 結果,かつては「電気流体 [electric fluid]」という理解さえもたらされた。それは,理想 流体,すなわち非圧縮性かつ非粘性の流体の性質を持つ電気を持った流体であり,そ の運動が電気現象を決定づけているとされていた。J.C.マクスウェルはその著作「ファ ラデーの力線について」(1855~1856 年),「物理的な力線について」(1861~1862 年),

「電磁場の動力学的理論」(1864 年) [9] および『電気と磁気についての論考』(1873 年) [21] において,この考え方を最も明確に表明している。

マクスウェルは次のように指摘している。「我々は,各段階において明確な物理学的 理解に立脚することができるような研究方法を見出さなければならない。(略)いくつ かの法則の間の数学的類似性は有効性を保ち続け,有益な数学的手法において成功裡 に利用することができる。

私は、その種の類似性を用いることにより、電気現象の解明に必要とされる数学的 手法と公式を適切な形式で表そうと試みた。

(略)この方法により,我々は,あらゆる所において力の方向を与えることのでき る,物理的力の幾何学的モデルを得る。しかしさらに,それらの力の各地点における 強度を表現するための方法を見出す必要がある。この課題は,検討されている曲線を 単なる線として理解するのではなく,非圧縮性の流体がそれに沿って流れる,交番流 が通る管として理解することによって達成される」。

マクスウェルはその先でこう書いている。

^[訳注] 「細流」は英語の«stream»に相当するロシア語の仮訳である。この用語は1つの流れを構成している諸部分の細い流れを意味している。

「ここで論じられている物質 [substance] に対しては,運動および圧縮抵抗という性 質以外の,実在流体のいかなる性質も帰せられてはならない。(略)"流体"という用 語の使用は,(略)次の性質を持つ想像上の物質を意味している。

すなわち,ある時点において当該の体積を占めている流体の任意の部分は,それに 続く各時点においてそれと同一の体積を占める。この法則は流体の非圧縮性を表して おり,流体の量の適切な尺度,すなわち流体の体積を我々に与える」。

そしてさらに、マクスウェルはその仮説上の流体の性質に依拠しつつ、当時、理想 流体の運動に関するいくつかの基礎を創出した多数の研究者の研究結果を利用してい る。そのような研究者たち(合計 24 人)の中では、渦状流体理論の基礎を開発した H. ヘルムホルツ[6]とW.トムソン[7]の名前を挙げる必要がある。マクスウェルはそ れらの理解にもとづくことにより、その有名な電気力学方程式を生み出すことができ た。そしてそれが、今日知られているあらゆる電気現象と磁気現象の計算方法を創出 するための理論的土台となった。

しかし、それから数十年が過ぎた時、何人かの研究者がマクスウェル方程式の不完 全性に注意を向けた。例えば、N.P.カステリンはその著書『空気力学と電気力学の基礎 方程式の一般化』[19] においてこう指摘している。「今から 75 年前に構築されたマ クスウェルの電磁場基礎方程式系は、疑いもなく、現在知られているすべての電磁気 現象を把握することが可能な状態にはない。我々の観点から見れば、マクスウェルの 電磁場方程式は一次近似にすぎない。現在におけるそれらの方程式の不十分性は、そ れらが構築された時以降、電気工学における最新測定機器の精度がファラデー、マク スウェル、ヘルツの時代と比べてはるかに向上したことから生じている。180 年前に オイラーによって与えられ、気体の運動の場合に形式的に拡大適用されている流体力 学の方程式に対しても同じことが当てはまる。それらの方程式は、航空学において取 り扱わなければならない空気の高速運動、特に渦運動を理解するためには明らかに不 十分である。オイラー方程式もまた、一次近似にすぎない」。

あらゆる方程式は現象を常に近似的にしか反映しておらず,しかも出発点となる研 究目的によって設定されていない現象の諸側面を考慮していないのだから,この主張 には同意せざるを得ない。

1969年、レニングラード水上交通研究所教授 G.A. リャザノフ [G.A. Ryazanov] は、その著書『電磁場研究における実験とモデル化』(モスクワ、Nauka、1966)および『渦場を適用した電気のモデル化』(モスクワ、Nauka、1969)において流体の循環流と非循環流のモデル化の可能性に注意を向けた。このように、電磁気学と流体力学の間の類似性を利用することの妥当性は、実践による幅広い裏づけを得ている。

しかし、それらすべては、電場と磁場を理想流体、すなわち粘性も圧縮性も持たな い液体として理解していた。これに対して、それらの場の構築材料――エーテル―― は、実際には、圧縮され、自らの密度をきわめて広い範囲内で変化させる能力を持つ 気体状媒質であることがエーテル動力学によって示された。このことは、これまで事 実上誰によっても一度も考慮されたことがない。しかし、まさにこのことが、電荷の 本質を説明し、電場と磁場のエネルギー含量の評価を精緻化し、我々を取り囲む空間 からのエネルギー取得を実現するための道筋を示した。 17 第1部 第1章 電気とは何か?

現代物理学は気体を「圧縮性の液体」と呼んでいるが、これは原理的に誤っている。 なぜなら、気体は液体がまったく持っていない性質、例えば、勾配流中における境界 層の存在、渦によって、その渦の周囲の空間からエネルギーを取って自発的に蓄積す る能力、その他いくつかの性質を持っているからである。このことが、第1に、電場 と磁場の構造を、液体との類似性にもとづいて解明するよりも、より完全に解明する こと、第2に、これまで十分に解明されていなかった一連の現象を予想し、検証する こと、そして第3に、新たな研究方向を見出すことを可能にしている。それらの研究 方向のうちいくつかは科学的側面だけでなく、応用的側面においても有望性を持って いることは疑いない。

1.2. 電荷のエーテル動力学的本質

最近まで、電気工学では CGS 静電単位系、CGS 電磁単位系およびガウス単位系が用いられていた。これらの単位系における基本単位はセンチメートル、グラムおよび秒であった [25]。しかし、CGS 静電単位系においては絶対誘電率が無次元とみなされ、絶対誘電率は真空の場合は 1、すなわち

$$\varepsilon_0 = 1$$

となるのに対し, CGS 電磁単位系においては絶対透磁率が無次元とみなされ,絶対透磁率は真空の場合は 1, すなわち

$$\mu_0 = 1$$

となる。これに対し、ガウス単位系においては絶対誘電率と絶対透磁率が無次元とみ なされ、真空の場合、その2つが同時に1となる。すなわち、

$\varepsilon_0 = \mu_0 = 1$

その結果,同じ電気量または磁気量が異なる次元を持つことになる。例えば,電気量(電荷)が持つ次元は,CGS静電単位系とガウス単位系では $cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$ となるるのに対し,CGS電磁単位系では $cm^{1/2} \cdot g^{1/2}$ となる。磁束が持つ次元は,CGS静電単位系では $cm^{3/2} \cdot g^{-1}$ となるのに対し,CGS電磁単位系とガウス単位系では $cm^{3/2} \cdot g^{1/2} \cdot s^{-1}$ となる。

用いられる電気単位と磁気単位が事実上同時に3つ存在したことが、常に計算上の 大きな困難を引き起こしていた。しかし、主要な困難は、それらの単位にはいかなる 物理的意味も存在しないことであった。例えば、3/2 乗されたグラムやセンチメート ルの2 乗根を、どう理解するのか?!

電気と磁気の国際単位系である MKSA 単位系は、質量の単位をキログラム、長さの 単位をメートル、時間の単位を秒とする MKS 単位系と同じ理解にもとづいたもので、 MKS 単位系に新たな基本単位、アンペアを追加している。SI 単位系では、上述した単 位は、それ以外の電気量および磁気量と同様、整数乗べきを持つ。すなわち、電気量 はA・s、磁束はm²・kg・A⁻¹・s⁻²となる。しかし、「電流の強さ」の概念において物理的 内容が欠如しており、このこととの関連から「アンペア」の単位においても、さらに



図 1.1. (a) ラジアンと(b) ステラジアンの定義に関する参考図 [図中のмはm]

はすべての電気量と磁気量の単位においても物理的内容が欠如していることが、依然 として MKSA 単位系の欠点となっている。

しかも、SI単位系では無次元量、例えば平面角の単位ラジアン(rad)と立体角の単 位ステラジアン(sr)が生じている。これは、メートルで測定される半径の長さに対 する、やはりメートルで測定される円弧の長さの比としてラジアンが定義されている ことによる(図 1.1)。

しかし、無次元量は物理的意味を持たない。しかも、普遍的物理不変量に関する理 解に依拠すれば、もっと簡単に言えば、空間は3次元であり、その空間中において互 いに対して垂直な関係にある物理量の次元を削除することはできないことを思い出せ ば、この欠点を是正することが可能なのである。実際、ラジアンにおいて、メートル で測定される円弧は、やはりメートルで測定される半径に対して垂直であるから、こ れら2つの量は同一の測定単位——メートル——で数えられるとは言え、このことを 根拠としてそれらを削除することはできない。したがって、ラジアンの次元は

$$[rad] = m_L/m_R \tag{1.9}$$

となる。

それと同じことがステラジアンにも当てはまる。実際、ステラジアンの次元は

$$[sr] = m_{\alpha}m_{\beta}/m_{R}^{2} \tag{1.10}$$

となる。

ここでもまた,分子に入っているメートルを,分母に入っているメートルによって 削除することはできない。それらは互いに対して垂直であるからである。しかし今や, ラジアンもステラジアンも明確な物理的意味を持つようになった。実は,大部分の物 理学的課題にとって,これまで,このことは大きな重要性を持っていなかった。それ は,それらの課題自体の物理的意味が失われていたからに他ならない。

普遍的物理不変量の構成に含まれていないアンペアが測定系に出現したことに関連 する欠点もまた,是正することができる。ただしここでは,その是正は,電荷の本質 に関するエーテル動力学的理解に依拠する方法で行われる [26]。

陽子の電場の比エネルギー

$$w_{\rm ep} = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}, \mathbf{J} \cdot \mathbf{m}^{-3}$$
(1.1)

をエーテル細流の比エネルギー



図 1.2. ガウスの定理の図解

$$w_{\rm et} = \frac{\rho_{\rm et} v_{\rm c}^2}{2}, J \cdot {\rm m}^{-3}$$
 (1.2)

(ここで、 ε_0 , F/mは真空の誘電率; E, V/m は電場の強度; ρ_{et} , kg/m³は速度(陽子の周りのエーテルの速度) v_c , m/sで運動するエーテル細流の密度)と比較すると、 ε_0 と ρ_{et} のべき指数は1であるので、

$$\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \,\mathrm{F} \cdot \mathrm{m}^{-1} = \rho_{\mathrm{et}} = 8.85 \cdot 10^{-12} \,\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3} \tag{1.3}$$

となる。これは,静止エーテルに関する A.J.フレネル [Augustin Jean Fresnel] (1823 年) の見解と完全に一致している。

ガウスの定理[27](図 1.2)より, 電気変位 Dは

$$D = \varepsilon_0 E = \frac{q}{S} \tag{1.4}$$

(ここで, qは電荷; Sは電荷を囲んでいる表面の面積)として定義される。これより,

$$q_{\rm p}, C = DS = \varepsilon_0 ES = \rho_{\rm et} v_{\rm c} S = \rho_{\rm et} v_{\rm c,p} S_{\rm p}, \text{kg} \cdot \text{s}^{-1}$$
(1.5)

となる。ここで、 $S = 4\pi R^2$; *R*は電気変位 *D*の流れが通過している球面の半径; v_c は陽子の中心からの距離 *R*におけるエーテル流の速度である。

陽子の表面 $R = R_p$ (R_p は陽子の半径)において、 $v_c = v_{c,p}$ ($v_{c,p}$ は陽子の表面におけるエーテルの円周運動^[款注]の速度)である。

こうして、電荷の物理的意味は次のように定義される。

電荷とは、粒子の表面全体に沿ったエーテルの円周速度の流れの密度の循環である。 MKS 単位系における電荷の次元は

$$[q], C(\mathcal{I} - \Box \mathcal{V}) = kg \cdot s^{-1}$$
(1.6)

となる。

以上において述べたことにもとづき、電荷の次元を決定することができる。

$$i = \partial q / \partial t \tag{1.7}$$

であるから、電流の単位――アンペア――の値の次元は

^[訳注]この訳文における「円周運動」や「円周速度」などの用語の「円周」のロシア語 «кольцевой» は«circular, ring, circumferential»などに相当する。これらの用語は「トロイドの小円周方向の運動/速 度」, すなわち「ポロイダル運動/速度」を意味するものと思われるが, 原文では「ポロイダル」という 用語は使われていない。「円周」以外のより適切な訳語があるかもしれない。

$$[A] = kg \cdot s^{-2} \tag{1.8}$$

と決定される。

このことは MKSA 単位系(メートル,キログラム,秒,アンペア)のすべての電気 量と磁気量を力学的な MKS 単位系(メートル,キログラム,秒)に変換するための根 拠を与えており,このことがその各量の物理的本質に関する理解を著しく容易にする。

1.3. MKS 単位系における電気量と磁気量の単位

MKSA 単位系の物理量の MKS 単位系への変換は、電流の強さの単位アンペア[A]を 次元[kg·s⁻²]に代える方法によって行われる。

MKS 単位系における基本的な電気量と磁気量の測定単位を表 1.1 に示す。

| + | -1 | - |
|----|----|---|
| 无 | | |
| 1X | | |
| _ | | |

| ili an E | 単位の名称 | 単位 | MKSA 単位系 | MKS 単位系 |
|-------------|--------|---------------------------------|--|----------------------------------|
| | | 記号 | での測定単位* | での測定単位 |
| 仕事, エネルギー | ジュール | J | $m^2 \cdot kg \cdot s^{-2}$ | $kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$ |
| 仕事率,電力 | ワット | W | $m^2 \cdot kg \cdot s^{-3}$ | $kg \cdot m^2 \cdot s^{-3}$ |
| 電気量 (電荷) | クーロン | С | A·s | $kg \cdot s^{-1}$ |
| 電流の強さ | アンペア | А | А | $kg \cdot s^{-2}$ |
| 電気変位(電束密 | クーロン | С | A·s | $kg \cdot s^{-1}$ |
| 度)の流れ | | | | |
| 電気変位(電束密 | クーロン毎平 | $C \cdot m^{-2}$ | $A \cdot s \cdot m^{-2}$ | $kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$ |
| 度) | 方メートル | | | |
| 電圧, 電位差, 起電 | ボルト | V | $m^2 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-3}$ | $m^2 \cdot s^{-1}$ |
| 力 | | | | |
| 電気容量 | ファラド | F | $A^2 \cdot s^4 \cdot m^{-2} \cdot kg^{-1}$ | $kg \cdot m^{-2}$ |
| 電気モーメント | _ | C⋅m | $A \cdot s \cdot m$ | $kg \cdot m \cdot s^{-1}$ |
| 分極ベクトル (分極 | — | $C \cdot m^{-2}$ | $A \cdot s \cdot m^{-2}$ | $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$ |
| 強度) | | | | |
| 誘電率 | ファラド毎メ | $F \cdot m^{-1}$ | $A^2 \cdot s^4 \cdot m^{-3} \cdot kg^{-1}$ | $kg \cdot m^{-3}$ |
| | ートル | | | |
| 電場強度 | ボルト毎メー | $V \cdot m^{-1}$ | $\mathbf{m} \cdot \mathbf{kg} \cdot \mathbf{A}^{-1} \cdot \mathbf{s}^{-3}$ | $m \cdot s^{-1}$ |
| | トル | | | |
| 電気抵抗 | オーム | Ω | $m^2 \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-3}$ | $kg^{-1} \cdot m^2 \cdot s$ |
| 比電気抵抗 | — | $\Omega \cdot m$ | $m^3 \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-3}$ | $kg \cdot m^3 \cdot s^{-2}$ |
| 比電気伝導率 | — | $\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ | $A^2 \cdot s^3 \cdot m^{-3} \cdot kg^{-1}$ | $kg^{-1} \cdot m^{-3} \cdot s^2$ |
| イオン移動度 | _ | $m^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ | $A \cdot s^2 \cdot kg^{-1}$ | — |
| 磁束 | ウェーバー | Wb | $m^3 \cdot kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$ | m ² |
| 磁束密度 | テスラ | Т | $kg \cdot A^{-1} \cdot s^{-2}$ | $m_B \cdot m_c^{-1}$ |

21 第1部 第1章 電気とは何か?

| 磁気モーメント | — | $A \cdot m^2$ | $A \cdot m^2$ | $kg \cdot m^2 \cdot s^{-2}$ |
|-----------|--------|----------------------|--|--------------------------------|
| 磁化強度ベクトル | _ | $A \cdot m^{-1}$ | $A \cdot m^{-1}$ | $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$ |
| (磁化) | | | | |
| インダクタンス,相 | ヘンリー | Н | $m^2 \cdot kg \cdot A^{-2} \cdot s^{-2}$ | $kg^{-1} \cdot m^2 \cdot s^2$ |
| 互インダクタンス | | | | |
| 透磁率 | ヘンリー毎メ | $H \cdot m^{-1}$ | $\mathbf{m} \cdot \mathbf{kg} \cdot \mathbf{A}^{-2} \cdot \mathbf{s}^{-2}$ | $kg^{-1} \cdot m \cdot s^2$ |
| | ートル | | | |
| 磁場強度 | アンペア毎メ | $A \cdot m^{-1}$ | $A \cdot m^{-1}$ | $kg \cdot m^{-1} \cdot s^{-2}$ |
| | ートル | | | |
| 起磁力 | アンペアまた | Aまたは AT | А | $kg \cdot s^{-2}$ |
| | はアンペア回 | | | |
| | 数 | | | |
| 磁気抵抗 | _ | A·Wb⁻¹また | $A^2 \cdot s^2 \cdot m^{-2} \cdot kg^{-1}$ | $kg \cdot m^{-2} \cdot s^{-2}$ |
| | | はAT・Wb ⁻¹ | | |

*『技術者と大学生のための物理学便覧』(モスクワ, Nauka, 1971) [25] のデータによる。

ここではいくつかの側面に注意を払わなければならない。

MKS 単位系においては、磁束密度ベクトルが磁束密度の伝播速度に対して垂直であることを考慮しない場合には、磁束密度は無次元となる。それを考慮した場合には、磁束密度とは、磁束密度ベクトル Bに沿ったエーテルの運動速度であり^[駅注]、そのエーテルの運動速度は、ベクトル Bに対して垂直な光速度cと等しい、磁束密度の伝播速度によって生じたものであることが判明する。しかし、それら2つの速度には、秒単位で表された時間が存在している。3次元空間とは異なり、時間は1次元であるから、時間は削減することができ、したがって磁束密度については次の次元が残る。

$[B] = m_B / m_c$

(1.11)

そこでは一目瞭然なモデルを構築することが困難な既存のMKSA単位系とは異なり, MKS単位系においては、すべての電気量と磁気量について、それらの物理的意味を理 解する上で十分に一目瞭然な力学的モデルを構築する可能性が現われる。

^[訳注] この「磁束密度ベクトル **B**に沿ったエーテルの運動速度であり」という部分は、本書の5年後 に出版された V.I.アツュコフスキー『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』(モスクワ, Nauchny mir 出版社, 2015)においては、「磁束密度ベクトル **B** に対して垂直で、かつ磁場の伝播方向に対して垂直なエーテルの運動速度であり」に書き換えられてい る。おそらく後者の方が正しいものと思われる。(2020年10月追記)

結論

1. 太古以来の自然科学の歴史全体には、電気と磁気に関する理解が伴ってきた。しかし、電気と電磁気現象に関する科学の真の発展が始まったのはようやく 17 世紀になってからであり、この科学領域が理論的・実験的裏づけを得たのは、欧米の多数の研究者が電磁気現象の解明に取り組み始めた 19 世紀のことにすぎない。それらの成果を総括した基礎的な理論的労作は、J.C.マクスウェルによって著され、1873 年に出版された『電気と磁気についての論考』であった。彼が得た結果は当時の多数の研究者の成果を一般化したもので、今日知られているすべての電磁気現象の理論的基礎となり、実践によるあらゆる角度からの検証を受けた。

2. 残念ながら、マクスウェルによる研究以後、理論電気工学の物理学的基礎はそれ 以上のいかなる発展も得ていないことを指摘しなければならない。このことが、第1 に、物理現象の物理的本質がまったく理解されていない、第2に、実在する多数の電 磁気現象が応用的目的のために利用されないままになっているという結果をもたらし ている。

3. 気体状エーテル――世界空間全体を満たし、すべての種類の物質とすべての種類 の力場も含め、例外なしにすべての物質*的形成物のための構築材料となっている物理 的媒質――に関する理解は、電荷の本質を決定し、それにもとづいて SI 単位系の電磁 気に関する部分を純粋に力学的性格を持つ MKS 単位に変換することを可能にした。こ れは、あらゆる電気力学的量をあれこれの形態のエーテルの運動の形で理解するため の可能性を生み出しており、このことがそれらの量の物理的意味を解明することを可 能にしている。

第2章 電磁気のエーテル動力学的本質

2.1. 自由電子の構造

原子核に束縛されているトロイダルらせん渦――電子殻――を原子核から脱離させると、生成した独立トロイドは周囲のエーテルの圧力によって圧縮され、自由電子が 形成される。

新たに形成されたトロイダルらせん渦―電子―の表面要素に対しては,力の差 が作用する。外側からは自由エーテルの圧力が作用し,内側からは内部圧力の力と遠 心力の和が作用する。回転によって気体が渦の中心領域から周縁部へ追いやられるた め,内部圧力は外部圧力よりも著しく小さい。このような系は不安定であり,自発的 に収縮し始める。なぜなら,原子間領域においては,エーテル流の速度は原子の電子 殻中におけるより小さく,速度勾配もより小さく,したがってそこではエーテルの圧 力がより高いからである。

自由渦の場合には、トロイダル方向の回転においても円周方向の回転においても角 運動量が保存されなければならず、このことが、圧縮時に、それら2つの回転運動の 周速度と角速度の自発的増大をもたらす。このとき、周速度が圧縮の1乗に比例して 増大するのに対し、角速度は圧縮の2乗に比例して増大する。気体渦の自発的圧縮お よびこのプロセスのエネルギー比については既に検討した^[訳注]。

渦の圧縮および回転速度の増大は、渦の密度がある臨界値まで増大するまで続く。 その臨界値は陽子における臨界値と同じ、すなわち、およそ10¹⁷~10¹⁸ kg/m³であると 仮定しよう。その結果、得られたらせん渦環は、最初の渦よりも著しく小さい大きさ になる。まさにこれが自由電子となるのである。

このように,自由電子とは,圧縮されたエーテルのらせん渦環である(図 2.1)。こ のらせん渦環においては,らせん運動の符号,すなわちトロイダル運動に対する円周 運動の向きは,陽子の内部におけるエーテルのらせん運動の符号と反対であるが,円 周運動の運動量は陽子のそれと同じである。したがって,自由電子は,陽子と同じ量 の電荷を持っているが,その電荷の符号は陽子とは反対の負である。



図 2.1. 自由電子の構造: (a)金属中における自由電子; (b)自由空間中における自由電子

[[]訳注] 詳細については本シリーズ第2巻第1部第4章「気体渦の構造」を参照されたい。

電子に円周運動が存在することは、 ħを単位とする 1/2 のスピン――回転運動の角 運動量――が電子において検出されていることによって裏づけられる。電子の主軸は 円周方向の回転の回転軸である。

自由エーテル中の電子が陽子と同じ密度を持っているとすれば、電子の半径と陽子の半径の比は、それらの質量の比の3乗根と同じ、すなわち、

$$r_{\rm e}/r_{\rm p} = \left(m_{\rm e}/m_{\rm p}\right)^{1/3} = (9.1 \cdot 10^{-31}/1.67 \cdot 10^{-27})^{1/3} = 0.082$$
 (2.1)

である。したがって、自由電子の半径は次のようになる。

$$r_{\rm e} = 0.082 r_{\rm p} = 0.082 \cdot 1.12 \cdot 10^{-15} = 9 \cdot 10^{-17} \,\mathrm{m}$$
 (2.2)

自由電子の表面積は次のようになる。

$$S_{\rm e \, sur} = 4\pi r_{\rm e}^{\ 2} = 4\pi (9.10^{-17})^2 = 1.1 \cdot 10^{-31} \,{\rm m}^2$$
 (2.3)

円周速度 [vc] の大きさは電荷量から決定され,

$$e = \rho v_{\rm c} S_{\rm e \ sur} = 1.6 \cdot 10^{-19} \,\rm C \tag{2.4}$$

より,

 $v_{\rm c} = e/\rho S_{\rm e\,sur} = 1.6 \cdot 10^{-19} / 8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 1.1 \cdot 10^{-31} = 1.64 \cdot 10^{24} \,\rm{m \cdot s^{-1}}$ (2.5)

円周速度の循環値は

$$(\operatorname{circ})_{e=} 2\pi r_e v_c = 2\pi \cdot 9 \cdot 10^{-17} \cdot 1.64 \cdot 10^{24} = 9.27 \cdot 10^8 \,\mathrm{m}^2 \cdot \mathrm{s}^{-1}$$
 (2.6)

となる。

電子の横断面積は次のようになる。

$$S_{e \, sec} = \pi r_e^2 = \pi (9 \cdot 10^{-17})^2 = 2.75 \cdot 10^{-32} \, \text{m}^2 \tag{2.7}$$

可変半径を持つ渦環としての電子という理解は V.F.ミトケーヴィッチ[第1章の20] によって導入された。ミトケーヴィッチのモデルに対する主な反対論は,電子の電荷 と磁気モーメントは球対称であるという主張であった。しかし,ウー^[脚注]その他何人 かの物理学者によるその後における研究は,電子は回転する渦環のように振る舞い, そのスピンはその運動軸に沿った方向を向いていることを示した。この事実がその反 対論の根拠を取り去った。

周知のように、電子は固有エネルギー

$$E = h\nu = m_{\rm e}c^2 \tag{2.8}$$

とスピン――力学的なトルク――

$$s = 1/2 \hbar = m_{\rm e} r_{\rm c} v_{\rm c} = m_{\rm e} r_{\rm c}^{-2} \omega_{\rm c} = J_{\rm c} \omega_{\rm c}$$
 (2.9)

を持っている。

スピンが円周運動の力学的なトルクのみを反映しているのに対し,固有エネルギー は円周運動とトロイダル運動を考慮に含めた電子の全内部エネルギーを反映している。

^[脚注] 「ウー」は Chien-Shiung Wu (チェンシュン・ウー, 呉健雄 (ごけんゆう)) のことと思われる。

25 第1部 第2章 電磁気のエーテル動力学的本質

円周運動の場合は

$$E_{\rm c} = J_{\rm c}\omega_{\rm c}/2\tag{2.10}$$

である。

マクスウェルの原理によれば,エネルギーは自由度ごとに一様に配分されるので,

$$E_{\rm c} = E_{\rm t} \tag{2.11}$$

であり [Etはトロイダル運動のエネルギー],したがって少なくとも,第1の場合――電子が 自由エーテル中に存在する場合――には,電子の表面におけるエーテルの円周運動と トロイダル運動の周速度は等しく,したがって電子中のエーテル粒子は傾きが約 45° のらせんに沿って運動すると予想することができる。

電子が何らかのエーテル流が存在する領域に入り込んだ場合には、速度勾配が増大するため、電子の表面における圧力が低下し、したがって渦環は大きさが増大する。

金属の内部においては、電子は自由エーテルの雰囲気中に存在していないことに注 目する必要がある。そこには、暫定的にファンデルワールス殻と呼ぶことのできる別 の束縛渦が存在しており、それが非化学的な(電子結合ではない)結合による原子間 結合をもたらしている。そのような渦の中に存在している電子が受ける圧力は自由エ ーテル中における圧力よりも小さく、したがってその大きさは著しく大きくなる。そ れだけでなく、電子は金属原子の間の空間中を移動しながら、あるファン・デル・ワ ールス殻の領域から別のファン・デル・ワールス殻の領域へ移行している。それらの 領域中におけるエーテル流の速度と速度勾配は相異なっており、したがってそれらの 領域中における圧力も相異なっている。それゆえ、電子はその大きさを一定不変に保 っことはできず、その大きさは絶えず変化している。電子の渦環の半径は一定不変で はなく、外部要因に依存して変化している。

2.2. 電場の物理的本質

既に示したように<sup>[
厥注]</sup>,金属原子の電子殻を構成しているエーテル流同士が結合し て1つの共通の構造になるとき、それらの電子殻の構造中のらせん流となって高密度 化されたエーテルの一部は余分となり、外部空間へ放出される。らせん細流はそのま まの形で維持されることはできない。なぜなら、エーテル細流の前方を運動している 側の端は気体の流出であり、反対側の端は流入となっているからである。エーテル細 流の前端は必ず後端とつながって閉じなければならず、その結果、質量の小さい、新 たならせんエーテルトロイド——自由電子——が形成される。原理的には、金属中に おけるそのような電子の個数は原子の個数、すなわちおよそ10²⁹個/m³とほぼ等しく なければならない。なぜなら、分域——化学結合をしている原子群——が形成される とき、各原子は結合時に共通の構造中にエーテル細流を放出し、そのエーテル細流が 自由電子を形成するからである。

^[訳注] 詳細については本シリーズ第2巻第2部第4.2節「自由電子の構造と金属の電気伝導および熱伝 導の物理的本質」を参照されたい。

上述した金属結晶中における自由電子の形成メカニズムは、共通の結晶格子の形成 に関連した金属原子の最外殻の再編成によって引き起こされる。原子の外側束縛渦の 単一構造への統合は、自由渦――自由電子――の解放をもたらさなければならない。 そして、それらの自由電子はいわゆる「電子ガス」の形で結晶中を彷徨し始める。共 有結合形成反応において、それに類することが筆者によって検出され、実験的に裏づ けられた。共有結合形成反応においては、相互作用し合う分子の各対が、らせん流に なって高密度化されたエーテルの一部を解放し、そのエーテルが即座にトロイダルエ ーテル渦を形成する。

定義によれば、電場強度とは単独電荷に作用する力であるので、

$$E = \frac{F}{q} \tag{2.12}$$

である。

しかし,あらゆる力は,圧力勾配の出現の結果として生じる可能性がある。そして その出現は,電場中および電場と相互作用する粒子の表面におけるエーテル流の速度 勾配の結果として生じる可能性がある。電気的強度のベクトルの伝播が横方向の性格 を持っていることを考慮すると,電場と粒子の相互作用には,粒子の方向ではなく, それに対して垂直の方向を向いているエーテル流が関与していると考えなければなら ない。この場合には,そのベクトルが粒子の方を向いている速度勾配による相互作用 が生じる。そのような相互作用は,電場の構造自体の中に,縦方向のエーテル流だけ でなく,横方向のエーテル流も存在している場合に生じることができる。

電極の表面に電荷が出現したとき、すなわち電極の表面に電子が出たとき、電極の 近傍において電場が形成される。

図 2.2 に見られるように、らせん渦トロイド――電子または陽子――が電極の表面 に出たとき、らせん渦トロイドは、電極の外部の空間中において、運動するエーテル のらせん渦管を創出する。エーテル流は、らせんトロイダル渦環によって媒質中に形 成された渦管内において、管軸に対して垂直な平面内の円環に沿ってだけでなく、そ の軸と平行な方向にも運動する。その際、エーテルは、渦管の中心部においてはらせ んトロイドから遠ざかる方向に、周縁部に沿ってはらせんトロイドに向かう方向に運 動する。それゆえ、渦管に沿ったエーテルの並進運動の全体量は平均するとゼロにな る。そのような並進運動は大きな意味を持っている。なぜなら、管軸から相異なる距



図 2.2. らせん渦トロイドによって創出される渦場(電場)

離の所では大きさと方向が相異なっているため、この運動はらせん因子の相異なる値 を創出するからである。それに伴い、らせん運動は、管軸に沿ってはある符号を持ち、 周縁部に沿ってはそれと反対の符号を持つことになる(図 2.2)。

文献 [40,41 [2,3 か?]] に示されているように、1 つに合流することができるのは、 そのらせん因子が一定不変で、渦の長さ全体にわたって一様であるようならせん流の みである。そのようならせん運動は次式を満たさなければならない。

rot
$$\boldsymbol{v} = \lambda \boldsymbol{v};$$

 $\frac{\omega}{v} = \frac{\omega_x}{v_x} = \frac{\omega_y}{v_y} = \frac{\omega_z}{v_z} = \frac{\lambda}{r}$
(2.13)

このとき,

$$v \operatorname{grad} \lambda/r = \operatorname{const}$$
 (2.14)

電東密度の渦管の場合には、そのようなことはまったく存在せず、したがって、それらの渦管の流れは1つに合流することはできず、互いの表面に沿って滑動しながら 縦方向に発達してゆくこと、また隣接する渦環からの圧力の下で横方向に変位することしかできない。

このように、電場の力線――電東密度――は個々の渦管(「ファラデーの力管」)として存在している。ただし、電東密度に対応しているのは、渦管の流れの運動全体ではなく、その運動の円周方向成分のみである。

電場とは、断面方向にらせん因子が変化しているエーテルのらせん渦管(「ファラデ 一の力管」)の総体である。

電場の強さ [intensity of an electric field] は電場強度 [electric field strength], すなわち, 導体の横断面の単位面積当たりの渦管の数によって, またそれに対応して, 各渦管の横断面積によって決定される。すなわち, 電場強度が高いほど, 単位面積当たりの渦管の数はより大きくなり, 各渦管の横断面積はより小さくなる。これは, 気体渦理論と完全に合致している。気体渦の場合, 渦に沿った気体の循環が一定のとき, 渦管の横断面積が小さいほど, 強度および回転の周速度はより大きくなる。

単独電荷の場合には円周運動が占める円周角は4πであり、したがってn個の渦管の 場合,各渦管が占める角度は

$$\theta = 4\pi/n \tag{2.15}$$

となる。このとき、各渦管について、ヘルムホルツの定理に従い、各渦管の長さ全体 において、各要素細流について循環および角運動量が保存される。すなわち、

$$\Gamma = 2\pi r v; \quad L = m v r = \text{const} \tag{2.16}$$

既に示したように、単独電荷の大きさは

$$e = \rho_{\rm et} v_{\rm c} S_{\rm p}$$

として定義される。

トロイダル運動は円周運動を空間の球面全体に沿って押し流すため,球面を通る円 周運動の質量流束は次の表式によって決定される。

$$\oint \rho_{\rm et} v_{\rm c} \, dS = n \rho_{\rm et} v_{\rm c} S_{\rm p} \tag{2.17}$$

または

$$\int DdS = q \tag{2.18}$$

ここで、qは球面の内部に存在する全電荷; $D = \rho_{et}v_c$ はエーテルの密度の円周速度の 流れ、言い換えれば、電束密度の流れである。得られた表式はガウスの定理と合致し ている。

整列した電荷が電極の表面に出現したときの電場の発生過程の要点は、各渦管の渦 運動が管軸に沿って伝播し始めるということにある。このとき、渦管の端面上におい ては、エーテルの運動は管軸に対して垂直な平面内に横たわっている。それゆえ、真 空中における電場の伝播速度は、エーテル中における第2音速――エーテルの粘性に よってもたらされる横方向運動の伝播速度――に等しい。これが光速度に他ならない。 何らかの物質中における電場の伝播速度はそのk_o分の1である。k_oは

$$k_{\rho} = \sqrt{\rho_{\rm mat}/\rho_{\rm et}} \tag{2.19}$$

である。ここで、 ρ_{mat} は物質中における電場の運動に引き入れられるエーテルの密度; ρ_{et} は自由空間中におけるエーテルの密度^[訳注]である。

光学的媒質中においては $k_{\rho} = n$ である。すなわち、 k_{ρ} は屈折率に等しい。普通、屈 折率は 1.4~1.6 の範囲内にある。それゆえ、電場中における運動に引き入れられるエ ーテルの密度は自由エーテルの密度のせいぜい 2~2.5 倍、すなわち約2·10⁻¹¹ kg·m⁻³ である。

この密度を光学ガラスの密度(およそ(2.65~3)·10³ kg·m⁻³)と比較すると,電場 中における運動に引き入れられるのはエーテルのきわめて小さい部分,すなわち物質 を形成しているエーテルの質量全体のおよそ10⁻¹⁴であることが分かる。

2.3. 金属中における電流の物理的本質

電場が存在しない場合には,金属中の電子は無秩序な熱運動を行い,空間中において無秩序な,すなわち一様に分布した配向を持つ。

電場の作用下では、導体中における電子の無秩序運動は若干秩序化する。その秩序 化は2通りの現れ方をする。第1に、自由に走行している電子は電場に沿った方向を 向き始める。すなわち、電子の軸の方向が、電場の方向に沿った共通の成分を持つよ うになる。第2に、電子は電場に沿った共通の方向において若干の加速度を持つよう になり、速度を増加させ、それによってその運動エネルギーを増加させる。それゆえ、 電子と導体原子の電子殻との衝突が電子の配向を再び無秩序化するにもかかわらず、 全体的には、電場の方向に沿ったある共通の配向を持った電子の流れが形成される(図

^[訳注] 自由空間中におけるエーテル(自由エーテル)の密度は8.85・10⁻¹² kg/m³である(この値の導出 については本シリーズ第2巻第1部第3.2節を参照されたい)。



図 2.3. 電場に沿った電子のスピン配向

2.3)。

電子のその配向は、電子が金属分子の表面と衝突するとその都度失われるが、その 後、衝突から次の衝突までの間の走行時に部分的に回復される。その結果、平均する と、金属中の電子の総体は導体軸に沿って移動する。それだけでなく、その電子の総 体は、導体軸に対して垂直な平面に対してある共通の角度だけ傾いた配向を持ってい る。その角度の大きさは、電流が導体に沿って通過するときに導体の周りに発生する 磁場の構造の特性にもとづいて決定することができる。

導体に沿って流れる電流の大きさは次のようになる。

$$I = eNSv_q = edn/dt = dq/dt$$
(2.20)

ここで、eは電子の電荷であり、 $1.6 \cdot 10^{-19}$ C; Nは導体の単位体積当たりの電子の個数; Sは導体の横断面積; v_q は導体軸に沿った電子の移動速度; nは導体の断面を通過する、電荷q中の電子の個数である。

横断面積Sconの導体に沿った電子の移動速度vconは次式によって決定される。

$$v_{\rm con} = \frac{l}{eNS_{\rm con}} \tag{2.21}$$

導体中の電子の個数Nは金属原子の個数と等しいとみなせば、単位体積中にはおよそ10³⁰個/m³の電子が含まれており、したがって電子間の平均距離は $d = 10^{-10}$ mとなる。導体の横断面積が $S_{con} = 1 \text{ mm}^2$ の場合には、その横断面積中には $n_s = 10^{14}$ 個の電子が含まれ、それは電荷

$$q_{\rm con} = n_{\rm S} \cdot e = 10^{14} \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} = 1.6 \cdot 10^{-5} \,\rm C$$
 (2.22)

に相当するという結果が得られる。

電流が1Aのときには、導体の横断面を1秒間に1Cの電荷が通過しなければならず、したがって6.25 \cdot 10⁴個の電荷 q_{con} が通過しなければならない。電子間の平均距離が10⁻¹⁰ mであることを考慮すると、導体に沿った電子の平均移動距離

$$v_{\rm e\,con} = dq_{\rm con} = 10^{-10} \cdot 6.25 \cdot 10^4 = 6.25 \cdot 10^{-6} \,\mathrm{m/s} = 6.25 \,\mu\mathrm{m/s}$$
 (2.23)

が得られる。

電場の強度 Eとは、単一の電荷に作用する力である。1 個の電子に作用する力はEe (ここでeは電子の電荷)と定義される。この力の作用下において、質量mの電子は加 速度

$$a = Ee/m \tag{2.24}$$

を得、原子表面との衝突から次の衝突までの間の時間 Δt の間に追加速度 Δv を得る。2 回の衝突の間に電子が走行する距離を λ とし、電子の速度を v_e とすると、その時間間隔の大きさは

$$\Delta t = \lambda / v_{\rm e} \tag{2.25}$$

となる。

金属の単位体積当たりの電荷の密度が高いほど、電荷の大きさが大きいほど、また 電荷の易動度 μ 、すなわち電荷に作用する力に起因する速度の増分が大きいほど、導 体の電気伝導率 σ は大きくなる。すなわち、

$$\sigma = Ne\mu; \quad \mu = \Delta v_q / E; \quad \Delta v_q = a\Delta t = \frac{Ee\lambda}{mu}$$
(2.26)

であり,したがって

$$\sigma = \frac{Ne^2\lambda}{mu} \tag{2.27}$$

となる。

上に示した金属の電気伝導率の計算のための公式は 1900 年に P.ドルーデによって 初めて導出された(第1章の文献 [16])。ただし,電子の易動度自体は,その範囲内 において自由電子が移動しているファン・デル・ワールス殻中における,エーテルの 密度と粘性に依存していることに注意しなければならない。

参考データにもとづいた各種金属中における電子の自由行程の計算は、理論にもと づいた期待値との間で、値のオーダーという点で良い一致を与えている。すなわち、 電子の自由行程は、温度が 0[°]Cのとき、銅では $\lambda = 2.65 \cdot 10^{-10}$ m、アルミニウムでは $1.64 \cdot 10^{-10}$ m、タングステンでは $0.84 \cdot 10^{-10}$ m、ビスマスでは $3.7 \cdot 10^{-13}$ mである。最 後に挙げた例は、ビスマス中においては、自由電子が移動することのできる原子間空 間の大きさがきわめて小さいことを物語っている。

電子は追加的な運動エネルギーを得ながら,導体原子の電子殻に大きな力で衝突す る。導体を電流が通るとき,導体の温度が上昇する理由はこれによって説明される。 そして原子の電子殻の表面の振幅が増大するため,電子と原子の衝突回数も増大する。 このこともまた,加熱されたとき,導体の電気抵抗が増大する原因となっている。

導体の温度が上昇すると、原子の電子殻の振幅が増大し、このこととの関連で電子の自由行程が短縮することにより、導体の抵抗が増大する。自由行程の相対的短縮は、 銅では $4.33 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ 、アルミニウムでは $4.6 \cdot 10^{-3} \text{ K}^{-1}$ であり、したがって温度が 10° 上昇すると、電子の自由行程はそれぞれ $2.54 \cdot 10^{-10} \text{ mおよび} 1.56 \cdot 10^{-10} \text{ mとなる}。$

導体に沿って流れる電流の密度は金属中の電子の体積密度,素電荷および導体軸に 沿った電子の平均速度に比例している。したがってその密度は次式によって決定され る。

j

$$= Ne\Delta v \tag{2.28}$$

31 第1部 第2章 電磁気のエーテル動力学的本質

それぞれの量の値を代入すると、次式が得られる。

$$j = \frac{Ne^2\lambda}{mu}E = \sigma E \tag{2.29}$$

これはまさに微分形のオームの法則を表している。

上式の左辺と右辺に導体の体積V = SL(ここで、Sは導体の横断面積; Lは長さ)を 掛けると、次式が得られる。

$$jSL = \sigma ESL \tag{2.30}$$

導体中の電流の値は

$$I = jS \tag{2.31}$$

であり, 導体における電圧降下は

$$U = EL \tag{2.34}$$

であるので,

$$I = \sigma \frac{US}{L} = \frac{U}{R}$$
(2.33)

が得られる。ここで,

$$R = \frac{1}{\sigma S} \frac{L}{S} = \frac{\rho L}{S}$$
(2.34)

は導体全体の有効抵抗; $\rho = 1/\sigma$ はその比抵抗である。

導体中で電流を発生させるために消費される仕事率は

$$P = F\Delta vV \tag{2.35}$$

となる。ここで、F = EeNは電子に作用する力; Δv は電子の速度の増分; V = SLは 導体の体積である。それぞれの値を代入すると、次式が得られる。

$$P = EeN \frac{Eel}{mu}SL = E^2 \sigma SL = EL \cdot E\sigma S = UI = I^2 R = U^2/R$$
(2.36)

ここで、Uは導体における電圧降下; Iは導体中の電流である。

上式は,抵抗 *R*を持つ導体中において電流 *I*を通すために消費する必要のある有効 仕事率を反映している。その仕事率は導体の温度を上昇させるために消費され,回路 には戻らない。

超伝導のメカニズムも上述した観点から検討することができる。

温度が低下すると、電子自体の熱速度が減少するだけでなく、分子の電子殻の表面 における波の振幅も減少する。ある値以降、電場強度の力管に入り込んだ金属電子は 力管の勾配流の保持力に打ち勝つことができなくなり、原子の電子殻と相互作用する ことをやめる。抵抗は消滅する。

上述したすべてのことは、今のところ、電子が導体に沿って運動するときに導体の 周りに磁場が出現する理由をまったく説明していない。しかし、それを説明するため 32 第1部 第2章 電磁気のエーテル動力学的本質

には、まず初めに磁場自体の本質を理解する必要がある。

2.4. 磁場の物理的本質

磁場の比エネルギーは

$$w = \frac{\mu_0 H^2}{2} = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{\varepsilon_0 c^2 B^2}{2} = \frac{\rho_{\rm et} (Bc)^2}{2}, J/m^3$$
(2.37)

である。ここで、 μ_0 は真空の透磁率; *H*は磁場強度; *B*は磁束密度; ε_0 は真空の誘 電率; ρ_{et} は真空中におけるエーテルの密度; *c*は光速度である。ここから、磁束密度 *B*は形式的には無次元でなければならないことがただちに見て取れる。実際には、磁 束密度はけっして無次元ではなく、*xy*平面内に横たわる磁場の構造中におけるエーテ ル流の速度 v_m の光速度に対する比, すなわち *z*方向におけるエーテル中における第 2 音速に対する比なのである。これら 2 つの速度は互いに垂直であるから、それらの次 元を削除することはできない。すなわち、

$$B = \frac{v_{\rm m}}{c}, \, \mathrm{m}_{xy}/\mathrm{m}_z \tag{2.38}$$

なのである。

このように、磁束密度の物理的本質とは、光速度の分数で表された、磁場の構造中 におけるエーテル流の速度である。

磁場強度は

$$H = B/\mu_0 \tag{2.39}$$

であるから,

$$H = v_{\rm m}/\mu_0 c = \rho_{\rm et} v_{\rm m} c \tag{2.40}$$

となる。

これより,磁場強度の物理的本質とは,磁場の構造中におけるエーテル密度の並進 運動,すなわちエーテルの比運動量であることが分かる。

得られた表式から,1A/m 当たりの磁場強度の値に対応する,磁場の構造中におけるエーテル流の速度を直接決定することができる。すなわち,

$$v_{\rm m} = H/\rho_{\rm et}c = 1/8.85 \cdot 10^{-12} \cdot 3 \cdot 10^8 = 376.65 \,\rm m \cdot s^{-1} \tag{2.41}$$

1 tesla の大きさの電磁誘導の値に対しては、光速度に対するエーテル流の速度の比

$$B = \mu_0 H = 4\pi 10^{-7} = 1.256 \cdot 10^{-6}, m_{xy}/m_z$$
(2.42)

が対応する。

横断面積が 1 mm^2 の導体の半径は $r_{con} = 0.564 \text{ mm}$ であるから、長さ1 m のその導体の表面積は $3.54 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2$ となる。導体中の電子 1 個当たりの導体の表面積は $3.54 \cdot 10^{-27} \text{ m}^2$ であり、これは、電子の横断面積の

$$\frac{3.54 \cdot 10^{-27}}{2.75 \cdot 10^{-32}} = 1.4 \cdot 10^5 \text{ }$$

に相当する。

もし電子が、その平面が導体の表面のある1区画の平面に対して平行になるような 方向を向いているとすると、それは、表面速度

$$v_{sur} = v_e/1.4 \cdot 10^5 = 1.64 \cdot 10^{24}/1.4 \cdot 10^5 = 1.17 \cdot 10^{19} \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$$

に対応しているはずである。

導体に沿って1Aの電流が流れているとすると、導体の表面に磁場が出現し、その 強度は

$$H = \frac{i}{2\pi r_{\rm con}} = \frac{10^3}{2\pi \cdot 0.564} = 282 \,\text{A/m}$$
(2.43)

となる。これは表面速度1.06215 · 10⁵ m/sに対応している。

そしてこのことは、電子の傾きの角度は、わずか

$$\alpha = \frac{2 \cdot 1.06215 \cdot 10^5}{1.17 \cdot 10^{19}} = 1.8 \cdot 10^{-14} \text{ rad}$$

にすぎないということを意味している。

前節において示したように、電子は、電場の作用を受けたとき、それまで、それら がどのような姿勢を取っていたかにかかわらず、それらのスピンの導体軸への射影の 何らかの共通成分が形成されるように、自らの軸を方向転換させる。導体の表面の任 意の区画との関係において、電子のうちの半数はその表面の方を向き、残りの半数は その反対の方を向くことになり、それゆえ、電子の各対から出る循環は、その軸が導 体に沿った方向を向いている総循環を与える(図 2.4)。



図 2.4. 導体の周りにおける磁場の形成: (a)導体軸に対して平行な電子スピンベクトルの配向; (b)導体の外部におけるらせん流の総和

磁場が空間中を移動するとき、いかなる追加的な磁場も検出されない事実が特別に 設定された実験によって裏づけられていることから出発して考えると、また、磁針が 通電導体に対して垂直に止まることを考慮すると、ある種の管としての磁力線という 構造が、磁力線の事実上唯一可能な構造として描き出される。管の表面ではエーテル がある方向に流れており、管の内部ではその反対方向に流れている。そして管自体が 回転しているため、管の表面では、エーテルは管軸に対して 45°の角度を持つらせん に沿って流れている。そのとき、磁力線の形成は電子によって行われ、電子自体はら せんトロイドであるのだから、最もあり得る磁力線の構造は、らせんトロイドの組み 合わせである。エーテルらせん流の相互作用を図 2.5 に示す。



図 2.5. 磁力線の構造

このように、磁場と電場の力線の構造は多くの点で同一であるが、違いもある。電 場がらせん運動の源を端面に持っているのに対し、磁場は管全体の表面から発してい る。それゆえ、磁力管がらせんトロイドの構造を取ることができるのに対し、電気力 管はそのような構造を取ることができない。ただし、ここに述べたすべてのことは精 緻化を必要とする。

表式

$$H = v_{\rm m}/\mu_0 c \tag{2.44}$$

およびアンペールの法則

$$i = \int Hdl; \quad H = i/2\pi R \tag{2.45}$$

より,

$$v_{\rm m} = \frac{\iota \mu_0}{2\pi R} \tag{2.46}$$

が導き出される。この式は、物質中において、らせん流の速度がより大きい場合には、

$$v_{\rm m} = \frac{i\mu_0\mu}{2\pi R} \tag{2.47}$$

となる。ここで、µは、真空中におけるエーテル流の速度と比べた、それと同じエーテル流の物質中における相対速度である。

物質中におけるエーテル流の速度の変化は、分域の配向の変化によってもたらされ

る。分域は、それらの周縁部に位置している流れにより、あるいは流れの全体的速度 を増加させ(常磁性体と強磁性体の場合),あるいは逆に減少させる(反磁性体の場合)。 導体同士の力の相互作用に関するアンペールの法則

$$dF = \frac{\mu_0 \mu i_1 i_2}{2\pi R} dl$$
 (2.48)

を得られた依存関係と比較し,

$$\frac{dF}{dli_2} = \frac{i_1\mu_0\mu}{2\pi R} \tag{2.49}$$

という形で表すと、ここから、らせんエーテル流の速度に関する表式と、導体同士の 力の相互作用に関するアンペールの法則に関する表式が、完全に同一であることが分 かる。

アンペールの法則から導き出されるように,通電直線導体の周りの磁場強度の減少 は双曲線関数に従って生じなければならず,したがって強度同士の比は次式に合致し ていなければならない。

$H_1/H_2 = R_2/R_1 \tag{2.50}$

ここで, *R*₂と*R*₁は, それぞれ, 導体の中心から各磁場強度の測定地点までの距離である。しかし, エーテルは圧縮性を持っており, したがって磁場の場合, この事情が著しい影響を及ぼす。上に挙げた相関関係は,エーテルの圧縮を無視することのできる, 小さい磁場強度の値に対してのみ妥当する。それらの強度が増大するにつれて, この法則からの逸脱が観測されるはずである。この事情が実験的研究のテーマとなった。行われた実験的研究はこの予想を裏づけた。

もし磁場が圧縮性を持っているとすれば、上に挙げた依存関係は乱され、しかも、 電場強度または導体中を流れる電流が大きいほど、より大きく乱されるはずである。 このことは、圧縮性流体とのアナロジーにもとづいて次のように説明することができ る。回転羽根から流出しつつある流体(図 2.6(a))は、回転羽根からある程度離れた 所に存在している流体よりも大きな圧力の下にある。このことは、流体は回転羽根か ら遠ざかるにつれて膨張し、そのエネルギーを運動に加えるということ、すなわち、 中心から離れた所における圧縮性流体の速度は、非圧縮性流体の速度よりも大きくな るということを意味している。

様々な電流値における導体中心までの相対的距離に対する*H*/*H*₀比の依存性に関する実験値を図 2.6(b)に示す。

測定結果から見て取れるように、一次導体中の電流が増大するにつれて、アンペー ルの法則によって決定された値からの磁場強度の逸脱はより大きくなっている。導体 からの距離が増大するにつれて、すなわち、磁場強度の絶対値が減少するにつれて、 磁場強度の減少の依存関係は、アンペールの法則によって決定された双曲線関数に近 づき、その度合は、その強度がより小さいほど、より大きくなっている。このとき、 端効果の役割が増大しているはずであると思われるかもしれないが、実際には、端効 果は打ち消されていることが判明した。



図 2.6. アンペールの法則に関する実験的研究: (a)力学的アナロジー:回転羽根に よって運動に引き入れられる圧縮性流体の流速の変化; (b)導体軸からの距離に依存する 磁場強度の変化; 1:磁場の循環が一定不変という条件にもとづいて計算された理論曲線; 2:電流*I* = 1 Aのときの実験結果; 3:電流*I* = 10 Aのときの実験結果。測定は周波数 50 Hz, 400 Hz および 1000 Hz で行われた。

電場強度をエーテルの層流として解釈することは、ある一定の異議を引き起こすか もしれない。

第1に、周知のように、マクスウェルは、ファラデーが発見した、いくつかの結晶 中において偏光面を回転させるという磁場の性質との関連から、磁場を並進運動とし てではなく、回転運動として解釈することを選んだ。しかし、マクスウェルはエーテ ルの並進速度勾配はそのような作用を持っていることを考慮しなかった。

第2に、磁場は、必ずしもエーテルの純粋の並進運動というわけではない。その運 動には回転成分が存在することが可能であり、その際、各種の物理現象においては並 進運動速度と回転運動速度の間の比率は相異なったものとなる可能性がある。そのよ うな可能性については別途検討する必要がある。しかし、このバリエーションは、上 述したように、電場を断面方向にらせん因子が変化しているエーテルのらせん渦管の 組み合わせとして理解することに対しても、また磁場強度をエーテルの並進運動速度 として理解することに対しても矛盾しない。とは言え、そのような可能性を考慮に入 れたモデル化は、磁場の物理的本質と各種現象におけるその発現に関する理解を精緻 化することを可能にするであろう。
37 第1部 第2章 電磁気のエーテル動力学的本質

結 論

1. 電荷によって創出される電場とは、エーテルの線状渦管の組み合わせである。それらの渦管のらせん因子は深度方向に変化しており、このことが、それらの渦管が合流して1つの共通のらせん管になることを妨げている。

2. 電流とは、2 つの現象、すなわち、毎秒数 µm の速度の無秩序な熱運動に引き入れられた、金属中に含まれているすべての電子の移動現象と、導体に沿った共通の方向へのすべての電子のスピンの方向転換現象である。

第1の現象は電子の熱運動速度の増大および導体の端部における電荷の蓄積をもた らし、第2の現象は導体の周りにおける磁場の出現をもたらす。

3. 導体軸の方向への電子のスピンの方向転換によって創出される磁場とは, 導体を 取り囲んでいるらせん渦管の組み合わせである。

第3章 電荷の蓄積と運動

3.1. コンデンサー(電気容量)

導体中における電場の創出は,導体中に存在する電子の全質量を一方向へ移動させ, 導体の一方の端部から離れさせ,他方の端部において蓄積させる。2 つの端部に金属 板が配置されると,すなわちコンデンサーが創出されると,回路内の電圧が同じとき, 一方の極板上に蓄積される電荷の量は,極板の面積が大きいほど大きくなり,2 つの 極板の間の間隔が大きいほど小さくなる。

一方の極板上に電荷q,他方の極板上に電荷-qが置かれている帯電したコンデンサ ーについて検討しよう。符号が反対の等しい電荷が存在するということは,一方の極 板の内側表面上に

$$n = q/e \tag{3.1}$$

個の素電荷が集中しており、そのn個の素電荷がn個の渦管からなる場を創出したということを意味している。それらの渦管のすべての端部は第2の極板に入っている。すなわち、一方の極板から出た渦管の個数は、第2の極板に入ったその同じ渦管の個数と等しい。第2の極板上ではそれと同じ量の電荷の不足が生じている。もし電荷が等しくなければ、あるいは同じ符号を持っていれば、そのような均等性は生じないはずである。

1個の渦管の横断面積は(平均して)

$$S_0 = S_{\rm con}/n \tag{3.2}$$

(ここで、 S_{con} はコンデンサーの極板の面積)となる。渦管の周縁部に沿った円周運動の速度は

$$v_0 = \Gamma / 2\pi r_0 \tag{3.3}$$

(ここで, Γは渦管中におけるエーテルの循環強度)である。

渦環の個数の増大――2 つの極板上の電荷の増大――によって渦環の面積が変化すると、渦管中のエーテルの密度ρは、自由媒質中におけるエーテルの密度ρ_{et}と比べ、 次式のように変化する。

$$\rho/\rho_{\rm et} = S_0/S = r_0^2/r^2 \tag{3.4}$$

文献 [42~44 [1~8 か?]] に示されているように、ベルヌーイの方程式はらせん流全体に適用することができる。渦の周縁部における要素細流中の圧力と自由エーテル中の圧力の差は

$$\Delta P = \rho_{\rm et} v^2 / 2 \tag{3.5}$$

となる。渦管に沿った圧力降下は、平均して、横断面が円形の渦管の場合は

$$\Delta P = \rho_{\rm et} v^2 / 4 \tag{3.6}$$

となり [16 [?]], 横断面が非円形の渦管の場合は

$$\Delta P = k\rho_{\rm et}v^2 = \frac{k\rho_{\rm et}\Gamma^2}{4\pi^2 r^2} \tag{3.7}$$

となる。ここで、kは渦環の横断面の形状を考慮した比例係数である。

各渦管中における気体の流量は

$$v_0 \rho_0 = v \rho = \text{const} \tag{3.8}$$

であるから、次式が得られる。

$$\Delta P = k\rho v^2 = k \frac{{v_0}^2 {\rho_0}^2}{\rho} = k \frac{{\Gamma}^2 {\rho_0}^2}{4\pi^2 r^4 \varepsilon}$$
(3.9)

ここで, *ε*は誘電体中における渦管中のエーテルの相対密度である。

コンデンサーの1個の極板に作用する力の合計は

$$F = \Delta PS = k \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4\pi r^2 \varepsilon^4} = k' \frac{\Gamma^2 \rho_0^2 S}{4S \varepsilon^2} = k \frac{\Gamma^2 \rho_0 n^2}{4\varepsilon S} = \frac{q^2}{2\varepsilon_0 \varepsilon S}$$
(3.10)

となる。

このように、相対誘電率 の物理的意味は、真空中、すなわち物質が存在しないエー テル中における渦管中のエーテルの密度に対する、誘電体中における渦管中のエーテ ルの密度の比なのである。

電場の渦管が誘電体を通過することにとって本質的な重要性を持つ,次の事情に注 目しなければならない。それらの渦管中のエーテル流はエーテルの定常運動であり, その定常運動は,誘電体の物質自体を構成しているエーテル渦の若干の大きさの定常 移動しか引き起こすことができない。その定常移動の際には,移行過程のために,す なわち分子の弾性移動のために若干のエネルギーが消費される。それ以外の場合には, 誘電体中におけるエーテルの定常渦流の存在は,物質粒子のいかなる振動も引き起こ すことができない。このことは,渦のエネルギーは消費されず,リアクティブな性格 を持っている(エネルギーは熱――原子の振動エネルギー――に変換しない)という ことを意味している。

3.2. 電場中における自由電子

エーテルのらせん場――電場――中における電子――高密度エーテルのらせん渦環 ――の運動について検討しよう。渦場に入り込んだ電子は、その円周運動の平面が渦 管中におけるエーテルの円周運動の平面と一致するように向きを変えることを余儀な くされる。真空中においては物質分子とのいかなる衝突も生じないため、電場に沿っ た方向に向きを変えた電子の配向は、無限定に長い間保存されることになる。その後、 電子に作用する複数の圧力の間の差が作用したときには、電子は渦管の軸に沿った運 動を開始しなければならない。

渦場の円周運動 v_f の方向と電子の円周運動 v_e の方向が一致しているときには、[電子の] 粒子の、場を形成している渦の方を向いている側においては、円周運動の速度勾

配は反対側よりも小さくなる。それゆえ、場源を向いている側におけるエーテルの圧 力は反対側よりも大きくなる(図 3.1)。



図 3.1. 電場の渦管中における電子

ベルヌーイの方程式によれば、それらの圧力は次式によって決定される。

・領域 a^[訳注]における圧力:

$$P_{\rm a} = P_0 - \rho_{\rm et} (v_{\rm e} - v_{\rm f})^2 / 2 \tag{3.11}$$

・領域 b における圧力:

$$P_{\rm b} = P_0 - \rho_{\rm et} (v_{\rm e} + v_{\rm f})^2 / 2 \tag{3.12}$$

・領域 c における圧力:

$$P_{\rm c} = P_0 - \rho_{\rm et} [v_{\rm e} - (v_{\rm f} - b\partial v_{\rm f}/\partial r)]^2 /2$$
(3.13)

・領域 d における圧力:

$$P_{\rm d} = P_0 - \rho_{\rm et} [v_{\rm e} + (v_{\rm f} - b\partial v_{\rm f}/\partial r)]^2 / 2$$
(3.14)

ここで、b は電子の厚さ; v_e は電子の円周運動速度; v_f は電場の円周運動速度; $\partial v_f / \partial r$ は電場の円周運動の速度勾配である。

当該の計算を行い,値が小さい項を無視すると,電子に対して方向転換のモーメントを創出している圧力差の値が得られる。そのとき,そのモーメントは常に導体軸と 電子のトロイダル運動のベクトルが一致する側を向いている。すなわち,

$$\Delta P = v_{\rm e} \rho_{\rm et} b \partial v_{\rm f} / \partial r = v_{\rm e} \rho_{\rm et} E \tag{3.15}$$

ここで, $E = b \partial v_f / \partial r$ である。

電子の面積要素に作用する力は

$$dF = \Delta PE \sin\alpha = \rho_{\rm et} v_{\rm e} v_{\rm f} \sin\alpha dS_{\rm t} \tag{3.16}$$

(ここで、 S_t は電子の環状断面積; α は電子の主軸と電場の管軸の間の角度; Eは電場強度)である。

^[訳注] 図 3.1 には領域 a~d が示されていないが,式(3.11)~(3.14)の内容にもとづいて領域 a~d の位置を決定することができるはずである。

電子の面積全体において、電場の円周速度の定常成分はいかなる力も創出しない。 なぜなら、電子と電場の円周速度の流れの方向が一致している区域における圧力増大 は、それらが反対方向を持っている区域における圧力減少によって相殺されるからで ある。それゆえ、電子に対する追加的圧力は、エーテル流の速度v_fそのものによって ではなく、ループの周りにおける速度循環によって創出される。したがって、電場か ら電子に作用する力は

$$F = \rho_{\rm et} v_{\rm e} \iint \left(\frac{\partial v_{\rm f}}{\partial r} \right) \sin \alpha dr dS_{\rm e} = qE \sin \alpha \tag{3.17}$$

と定義される。ここで,

$$E = \int_0^b (\partial v_{\rm f} / \partial r) dr \tag{3.18}$$

である。

このように、電場強度、すなわち電場から単独電子に作用する力

$$E = F/q \tag{3.19}$$

は、エーテルの円周速度の勾配に電子の大きさを掛けたものをその起源としている。 ここから、電束密度 Dの物理的意味も、単位体積当たりのエーテルの円周運動の運動 量として、

$$D = \varepsilon_0 E = \rho_{\rm et} \int_0^b (\partial v_{\rm f} / \partial r) dr$$
(3.20)

と定義することができる。

自由空間中において Eの力の方向に運動している電子の場合には, $\sin \alpha = 1$ である (電子の主軸の方向が電場の管軸の方向と一致している)。圧力とは分子速度の 2 乗 に比例するポテンシャルエネルギーであるから,電子の要素に作用する力もまた,自 由媒質中における円周運動の伝播速度——光速度c——に対する電子の相対運動速度 v_q の 2 乗に比例する大きさだけ,すなわち $(v_q/c)^2$ だけ減少することになる。したがっ て

$$E = E_0 \left[1 - (v_q/c)^2 \right]$$
(3.21)

である。それゆえ、粒子の運動速度が光速度と等しいときには、すなわち $v_q = c$ のときには、 E_0 の大きさがどのように変化したとしても、E = 0となる。

今最後に述べたことは、粒子の速度が光速度に近づくにつれて、粒子に作用する力 は減少するということを意味している。このことは、非同期機において、回転子に対 する回転磁場の滑りが減少するにつれて、回転子によって増加されるモーメントが減 少することと類似している。任意の最大強度の電場をもってしても荷電粒子を光速度 まで加速することはできないという事実は、光速度の限界は原理的に克服することが できないなどということによってではなく、この非同期効果によってこそ原理的に説 明することが可能なのである。

このように、単独電荷に作用する力としての電場強度に関する表式が得られた。ト ロイダル渦環――電子――の回転速度を一定不変とみなせば、電場強度は渦場の強度 に比例し,その渦場の強度は,場の単位面積当たりの渦場の渦管の個数に比例すると いう結果が得られる。

電子が自由空間中に放置されている場合には、あらゆる気体トロイダル渦と同様、 電子はその中心穴から出る流れの方向に加速され始める。ただし、普通の気体渦とは 異なり、エーテルの著しい希薄性と粘性率の小ささ、また電子内部のエーテル密度が 自由空間中のエーテル密度より何十桁も大きいことにより、電子の加速時定数はきわ めて大きく、何十年間あるいは何百年間となる。このことが宇宙線の本性を説明して いる。しかし、普通の実験の条件下においては、電子は事実上静止したままである。 なぜなら、電子の表面積は小さく、エーテルの粘性率も小さいため、電子の周囲の媒 質から電子に加わる斥力は小さく、それに対応して加速時間が大きいからである。

3.3. 磁場中における自由電子

磁場中における電子の挙動について検討しよう。磁場それ自体は電子の配向に対し ていかなる影響も及ぼすことができない。これは、磁場から電子に作用するすべての 力が互いに均衡しているからであり、しかもそれは、磁場自体がいかなる構造を持っ ているか、また磁場中においてエーテルの運動の円周成分と並進成分のいずれが卓越 しているかとは無関係であるからである。

しかし実際には(図 3.2),領域1においては,隣り合う気体流の方向が同一――図 の平面に対して垂直な方向――であるため,図の平面内のエーテル流によって渦同士 の引き付け合いが,しかし気体の回転によって渦同士の斥け合いが生じている。領域 2 においてはすべてが逆であり,図の平面内のエーテル流の回転によって渦同士の斥 け合いが,また図の平面に対して垂直な平面内の気体の運動方向が反対であることに よって渦同士の引き付け合いが生じている。このとき,エーテルの並進運動によって 引き起こされた諸力の成分は互いの間で均衡している。それと同様に,エーテルの回 転運動によって引き起こされた諸力の成分も互いの間で均衡している。



図 3.2. 磁場中の電子に作用する圧力の均衡

外力,例えば電場によって電子に対して速度vの並進運動が与えられた場合には,状況は著しく変化する。この場合には,電場中におけるエーテル流の速度v_fに対し,電

子の並進運動の速度が渦環の表面に沿って付加される。図の平面内に横たわっている 諸速度の差は,領域1においては

$$\Delta v_1 = v_e + v_f + v \tag{3.22}$$

となり、これに対応して、領域2においては

$$\Delta v_2 = v_e - v_f + v \tag{3.23}$$

となる。

これらの2乗はそれぞれ次のようになる。

$$(\Delta v_1)^2 = v_e^2 + v_f^2 + 2v_e v_f + v^2 + 2v_e v + 2v_f v$$
(3.24)

$$(\Delta v_2)^2 = v_e^2 + v_f^2 - 2v_e v_f + v^2 + 2v_e v - 2v_f v$$
(3.25)

図の平面に対して垂直な方向における諸速度の差は次のようになる。

$$\Delta v'_{1} = v_{\rm e} - v_{\rm f}; \quad \Delta v'_{2} = v_{\rm e} + v_{\rm f} \tag{3.26}$$

ここで、諸速度の差の2乗は次のようになる。

$$(\Delta v'_1)^2 = v_e^2 - 2v_e v_f + v_f^2 \tag{3.27}$$

$$(\Delta v'_2)^2 = v_e^2 + 2v_e v_f + v_f^2$$
(3.28)

各領域における速度の2乗の和は

$$(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2 = 2v_e^2 + 2v_f^2 + v^2 + 2v_e v + 2v_f v$$
(3.29)

$$(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2 = 2v_e^2 + 2v_f^2 + v^2 + 2v_e v - 2v_f v$$
(3.30)

となり, それらの差は

$$[(\Delta v_1)^2 + (\Delta v'_1)^2] - [(\Delta v_2)^2 + (\Delta v'_2)^2] = 4v_f v$$
(3.31)

となる。

ベルヌーイの方程式によれば

$$P = \rho_{\rm et} \mathcal{C} - \rho_{\rm et} v^2 / 2 \tag{3.32}$$

であるから、したがって

$$\Delta P = 2\rho_{\rm et} v_{\rm f} v \tag{3.33}$$

となる。

電子の等価表面積Segに作用する力は

$$F = \Delta P S_{eq} = 2\rho S_{eq} \boldsymbol{v}_{f} \boldsymbol{v} = [\boldsymbol{B}\boldsymbol{v}]$$
(3.34)

と定義される。これは磁場中で運動する電子に関するローレンツの法則と合致している。このとき,図 3.3 から見て取れるように,その力の方向は電子の運動方向に対して垂直である。



図 3.3. 電子が磁場中を運動するときの転向力の出現

3.4. インダクタンス. 自己誘導現象のメカニズム

束縛エーテル流は圧縮されたばねに喩えられる。それはポテンシャルエネルギーを 蓄積し、電子を互いに斥け合わせようとする。そのとき、圧力の増分は導体を通過す る電流の大きさに比例したものとなる。

ソレノイドの場合,そのような圧力は,ソレノイドの単位長さl当たりのアンペア回数iwに比例したものとなる。すなわち,

$$p = \frac{iw}{l} \tag{3.35}$$

MKS 単位系における電流 [*i*] の単位はkg·s⁻²,長さ [*l*] の単位はmであり、した がって束縛された細流の圧力の測定単位はkg·m⁻¹·s⁻²あるいはN(ニュートン)、す なわち普通の圧力の場合と同じになる。

束縛エーテル流が圧縮されるときになされる仕事は,普通のばねが圧縮されるとき になされる仕事と同様にして決定される。普通のばねの場合,圧縮力は変形に比例し ている,すなわち

$$F = kx \tag{3.36}$$

(ここで、kは弾性率)であり、なされた仕事は表式

$$W = \int_{0}^{x_{0}} F dx = \frac{kx_{0}^{2}}{2} = \frac{F_{0}^{2}}{2k}$$
(3.37)

(ここで, *F*₀はばねの圧縮力)によって決定されるのに対して,圧縮されたエーテル流の場合には,その表式はソレノイドの単位長さ当たりで

$$w = \frac{p^2}{2k} = \frac{k'}{2} \cdot \frac{(iw)^2}{l^2}$$
(3.38)

となる。

得られた表式をソレノイドのエネルギーに関する既知の表式

$$w = \frac{\mu(iw)^2}{2l^2}$$
(3.39)

と比較すると,真空の透磁率の物理的意味はエーテルの弾性率と合致していることに 気がつく。

チョークコイルのコアの中に鉄が存在する場合には、ソレノイドの巻線によって創 出される磁場――秩序立ったエーテル流――は、分域――鉄分子の集合体――の方向 転換のためにそのエネルギーを消費する。それらの集合体はコア中に無秩序な状態で 存在しており、空間中において相対的に一様に、ありとあらゆる方向に配向している。 しかし、磁場――通電導線中における電子の秩序立った配向の結果である、秩序立っ た環状エーテル流――の作用の下で、分域も方向転換し、コアの磁場を形成する。そ こにおける磁場はらせん渦管の組み合わせであり、したがってその磁場の構造は、電 流によって創出される磁場とは異なっている。

このようにして事象の遂次的な連鎖が生じる。すなわち,ソレノイドの巻線の導体 中における電場が導体の電子を,それらの主軸が導体軸の方向を向くように方向転換 させ,それによって導体の周りにエーテルの円周運動の流れが創出される。それらの エーテルは,鉄心中に浸透し,分域によって創出される磁場のらせん渦管の軸が,ら せん渦管に作用する外部エーテル流の方向に対して垂直に,部分的に共通の方向に配 向するようになるように,それらの分域を,それぞれ共通の方向を向くように方向転 換させる。

そのような各らせん渦管は、コアのそれ以外の材料と結合した状態にある、それに 対応した分域と結合しているため、各らせん渦管と分域の間の結合は、まるでばねの ように緊張している。そのため、外部エーテル流が消滅すると、それらの間の結合は、 分域を元の状態に戻させる。コアによって創出された磁場は消滅する。軟磁性材料は このような状況にある。

硬磁性材料の場合には、状況はそれとは異なっている。材料中の分域同士の結合の 抵抗が外部エーテル流に打ち勝つことができる場合には、分域同士の結合が、分域を 元の状態に戻させないこともある。その場合には、磁場は、ソレノイドの巻線の電流 が切られた後も維持される。

しかし,分域と材料の結合を弱化させる最も簡単な方法は,周知のように,硬磁性 材料を溶解するまで加熱することである。すると,外部磁場が分域を所要の方向に容 易に配向させ,次に,材料が冷えると,分子間結合が分域をその方向に固定する。そ の材料は永久磁石になる。

チョークコイル中に鉄が存在する場合には、磁場の総蓄積エネルギーは鉄の体積に 比例したものとなる。すなわち、

$$W = \frac{\mu \mu_0(iw)^2}{2l_i^2} V_i$$
(3.40)

チョークコイルの鉄の体積は $V_i = S_i l_i$ (ここで、 S_i はコアの断面積; l_i はコア中における磁力線の長さ)であるから、次式が得られる。

$$W = \frac{\mu \mu_0(iw)^2}{2{l_i}^2} S_i l_i$$
(3.41)

ここで, μは鉄の相対透磁率である。これを約分すると次式が得られる。

$$W = \frac{\mu\mu_0}{2} S_i \frac{(iw)^2}{l_i} = \mu\mu_0 \frac{S_i w^2 i^2}{2} = L \frac{i^2}{2}$$
(3.42)

ここで,

$$L = \mu \mu_0 \frac{S_i w^2}{l_i} = \frac{w^2}{R_m}; \quad R_m = \frac{l_i}{\mu \mu_0 S_i}$$
(3.43)

である。ここで、R_mはコアの磁気抵抗である。

このように、鉄心を持つコイルのインダクタンスに関する普通の公式が得られた。

上述したことから、インダクタンスにおける鉄心の役割は、その中に磁場の反応エ ネルギーが蓄積されることに帰着する。しかし、その中でそのエネルギーを創出する ためには、仕事をする、すなわち、鉄心の分域の方向転換を行う必要があり、そのた めには分域同士の結合の弾性抵抗に打ち勝つ必要がある。その仕事は、導体と鉄の間 の空間中における圧力の上昇によって行われる。その圧力自体は、導体を流れる電流 によって創出される。それゆえ、総蓄積エネルギーは電流の大きさの2乗に比例して いる。

鉄心を持たない導体の周りにおける渦管中のエーテルの並進速度のエネルギーは, 磁場のエネルギーに他ならない。鉄心が存在する場合には,そのエネルギーに,コア の分域の弾性方向転換のポテンシャルエネルギーが付け加わる。この系全体は緊張状 態にあり,共通の方向——導体軸に沿った方向——に方向転換させられた電子によっ て緊張状態に引き留められている。電子自体は,電場強度によってその状態に引き留 められている。

導体中における起電力が消滅すると、電子を共通の配向方向に引き留めている原因 も消滅し、エーテル流を緊張状態に引き留めている圧力も消滅する。均衡が損なわれ、 過程全体は逆方向に進んでゆく。今や、外部エーテル流が内部エーテル流に圧力を加 え、環状エーテル流の流線は縮小し、導体中に入るようになる。内部エーテル流のエ ネルギーは導体の電子の熱速度の増大のために消費される。自己誘導のメカニズムは、 まさにこのことにある。

過程の逆方向の進行は、導体内部に移動するエーテル流によって創出される導体上 の起電力が反対の符号を持つようになるという結果をもたらす。その起電力は、イン ダクタンスによって蓄積されたエネルギー、すなわちインダクタンスの大きさに比例 したものとなり、もし電流が即座に止まらなかった場合には、まだ維持されている電 流の電子が圧力の一部を保持し続ける。このように、自己誘導の起電力に関する有名 な公式

$$e = -Ldi/dt \tag{3.44}$$

を定性的レベルにおいて根拠づけることが可能である

結論

1. コンデンサーの電荷の本質は、ある量の電荷が一方の極板から流出したとき、他 方の極板上にそれと同量の電子が蓄積されることにある。電荷の蓄積は両極板の間に 電場を創出し、その電場が、電子を両極板に入らせた電場に対して反作用し、電子の 流入は停止する。

2. 物質の相対誘電率とは,真空中におけるエーテルの密度に対する誘電体中における自由エーテルの密度の比である。その結果,電場強度が減少し,追加的電子の流入によって均衡が確立する。

3. 電場のらせん渦管中のエーテル流は定常的性格を持っており, 誘電体中において は, 物質分子の変位――直線偏位または角変位――のみをもたらす。そのとき, 電場 のエネルギーは移行過程のためにのみ消費され, その移行過程自体はリアクティブな 性格を持っている。

4. 電場から自由電子に作用する力は電子が加速されるにつれて減少してゆき,電子 が光速度と等しい速度に達したとき,ゼロになる。荷電粒子は電場によって超光速度 まで加速されることができないという事実は,まさにこのことによって説明される。

5. 空間中で静止している電子に対するエーテルの圧力は均衡している。しかし、電子が磁場に対して移動すると、電子の相異なる区域における圧力の均衡が崩れ、電子は直線方向から離れる方向へ変位し始める。

6. 真空の透磁率の物理的意味はエーテルの弾性率と一致している。

7. 磁場のらせん渦管から,その磁場を創出した電子に対して加わるエーテル動力学 的圧力は,普通の気体の圧力におけるのと同じ次元を持っている。これこそが磁場の ポテンシャルエネルギーであり,電流源の起電力が消滅したとき,このエネルギーが 自己誘導の起電力を創出する。

第4章 電磁相互作用

4.1. 通電導体の力の相互作用

周知のように、2 つの平行導体に電流が流れるとき、それらの導体は、電流が同一 方向に流れている場合は相互引力を受け、電流が反対方向に流れている場合は相互斥 力を受ける。アンペールの法則によれば、真空中における平行通電導体の相互作用力 は次式によって決定される。

$$F = -\mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{4\pi d} \tag{4.1}$$

ここで、 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$ は真空の透磁率; $I_1 \geq I_2$ は1番目と2番目の導体中における電流の大きさ; lは導体の長さ; dはそれらの導体の軸の間の距離である。

上に挙げた有名な表式は実験データと一致しているが、しかし通電導線の相互作用 の物理的本質を反映していない。その物理的本質を理解するために、互いに対して平 行に配置されている2本の導線の各1本中に1個ずつ置かれている2個の電子――球 形の高密度エーテルトロイダルらせん渦環――の相互作用について検討しよう。

1 番目の導線中にあり、電場の運動のトロイダル成分の作用を受けた電子は、その 主軸が導線の長手方向の軸に対してπ/2未満の角度をなすように方向転換する。導出 を簡単にするため、電子の主軸と導線の軸は方向が一致しているものとする。方向転 換の実際の角度は、その後で考慮に入れることにする。

エーテル流のらせん速度のトロイダル成分は、ビオーサバールの法則に従って距離 の3乗に比例して減少する。これに対し、その円周成分は、ガウスの定理に従って距 離の2乗に比例して減少する。それゆえ、以下においては、その速度のトロイダル成 分を考慮することなく、それらの電子の相互作用は、それらの周りにおけるエーテル 流の円周成分のみの影響の下で行われるとみなすことができる。

直流電流の大きさを *I*, A, 導線の横断面積を S_{con} , m⁻², 金属中に含まれる自由電子の 個数を *N*, m⁻³, 1 個の電子の電荷をeとすると, 導線に沿った電子の移動速度は次の ようになる。

$$v_{\rm econ} = \frac{I}{eNS_{\rm con}} \tag{4.2}$$

物理学的には,導線間の相互作用は,空間中に配向されている電子が導線の周りに エーテルのらせん流を創出することによって行われ,そのらせん流が電流の磁場とし て感受される(図 4.1)。

2 本の導線中における電子の配向が平行な場合には、渦場の円周運動v_fの方向と、 [電子の] 粒子の、場を形成している渦の方を向いている側における円周運動v_cの方向 とは反対であり、円周運動の速度勾配はその反対側におけるよりも大きくなる。それ ゆえ、2 本の導線の互いに向かい合っている側におけるエーテルの圧力は、その反対 側における圧力よりも小さくなる。



図 4.1. 平衡導体中における電子の相互作用: (a)電流が同じ方向に流れる場合; (b) 電流が反対方向に流れる場合

ベルヌーイの方程式によれば、それらの圧力は次式によって決定される。

・領域(a)における圧力:

$$P = P_0 - \rho_{\rm et} (v_{\rm e} - v_{\rm f})^2 / 2 \tag{4.3}$$

・領域(b)における圧力:

$$P = P_0 - \rho_{\rm et} [v_{\rm e} - (v_{\rm f} - b\partial v_{\rm f}/\partial r)]^2/2$$

$$\tag{4.4}$$

値が小さい項を無視すると、電子に作用する圧力の差の値が得られる。すなわち、

$$\Delta P = 2\rho_{\rm et} v_{\rm e} v_{\rm f} \tag{4.5}$$

ここで、v_eは電子の表面におけるエーテル流の速度; v_fは2番目の導線中に存在する 電子の表面において、1番目の導線中に存在する電子によって創出されたエーテル流 の速度である。

2 番目の導線中の電子が、その主軸の方向が導線の軸の方向と一致するように方向 転換させられたとすると、2 番目の導線中の1 個の電子に作用する力は次の値になる はずである。

$$F = 2\rho_{\rm et} v_{\rm e} v_{\rm f} S_{\rm e\,sec} = 2\rho_{\rm et} v_{\rm e} v_{\rm f} \pi r_{\rm e}^{\ 2} \tag{4.6}$$

2番目の導線中に存在する電子の方向転換の実際の角度α₂を考慮に入れた場合には, 2番目の導線のすべての電子に作用する力は次のようになる。

$$F_2 = \rho_{\rm et} v_{\rm e} 4\pi r_{\rm e}^2 v_{\rm f} \alpha_2 / 2 = e n_2 v_{\rm f} \alpha_2 / 2 \tag{4.7}$$

ここで,eは電子の電荷; n₂は2番目の導線中の電子の個数である。

アンペールの法則の表式を次のように変形しよう。

$$\frac{F}{l} = -\mu_0 \frac{I_1 I_2}{4\pi d}$$
(4.8)

電流に対しては次の関係が当てはまる。

$$I = v_{\rm con} e S_{\rm con \, sec} N \tag{4.9}$$

ここで、 v_{con} は導体に沿った電子の移動速度; eは電子の電荷; $S_{con sec}$ は導体の横断面積; Nは金属の単位体積当たりの電子の個数であり、このとき、

$$e = \rho_{\rm et} v_{\rm e} S_{\rm e} = 4\pi \rho_{\rm et} v_{\rm e} r_{\rm e}^2 \tag{4.10}$$

である。ここで、 ρ_{et} はエーテルの密度; v_e は電子の表面における環状エーテル流の速度; S_e は電子の表面積; r_e は電子の半径である。

電流に関する表式をアンペールの法則に代入し,

$$\mu_0 = 1/\rho_{\rm et} c^2 \tag{4.11}$$

であることを考慮すると、次式が得られる。

$$\frac{F}{l} = \frac{v_{\text{con1}}eS_{\text{con1}}N_1v_{\text{con2}}eS_{\text{con2}}N_2}{4\pi\rho_{\text{et}}c^2d} = \frac{\alpha_1eS_{\text{con1}}N_1\alpha_2eS_{\text{con2}}N_2}{4\pi\rho_{\text{et}}d}$$

$$= \frac{\alpha_14\pi\rho_{\text{et}}v_er_e^2S_{\text{con1}}N_1}{4\pi\rho_{\text{et}}d} \cdot \alpha_24\pi\rho_{\text{et}}v_er_e^2S_{\text{con2}}N_2$$

$$= \frac{v_er_e^2N_2\alpha_1}{d} \cdot 4\pi\rho_{\text{et}}v_er_e^2S_{\text{con2}}N_2\alpha_2 = \rho_{\text{et}}v_f(\text{circ})$$
(4.12)

ここで、*v*fは1番目の導体中において電子の方向転換によって引き起こされたエーテル流の速度; (circ)は2番目の導体中における電子の総循環であり,

$$v_{\rm f} = \frac{v_{\rm e} r_{\rm e}^2 N_2 \alpha_1}{d} \tag{4.13}$$

$$(\operatorname{circ}) = 4\pi v_{\mathrm{e}} r_{\mathrm{e}}^{2} S_{\mathrm{con2}} N_{2} \alpha_{2}$$

$$(4.14)$$

である。eは電子の電荷; $v_{con1} \ge v_{con2}$ は1番目と2番目の導体に沿った電子の移動 速度; $S_{con1} \ge S_{con2}$ は1番目と2番目の導体の横断面積; $N_1 \ge N_2$ は各導体の単位体 積当たりの電子の個数; $\alpha_1 \ge \alpha_2$ は各導体中におけるエーテル流の方向転換角度であ り、したがって

$$\alpha_1 = v_{\text{con1}}/c; \quad \alpha_2 = v_{\text{con2}}/c$$
 (4.15)

である。

今や、アンペールの法則の同じ公式が、導線中の電子同士の相互作用の明確な物理 的意味を獲得した。すなわち、電子の表面におけるエーテル流の速度勾配が追加的な 圧力差を創出し、電子は2番目の導体の方向の追加的な速度を得て、得た運動量の増 分をその導体の分子に与える。まさにこのことが導体同士の相互作用力の出現をもた らす。ここでは、エーテル流の方向転換角度α₁とα₂に関して得られた表式は電子の方 向転換角度ではないという点に注意する必要がある。電子の方向転換角度はそれより も著しく大きい。電子の軸の平均方向転換角度βは、平均熱運動速度v_rに対する導体 に沿った電子の運動速度v_{con}の比、すなわち

$$\beta \approx \operatorname{tg} \beta = v_{\operatorname{con}} / v_T \tag{4.16}$$

を通じて決定することができると予想される。

導体同士の力の相互作用に関与するいくつかのパラメーターに数的評価を与えてみ たい。 2 つの導体中において1Aの力の直流電流が同じ方向に流れている場合,軸間距離が1cmの所に配置されている長さ1mの導体同士の引力は

$$F = 4\pi \cdot 10^{-7} / 4\pi \cdot 10^{-2} = 10^{-5} \text{N}$$

となる。

この場合には、各導体は 10^{24} 個の電子を含んでおり、それらの電子の互いに対する 距離は 10^{-10} mである。すなわち、各電子は金属分子 1 個の範囲内に存在している。導 体軸に沿った電子の移動速度は $6.25 \cdot 10^{-6}$ m/sとなる。電子の方向転換によって引き 起こされたエーテル流の方向転換角度は、わずか $6.25 \cdot 10^{-6}/3 \cdot 10^8 = 2.08 \cdot 10^{-14}$ rad にすぎない。エーテル流の方向転換のこれほどまでに小さい角度は、電子自体の方向 転換角度と同じ意味を持たない。電子自体の方向転換角度はそれよりも著しく大きく、 この場合には、温度+20℃のとき、

$$\beta = 6.25 \cdot 10^{-6} / 1.15 \cdot 10^{5} = 4 \cdot 10^{-11}$$
 rad

となる。

このように、導体同士の力の相互作用は、導体に対して電子が移動することによっ てではなく、導体軸に対して電子のスピンが同一方向の配向を持っていることによっ て行われる。そしてこのことが導体の外部におけるエーテル流の秩序化をもたらし、 これが電流による磁場の形成として感受される。それらのエーテル流は電子に作用を 及ぼし、電子に対して横方向の追加的な運動量を与え、このことが導体同士の力の相 互作用をもたらす。

4.2. 導体の相互誘導

周知のように、電気工学には「回路の相互誘導」という概念はあるが、「導体の相互 誘導」という概念は存在しない。回路の相互誘導の公式中には回路の面積が存在して いるため、回路の相互誘導に関する理解から、個々の導体の相互誘導を導き出すこと はできない。逆に、個々の導体の相互誘導に関する理解からは、任意の形状の回路の 相互誘導の法則を導き出すことができるはずである。それゆえ、導体の相互誘導の法 則性を見出すことは有意義なことと思われる。

普通の電気力学の理解によれば、1番目の回路における電流が変化すると、2番目の回路では起電力

$$e_{2M} = -M_{21} \, di_1/dt \tag{4.17}$$

(ここで, *M*₂₁は回路の自己インダクタンス)が誘起される。 回路の相互誘導の概念はファラデーの法則

$$e_{2M} = -\frac{S \, dB}{2\pi \, dt} \tag{4.18}$$

(ここで、Sは回路の面積; Bは磁束密度)から導き出すことができる。

ファラデーの法則自体,また,それと同じ法則に導くマクスウェル方程式は電磁場 と導体の直接的な相互作用を想定しているエーテル構想にもとづいて導出されたもの であるにもかかわらず,実際には,ここには,明らかに遠隔作用の構想が反映されて いる。なぜなら,磁場の変化の過程はある場所(回路の内部)において進行し,起電 力はそれとは別の場所(回路の周縁部)において出現しているのに,電磁場と導体の 相互作用のメカニズムは規定されていないからである。

しかし、それとは別の法則――電磁誘導の法則――、すなわち

$$e = -Blv \tag{4.19}$$

(ここで, Bは磁束密度; lは磁場を横切る導体の長さ; vは磁力線に対する導体の移動速度(図 4.2))には,近接作用の法則が反映されている。なぜなら,ここには磁場と導体の間の直接的な関係――導体が磁場を横切る速度――が存在するからである。ただし,起電力の発生のメカニズムはここでも解明されていない。



図 4.2. 導体が定常磁場を横切るときの起電力の誘起――電磁誘導

2つの長方形回路の相互誘導の起電力を決定するためには、アンペールの法則

$$i = \int H \, dl \tag{4.20}$$

を導入する必要がある。これより,

$$H = i/2\pi R \tag{4.21}$$

(ここで、Rは通電導線から磁場強度Hの測定地点までの距離)が導き出される。

ファラデーの法則によれば,2本の導線の間の相互誘導係数は次式によって決定される[45[?]]。

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu l}{2\pi} \ln \frac{r_{1\prime 2} r_{12\prime}}{r_{12} r_{1\prime 2\prime}}$$
(4.22)

ここで, r₁₂, r₁₂, r₁₁₂, r₁₁₂, は導体間の距離である(図 4.3(a))。

2つの回路が同じ平面内にある場合には,

 $r_{1'2} = d; r_{12'} = d + h_1; r_{12} = d + h_2; r_{1'2'} = d + h_1 + h_2$ (4.23) である。ここで、 dは2つの回路の隣り合う導体の間の距離; $h_1 \ge h_2$ は各回路中の 導体間の距離である。

2 つの回路中の側面の導体の間の相互の影響は無視することができる(これは実験的に検証されている)。この場合には、1 番目の回路の導線から出る磁場は、アンペ



図 4.3. 回路の相互誘導係数の導出に関する参考図

ールの法則に従い,1番目の回路の通電導線から遠ざかるにつれて弱まりながら,2 番目の回路の面積中に入って行く(図4.3(b))。

ファラデーの法則によれば、 $h_1 = h_2 = h$ のとき、2 番目の回路中における起電力は 次式によって決定される。

$$e_{2M} = -\frac{\mu_0 \mu l \, di_1}{2\pi \, dt} \left[\int_d^{d+h} \frac{dR}{R} - \int_{d+h}^{d+2h} \frac{dR}{R} \right]$$
$$= -\frac{\mu_0 \mu l \, di_1}{2\pi \, dt} \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d} = \frac{l \, di_1}{dt} M_1$$
(4.24)

ここで,

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d} = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} f_1$$
(4.25)

である。ここで,

$$f_1 = \ln \frac{(1+h/d)^2}{1+2h/d}$$
(4.26)

である。

得られた表式から分かるように、回路の面積が増大するにつれて、2番目の回路における起電力は対数関数的に無限に増大してゆく。*h* ≫ *d*のときは

$$M_1 = \frac{\mu_0 \mu}{2\pi} \ln \frac{h}{2d}$$
(4.27)

となるので, hの値が無限大に向かっていくと,回路の単位長さ当たりの相互誘導係数 もまた,対数関数的にではあるが,無限大に向かっていく。

この課題に対する近接作用の構想にもとづいたアプローチは,課題の設定の仕方を 原理的に変える。1番目の回路の導体から出る磁場は,まず最初に2番目の回路の近 い方の導体を横切り,次に,場源から遠ざかるにつれて弱まりながら,2番目の回路 の遠い方の導体を横切る。このとき,遠い方の導体中では,近い方の導体におけるの とは反対の符号の起電力が誘起され,しかもその起電力は,1番目の回路から遠い方 の導体までの距離が増大するにつれて,アンペールの法則に従って減少してゆく。例 えば,近い方の導体が,1番目の回路のそれに最も近い導体から3mmの軸間距離に あるとすると,遠い方の導体中に発生する起電力は,それが3cmの距離にある場合 には、近い方の導体中に発生する起電力の 10%, 30 cm の距離にある場合には、わず か 1%にすぎなくなる。このように、ここでは飽和性の依存関係 [saturable dependency] が生じているのであって、2 番目の回路における起電力の無限の増大はまったくあり 得ない。

上記と同じ条件下における2番目の回路における総起電力は、アンペールの法則を 考慮すると次式によって決定される。

$$e_{2M} = -\frac{\mu_0 \mu l R_{\rm con} \, di_1}{2\pi d \, dt} \left(1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d} \right) = \frac{l \, di_1}{dt} M_2 \tag{4.28}$$

ここで、相互誘導係数M2は

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{\rm con}}{2\pi d} \left(1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d} \right) = \frac{\mu_0 \mu R_{\rm con}}{2\pi d} f_2 \tag{4.29}$$

である。ここで,

$$f_2 = 1 - \frac{2}{1 + h/d} + \frac{1}{1 + 2h/d}$$
(4.30)

である。

ここで, *h*の値が無限大に向かっていくとき, 相互誘導係数は定数に向かっていく。 すなわち,

$$M_2 = \frac{\mu_0 \mu R_{\rm con}}{2\pi d} \tag{4.31}$$

*M*₁と*M*₂に関する表式の間には本質的な違いがある。比*h/d*が増大するにつれて,1 番目の関数は無限大に向かっていくのに対し,2番目の関数は有限である。両回路の 帰路導体が無限大に向かって離れていくと,表式には,隣り合う導体の相互誘導係数 のみが残る。このことは実践上,特別の意味を持つ。なぜなら,帰路導体の所在がそ もそも不明である場合がしばしばあるからである(例えば,信号の発信源と受信側が 接地されている場合)。

h ≪ dの場合には、次式のようになる。

$$e_{21} = -\frac{\mu_0 \mu l \, di}{2\pi \, dt} \ln\left(1 + \frac{h}{d}\right) = \frac{\mu_0 \mu l h \, di}{2\pi d \, dt} \tag{4.32}$$

$$e_{22} = -\frac{\mu_0 \mu l h^2 R_{\rm con} \, di}{2\pi d^3 \, dt} \tag{4.33}$$

ここで, dは2番目の回路に最も近い1番目の回路の導体の軸 [複数]の間の距離; h は2番目の回路の導体間の距離; lは各回路の長さである。

両回路の各区間の相互誘導係数を決定する可能性が、既にここに現れている。

このように、両導体の相互誘導係数は、いずれが1次導体であり、いずれが2次導体であるかに依存している。また、1番目の導体の2番目の導体との間の相互誘導係

数と,2番目の導体の1番目の導体との間の相互誘導係数とは異なっている。それらの相互誘導係数は両導体の半径に依存しており、次の相関関係にある。

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = \frac{R_{\rm con1}}{R_{\rm con2}} \tag{4.34}$$

この関係は変圧器における変圧比と類似している。

こうして,1番目の導線によって誘起される2番目の導線における起電力は次の大きさになる。

$$e_2 = -M_2 \frac{l \,\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 l \,\partial i}{2\pi d \,\partial t} \tag{4.35}$$

これより, 誘起された電場強度は

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_2 \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 \, \partial i}{2\pi d \, \partial t} \tag{4.36}$$

となる。正弦波交流電流の場合,誘起された起電力は次のようになる。[(4.37) は欠番]

$$e_2 = -\frac{\mu_0 \mu R_0 I_1 \omega l}{2\pi d}$$
(4.38)

2 つの単導線長方形回路を用いた導体の相互誘導に関する実験的研究を行った。それらの回路の隣り合う辺の長さは1mであった。型式 BPVL-0,35 の絶縁体外径 1.5 mmの導線を用いた。1 番目の導線に各種周波数の交流電流を流し、2 番目の回路において誘起された起電力を測定した。両回路の導体間の距離h₁とh₂を一様に変化させた。 測定は、1番目の回路における電流の値を1Aとし、50 Hz から 10 kHz までの範囲について行った。

2 つの依存関係を相対的形式で図 4.4 に示す。この図には、それぞれ、回路中における起電力の誘起メカニズムに関するマクスウェルの理解とエーテル動力学的理解にもとづいて計算された依存関係*f*₁と*f*₂が示されている。行われた測定の結果得られた値はバツ印(×)で示されている。

グラフから見て取れるように、得られた結果は、導体中における起電力の誘起に関 するエーテル動力学的理解にもとづいて得られた関数f₂を完全に満たしており、既に 値h/d = 10のとき、マクスウェルの依存関係f₁とは、小さい側へ4倍以上の開きがあ る。相対値で示された結果は、周波数の値にも、一次回路中の電流の大きさにも依存



図 4.4. 平面回路における誘導起電力の測定結果: 依存関係f₁(h/d)~M₁とf₂(h/d)~M₂

していない。このように、大型回路(面積1m²超)における起電力の誘起の依存関係 に関して行なわれた研究は、その依存関係が、マクスウェルの表式とよりも、上に示 した表式との方が、はるかに良く一致していることを示した。

得られた結果は、帰路導体が十分大きく離れているときには、誘起される起電力は 回路の面積に依存しないことを裏づけた。それゆえ、今後は、導体の相互誘導に関す る理解を用いることが適切である。

導体の力の相互作用の依存関係と導体の相互誘導の間の関係を示そう。アンペール の法則の表式

$$F = -\mu_0 \frac{I_1 I_2 l}{4\pi d}$$
(4.39)

を,それとは若干異なる形の

$$k(F) = \frac{F}{I_2 l} = -\mu_0 \frac{I_1}{4\pi d}$$
(4.40)

に変換しよう。

 $I_1 = 1 \text{ A}, d = 1 \text{ m}$ のとき, $k(F) = 10^{-7} \text{ N/m} \cdot \text{A} = 10^{-7}$ (無次元) である。 正弦波交流電流の場合の誘起された電場強度に関する表式を次のように書こう。

$$E_2 = \frac{e_2}{l} = -M_{21}\frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0\mu R_{\text{con1}}I\omega}{2\pi d} = k(F)2R_0\omega$$
(4.41)

ここで, *R*_{con1}は通電導線の半径; ωはその導線中を流れる電流の角周波数である。こ こから, 2 本の通電導線の力の相互作用に関するアンペールの法則と, 2 本の導線の 間の相互誘導との間の関係をただちに見て取ることができる。

導体の相互誘導係数に関して得られた依存関係は実際の相関関係をより良く反映しているとは言え,過程の物理的本質はここにも反映されていない。

交流電流の場合の電場強度に関する表式から、次式が導き出される。

$$E_{2} = \frac{e_{2}}{l} = -M_{2} \frac{\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_{0}\mu R_{\rm con}\partial i}{2\pi d \ \partial t} = -\frac{\mu_{0}\mu R_{\rm con}I\omega}{2\pi d} = \frac{v_{\rm con}q_{\rm e}n_{2}\omega R_{\rm con}}{2\pi\rho_{\rm et}c^{2}d}$$
$$= \frac{2v_{\rm con}v_{\rm e}r_{\rm e}^{2}n_{2}\omega R_{\rm con}}{c^{2}} = 2\alpha_{1}v_{\rm e}r_{\rm e}^{2}n_{2}\cdot\frac{\omega}{c\lambda}\cdot\frac{R_{\rm con}}{d}$$
(4.42)

得られた表式を、交流電流が流れている導体の周りを伝播する波に関する表式

$$E_2 = \frac{\partial v_{\rm f}}{\partial r} \cdot 2r_{\rm e} \tag{4.43}$$

と比較してみよう。ここで、 $\partial v_f / \partial r$ は1次導体中における電子の方向転換によって引き起こされた2次導体中における環状エーテル流の速度勾配; r_e は2次導体中の電子の半径である。

通電導体の周囲空間中で励起された磁場は波

$$H = H(r)\sin\omega(t - r/c) \tag{4.44}$$

として伝播し、したがってエーテル流の円周速度も

$$v_{\rm f} = v_{\rm f}(r) \sin\omega(t - r/c) \tag{4.45}$$

として伝播することになる。これより,

$$E_2 = \frac{\partial v_{\rm f}}{\partial r} \cdot 2r_{\rm e} = \frac{v_{\rm f}(r)\omega}{c} \cdot 2r_{\rm e}$$
(4.46)

となる。

この表式を表式(4.42)と比較すると,

$$v_{\rm f}(r) = v_{\rm e} r_{\rm e} n_2 \alpha_1 \cdot \frac{R_{\rm con}}{d} \tag{4.47}$$

であることが分かる。こうして、1 次通電導体による2次導体中における起電力の誘 起は単純な物理的意味を獲得する。すなわち、2次導体中における起電力は、1次導体 の電子——その主軸は部分的に導体軸に沿った方向を向いている——によって空間中 で励起されるエーテルの横方向速度の波の勾配が2次導体を通過する結果創出される。

次のパラメーターのときのケーブル中における電磁誘導の大きさのオーダーを決定 しよう。

・導線の横断面積0.35 mm² ($R_{con} = 0.334 \text{ mm}$); 通電導線中の電流I = 1 A; 導線の長さl = 1 m; 導線の軸間距離R = 2 mm; 交流電流の周波数f = 10 kHz。

帰路導線中における起電力は、それが離れた所にあるので無視することができる。 この場合、2番目の導線中において誘起される起電力は次のようになる。

$$e_2 = -\frac{\mu_0 l I \omega R_1}{2\pi d} = -\frac{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot 1 \cdot 2\pi \cdot 10^4 \cdot 0.334}{2\pi \cdot 2} = 2.1 \text{ mV}$$
(4.48)

このように,近接作用の構想にもとづいて得られた依存関係は,現象の本質をより 良く反映しているだけでなく,はるかに正確な結果を与えている。

上に述べたことに対しては、いくつかの意見を付け加えておかなければならない。

文献 [46 [5 か?]]の研究においては、軸間距離約 2 mm のときの形式 BPVL の平行 導線における誘起が測定された。周波数に対する線形依存性が得られ、通電導線中の 電流 1 A、周波数 10 kHz のとき、2 番目の導線中において 20 mV/m が得られた。しか しここでは、その際には、電磁的成分の値を上回る電気力学的成分が本質的な役割を 持っているという点を考慮するべきである。これは、導線間には容量性カップリング が存在しており、導線自体がおよそ1.6~2 μH/mのインダクタンスを持っていることと 関係している。電気力学的成分は、導線に遮蔽を施す方法によっては部分的にしか除 去することができない。なぜなら、遮蔽材も分布誘導リアクタンスを持っているから である。

相互誘導係数は導線の直径の比に依存している事実も実験的に検証された。既に示 したように,導体の相互誘導係数はそれらの直径の比に依存している。1番目の導線 によって2番目の導線中で誘起される起電力は次の大きさになる。

$$e_2 = -M_2 \frac{l \,\partial i}{\partial t} = -\frac{\mu_0 \mu R_0 l \,\partial i}{2\pi d \,\partial t} \tag{4.49}$$

周波数fの交流電流の場合,その大きさは

$$e_2 = \frac{\mu_0 \mu R_0 l f I}{d} \tag{4.50}$$

となる。2次導線が1次導体の表面上に直接横たわっており、そのため、導体の軸間 距離が通電導線の半径とごくわずかしか異ならない場合には、その大きさは

$$e_2 = \mu_0 \mu l f I \tag{4.51}$$

となる。

導線の長さが1mのとき、周波数1Hzの1Aの電流の場合には、起電力は

$$e_2 = 4\pi 10^{-7} \text{ V} = 1.25 \ \mu\text{V}$$

となる。

既に示したように、両導体の相互誘導係数は、いずれが1次導体で、いずれが2次 導体であるかに依存している。また、1番目の導線の2番目の導線との間の相互誘導 係数と、2番目の導線の1番目の導線との間の相互誘導係数とは異なっている。それ らの相互誘導係数は両導体の半径に依存しており、次の相関関係にある。

$$\frac{M_{12}}{M_{21}} = f\left(\frac{R_{\text{con1}}}{R_{\text{con2}}}\right) \tag{4.52}$$

磁場によって誘起される起電力の測定は困難である。その理由は、それと同時に分 布容量を通じて電気力学的起源の起電力が誘起され、後者の起電力の値は電磁的起源 の起電力の値よりおよそ1桁大きく、しかもそれらの値はいずれも同じパラメーター 一電流、周波数、配置――に対して一様に依存していることにある。さらに、遮蔽 材には誘導リアクタンスが存在するため、遮蔽さえも電気力学的成分を十分に低下さ せることができない。このことが過程全体を隠蔽している。しかし、それでもなお、 直径が著しく異なる導線を用い、同一の電流の値と周波数の下で、あれこれの導線に 関して2番目の導線において誘起される起電力を測定する方法により、この過程の定 性的側面を解明することは可能である。

相互作用する導体の直径に対する相互誘導係数の依存性を検証するため、一方の導体によって他方の導体において誘起される起電力の大きさの決定に関する実験を行った。その際、各導体は直径が著しく異なり(0.5 mm と 5 mm)、そのうちの一方は塩化ビニルと布の絶縁体(絶縁体を含めた導体の外径は 6.5 mm)、他方はエナメルの絶縁体で被覆されていた。軸間距離は 3.5 mm であった。2 つの導体は密に接触していた。2 番目の(被測定)導体における負荷を 10 Ω から 1/3 Ω まで変化させた。誘起の容量成分を除去するためには、これほどまでに小さな負荷抵抗が必要であったが、その除去を完全に行うことはできなかった。次に、回路上における両導線の配置を入れ換えた。

500 Hz から 4000 Hz までの周波数を用い, 3A の電流を流した。すべての測定は熱 電対形可動コイル形計器を用いて行った。測定結果を表 4.1 と表 4.2 に示す。

| 1 次導線の | 2 次導線の | 周波数, Hz | | | | |
|--|--------|---------|------|------|------|-------|
| 直径, mm | 直径, mm | 500 | 1000 | 2000 | 3000 | 4000 |
| 0.5 | 6.5 | 10 mV | 19 | 44 | 83 | 122 |
| 6.5 | 0.5 | 15 | 32 | 64 | 99 | 125 |
| $k_{2\mathrm{tr}}/k_{1\mathrm{tr}}$ [訳注] | | 1.5 | 1.68 | 1.45 | 1.08 | 1.025 |

表 4.1.1 次導線の電流 3 A, 導線の長さ 1.7 m のときの 2 次導線における起電力

表4.2.1次導線の電流1A,導線の長さ1mのときの2次導線における起電力

| 1 次導線の | 2 次導線の | 周波数,Hz | | | | |
|---------------------------------------|--------|--------|------|------|------|-------|
| 直径, mm | 直径, mm | 500 | 1000 | 2000 | 3000 | 4000 |
| 0.5 | 6.5 | 2 mV | 3.8 | 8.8 | 16.6 | 24.4 |
| 6.5 | 0.5 | 3 | 6.4 | 12.8 | 19.8 | 25 |
| $k_{2 \mathrm{tr}}/k_{1 \mathrm{tr}}$ | | 1.5 | 1.68 | 1.45 | 1.08 | 1.025 |

これらの表から,導体の相互誘導係数は,それらの導体のうちいずれが1次導体で あり,いずれが2次導体であるかに実際に依存していることが分かる。1000 Hz の場 合,直径がより小さい導体によって直径がより大きい導体において誘起される起電力 の計算値は,単純な比例関係に従えば,わずか0.09 mV とならなければならず,両導 体の配置を入れ換えたときは1.16 mV とならなければならない。それゆえ,得られた 比は相異なっているにもかかわらず——それらの比が相異なっている理由は,例えば, 導体同士がこのように隣接している場合には,もはや電流全体がそれらの導体の軸線 に集中しているとみなしてはならないこと,また,それらの導体間には容量性カップ リング(電気力学的結合)が存在していることによって説明することができる——, 相互誘導係数が導体の導線の直径の比に依存していることが定性的レベルにおいて裏 づけられたとみなすことができる。

このように、導体の相互誘導に関する理解を電気工学に導入すること、また、その 理解にもとづき、しかるべき積分を行うことによって今度は回路の相互誘導も決定す ることが可能であり、有益であることが裏づけられている。

4.3. 変圧器

周知のように、変圧器とは、交流の起電力と電流の大きさを変換するための静止形 装置である。変圧器は電気的に接続されていない、互いに静止したいくつかの巻線か らなっている。それらの巻線は電磁誘導によって互いに結合している。巻線のうちの 1つは1次巻線であり、外部の起電力源に接続されている。それ以外の巻線は2次巻 線であり、そこにおける起電力は、1次巻線の電流によって創出される磁場の力線が

^[訳注] 表 4.1 と表 4.2 の k_{2tr}/k_{1tr} の添え字の tr は transformation。すなわち、 k_{tr} は変圧比で、 k_{1tr} は「1回目の試行時の変圧比」、2tr は両導線の配置を入れ換えた後の「2回目の試行時の変圧比」。

2 次巻線と交差する結果発生する。大きさが変換された電圧は 2 次巻線から電力消費 機器に送られる。

鉄心変圧器は、空心変圧器より外形寸法が著しく小さい場合でも、巻線間の結合係 数が著しく増大する結果、それよりはるかに大きな電力を変換することを可能にする。 変圧器の計算はファラデーの法則にもとづいている。すなわち、

$$e = -\mu\mu_0 S\partial B/\partial t \tag{4.53}$$

ここで,*e*は,その横断面積が*S*で,その材料が相対透磁率µを持っている鉄心に巻かれている巻線に発生する起電力; *∂B/∂t*は鉄心中における磁束密度の変化の速度である。 普通,変圧器の巻線の計算はファラデーの法則から導き出される別の公式に従って行われる。すなわち,

$$e = -2\pi\mu\mu_0 w^2 f IS/l \tag{4.54}$$

ここで、eは巻線における起電力; µは鉄心の相対透磁率; µ₀は真空の透磁率; wは 巻線の巻数; fは供給される電圧または電流の周波数; lは交流電流の振幅; Sは鉄 心の横断面積; lは鉄心中の磁場の力線の平均長さである。

ここでは、鉄心が非飽和状態にあるときの変圧比kは、1次巻線の巻数 w_2 に対する2次巻線の巻数 w_1 の比として定義される(一部の便覧では、kはこれとは逆の量として定義されている)。すなわち、

$$k = w_1/w_2 = U_1/U_2 \tag{4.55}$$

ここで、*U*₁と*U*₂は、それぞれ、変圧器の2次巻線に負荷が存在しないとき(無負荷状態)の1次巻線と2次巻線における電圧である。

変圧器の動作原理を分析すると、一連の疑問が生じてくる。

1. エネルギーは磁場によって1次巻線から2次巻線へいかにして伝えられるのか?

2. 鉄心は 1 次巻線と 2 次巻線の間の結合係数を増大させる上でいかなる役割を演じているのか?

3.2 次巻線の負荷抵抗が低下し、その結果、2 次巻線中の電流が増大すると、それに 対応して1 次巻線中の電流が増大するのはなぜか? すなわち、2 次巻線中の電流が1 次巻線中の電流の大きさに及ぼす影響のメカニズムはいかなるものか?

1 番目の疑問に対する答えは、既に導体の電磁相互作用を検討した際に検討されて いる。1 次導体中の電子は外部起電力の作用により、その円周回転軸(スピン)の配 向を導体に沿った方向に向け、その結果、導体の周りに環状エーテル流 一磁場 が発生する。それらのエーテル流は外部空間に伝播する。導体軸に対して垂直な方向 を向いているエーテル流が静的なものである場合には、電子の表面に掛かるすべての 圧力は均衡しており(図 4.5(a))、したがって電子はいかなる強制的配向力も受けない。 エーテル流が定常的でない場合には、導体中にエーテル流の速度勾配が生じる。この



図 4.5. 導体中の電子に対するエーテル流の作用: (a)定常エーテル流中の電子; (b) 勾配エーテル流中の電子

ことが電子の表面における不均衡な圧力をもたらし、その結果、電子の主軸(スピン) が2次導体の方向を向くように電子を配向させる力のモーメントが創出される(図 4.5(b))。1次導体から2次導体への起電力の伝達プロセスは、このようにして進行す る。

2 次導体が開路している場合には,発生した起電力は電子を導体の一方の端部に集 中させる。既に導体の端部に存在している電子のトロイダル流は,導体のそれ以外の 電子上において,誘起される起電力によって創出される力のモーメントを均衡させる ような力のモーメントを創出し,その結果,導体に沿った電子の移動および電子の強 制的方向転換は停止する。

2 次導体が負荷に接続している場合には、電子が移動し、配向に反抗するモーメントが弱まり、導体のすべての電子は作用する諸力のモーメントの差によって配向する。 その結果、2 次導体中に電流が出現する。

ここに述べられている磁場と電子の相互作用の定性的描像はかなり暫定的なもので あるから、今後、精緻化されなければならない。

変圧器が鉄心を持っていない場合には、磁場は空間中において非緊張状態で分布し ている。この過程については、導体と回路の相互作用との関連で既に述べた。しかし、 変圧器中に鉄心が存在する場合には、描像は本質的に変化する。変圧器の2次巻線が 開路していて、その中に電流が存在しなければ、変圧器は既に検討した普通のチョー クコイル、鉄心を持つインダクタンスである。磁場は鉄心内部の空間中に閉じ込めら れており、それゆえ、1次導体中の電流が増大するにつれて、あたかも圧縮されてい るばねのように緊張する。磁場のその圧縮が1次導体中の電子の方向転換を妨害し、 そこにおける電流は鉄心が存在しない場合より小さいものになる。すると、次の相互 作用の連鎖が形成される。すなわち、回路の起電力が1次巻線中に電場強度を創出し、 その作用の下で1次回路の電子は空間中で配向し、電子の周囲に環状エーテル流を創 出する。それらの流れは鉄心中に浸透し、分域を方向転換させ、これによって分域と 鉄心のそれ以外の物質との結合が緊張する。鉄心の断面積が大きければ大きいほど、 より多くの分域を方向転換させる必要がある。その応力は場を通じて1次巻線の電子 に伝達されるため、電子の方向転換角度は、鉄心が存在しない場合より小さいものに なる。 鉄心の存在は鉄心の範囲外への磁場の伝播を妨害する。その結果、磁場の圧力エネ ルギーは2次巻線によってより完全に利用され、2次巻線中において、より小さい負 荷抵抗のときに起電力の同一の値を維持するための可能性が創出される。





ここで、これに最も近い力学的アナロジーとなっているのは、ガスが充填された管である。ガスにはピストンによって圧力が加えられている。管の内部には、仕事をする能力を持っているタービンが存在する。タービンが静止している間、ガスの圧力は高く、均衡しており、ピストンは静止しており、仕事をしない。しかし、タービンが回転し始め、仕事をすると、ガスはタービンの羽根を通過して管の出口に向かって進み、流出し始める。容器内にはピストンから出口の穴までの圧力勾配が形成され、ある一定のガス流出速度も形成される。ピストンは移動しながら仕事をしている(図 4.6)。

管壁が十分な弾性を持っていない場合には、圧力が上昇すると、ガスが管壁を押し 広げ、タービンに対して平行なガスの流出路が形成され、タービンの効率は低下する。 このアナロジーにおいて管壁の役割を演じているのは鉄心である。鉄心が飽和すると、 鉄心は磁場を遮蔽することをやめ、磁場の弾性が低下し、そのため、2 次巻線に入る エネルギーの比率が減少する。これらすべてのことは、それと等価な変圧器の既知の スキームと良く一致している。 開路している 2 次巻線の存在は、状況をまったく変えない。ただし、2 次巻線が負荷に接続されている場合には、1 次巻線によって創出されたエーテル流のエネルギーの一部は 2 次巻線の電子に伝達され、エーテル流の速度が低下し、速度勾配が増大する。それに対応して、2 次巻線中の電流の増大に比例して磁場強度の勾配が増大する。

この事実の検証はかなり簡単に行うことができる。必要とされることは、変圧器の 1 次巻線と 2 次巻線を鉄心の両端部に配置し、その中間に、対向方向に接続された同 じ 2 つの巻線から構成されている、第 3 の巻線を設置することである。第 3 の巻線に は起電力が出現する。2 次巻線中の負荷抵抗が減少して電流が増大すると、第 3 の巻 線の起電力は増大する。この起電力は、2 次巻線中の電流が変化すると、磁場の勾配 が変化することを物語っている。行われた実験はこのことを完全に裏づけた。しかし このことは、既存の変圧器理論からはけっして導き出されない。

変圧器に関する普通の計算公式においては、変圧器の鉄心上における巻線の配置の 仕方に対する起電力の依存性は想定されていない。なぜなら、普通の変圧器において は、1次巻線と2次巻線は互いに対して介在物なしに配置されているからである。と ころが、この場合にも計算値との若干の不一致が見られる。しかし、その不一致はい わゆる浮遊磁場によって説明されている。実際には、計算値との不一致は1次巻線と 2次巻線の配置の違いによって説明されなければならない。

既に示したように、導体の相互誘導係数は導体間の距離に対して直接的に依存して いる。それゆえ、変圧器上で導体が互いに遠ざかるにつれて、それらの相互誘導係数 も低下しなければならない。この事実を検証するため、次の実験が行われた。

外径 98 mm, 内径 60 mm, 厚さ 15 mm のフェライトリング上に, 各 10 回巻の 2 つ の巻線を配置した。そのうちの一方はリングに沿って移動することができた(図 4.7(a))。1 次巻線への給電は音響発生器から行い, 無負荷状態の 2 次巻線において起 電力を測定した。測定は 20 kHz と 200 kHz で行った。測定結果を表 4.3, それをグラ フ化したものを図 4.7(b)に示す。

| 周波数 | 2 次巻線にお ける電圧, 変圧比 | 鉄心上における2つの巻線の開き角度,度 | | | | | |
|---------|---|---------------------|--------|--------|-------|--|--|
| | | (巻線の中心間の距離, mm) | | | | | |
| | | 0° | 45° | 90° | 180° | | |
| | | (0) | (30.6) | (55.9) | (79) | | |
| 20 kHz | U ₂ , mV | 149 | 141 | 136 | 134 | | |
| | $k_{ m tr}$ | 1 | 0.949 | 0.913 | 0.899 | | |
| 200 kHz | U ₂ , mV | 1534 | 1459 | 1401 | 1364 | | |
| | k _{tr} | 1 | 0.951 | 0.913 | 0.899 | | |

表 4.3.



図 4.7. コイルの相互配置に対する変圧比相対値の依存性: (a)実験実施時の環状鉄心 上におけるコイルの配置スキーム; (b)コイル間の距離が変化したときの変圧比の変化

示度の若干のばらつきは、実験時における巻線の配置の固定の不正確性に起因する ものとみなすことができる。しかし、最終結果――共通の鉄心上で巻線同士が離れて 行くことによる変圧比の 10%以上の減少――をその原因に帰することはけっしてで きない。また、この最終結果を、浮遊磁場効果に起因するものとする従来の説明によ って説明することはできない。

4.4. 電磁誘導

周知のように, 電磁誘導の法則

$$=-Blv$$

(4.56)

は、磁東密度が *B* である磁場中において長さ*l*の導体が速度*v*で移動するときの導体中 における起電力*e*の誘起過程を反映している。これは、磁場と磁場中を運動する導体の 相互作用を反映している、近接作用の法則である。

е

この過程の物理的本質について検討しよう。

既に示したように、磁場中におけるエーテルの運動の主な種類は、エーテルの回転 運動ではなく、並進運動である。並進運動は回転運動と組み合わさることができるが、 組み合わさらないこともできる。

磁場が存在しないとき、すなわち外部エーテル流が存在しないとき、導体中の電子 は熱運動状態にあり、それらの主軸の平均的姿勢は空間中において一様に分布してい る。エーテル流が導体を通って浸透してきた場合にも、その姿勢は変化しない。なぜ なら、電子がいかなる姿勢にあろうと、電子の周りの圧力のすべてのモーメントは均 衡するからである。

外部エーテル流――外部磁場――は、各電子上において、電子のエーテル流を向いている方の側に制動圧力を創出する。気体力学の法則によれば、その側においては気体の高密度化が生じる。しかし、電子を方向転換させようとする力のモーメントを創

出するその圧力の余剰は、それと同じ電子の別の区域における圧力のそれと同じ大き さの力のモーメントによって均衡させられる。

導体がエーテル流に対して運動し始めると、モーメントの対称性が損なわれる。 エーテルの円周運動速度に対して導体の移動速度が付け加わる。電子の円周運動速 度と導体の運動速度とは、電子の一方の側においては加算され、それと反対の側では 減算される(図 4.8)。



図4.8. 導体が磁場中で運動するときの導体中の電子の再配位

電子のエーテル流を向いている側における圧力の変化は、その側におけるエーテル 密度の増大を引き起こす。したがって次のようになる。

$$\rho_{\rm f} = k_{\rho} \rho_{\rm et}; \quad k_{\rho} = k_{\nu} v_{\rm m} > 1$$
(4.57)

ここで、 k_p はエーテル密度の増大係数; k_v はエーテル密度の増大係数と、磁束密度の値 値 Bに比例する外部エーテル流の速度 v_m との間の比例係数である。

そこにおける円周運動の方向が導体の運動方向と一致している電子の区域における 圧力の変化は

$$\Delta P_{1} = k_{\rho} \rho_{\rm et} (v_{\rm e} + v_{\rm con})^{2} \tag{4.58}$$

となり、そこにおける円周運動が導体の運動方向と逆の方向を持っている区域におけ る圧力の変化は

$$\Delta P_2 = k_{\rho} \rho_{\rm et} (v_{\rm e} - v_{\rm con})^2 \tag{4.59}$$

となる。ここで、 v_e は電子の表面における円周運動速度; v_{con} は導体の移動速度である。

それらの圧力の差は

$$\Delta P = \Delta P_1 - \Delta P_2 = 4k_\rho \rho_{\rm et} v_{\rm e} v_{\rm con} = 4k_\nu v_{\rm e} v_{\rm m} v_{\rm con} \tag{4.60}$$

となり、電子の主軸を導体軸の方向に転換させるモーメントの大きさは

$$M = \Delta P S_{\rm e} r_{\rm e} = 4k_v v_{\rm e} v_{\rm m} v_{\rm con} S_{\rm e} r_{\rm e} \tag{4.61}$$

となる。ここで、 S_e は電子の表面のうち、ぶつかってくる流れからの圧力の上昇を受ける部分の等価部分; r_e は電子の半径である。

すべての電子の方向転換は導体中において起電力を創出する。その起電力はその方 向転換角度に比例しており、電子の方向転換角度α_e自体は、方向転換させるモーメン トに比例したもの、すなわち

$$E \sim \alpha_{\rm e} \sim M \sim v_{\rm m} v_{\rm con} \sim B v_{\rm con} \tag{4.62}$$

となる。導体の全長しにおける電圧は

$$e = El = Blv_{\rm con} \tag{4.63}$$

となる。

4.5. 直流電流と磁石の相互作用

永久磁石と地球磁場の相互作用は古代から知られていた。しかし,導体に沿って流 れる直流電流によって創出される磁場と磁針の相互作用がデンマークの物理学者 H.Ch.エルステッドによって発見されたのは、ようやく 1820 年になってからのことで あった。まさにこの発見が多数の研究を生み出し、それらの研究が究極的に電気力学 と電気工学の創出をもたらした。エルステッドの実験は、通電導体の上方に置かれた 磁針は偏向し、導体に対して横向きに止まることを示した(図 4.9(a))。

導体に沿って進む電流によって創出されるエーテルの層流と、磁針によって創出される磁気流の軸方向成分との相互作用のメカニズムは図 4.9(b)から見て取ることができる。平行流の場合における速度勾配は、反平行流の場合よりも著しく小さい。その相互作用の性格はまさにこのことから導き出される。磁針と導体の磁場の相互作用には渦成分も関与している可能性は排除されないが、しかし、その成分は副次的役割を演じなければならない。

エーテル動力学的理解の観点から見ると、この現象についての説明は次のことに帰 着する。すなわち、この現象においては、その主軸が部分的に導体軸の方向に方向転 換させられ、空間中に配向されている電子によって通電導体の周りに創出されるエー テル流と、磁針の軸に沿った方向に配向されている鉄の分域との相互作用が出現して いるのである。



図4.9. 磁針に対する直流電流の作用(エルステッドの実験): (a)実験のスキーム; (b) 磁針の磁区の磁場と通電導体の磁場の相互作用

図から見て取れるように、各磁区は導体電子によって創出されるエーテル流から力 のモーメントを受けることになる。その力のモーメントは、磁区表面近傍におけるエ ーテル密度、磁区表面におけるエーテル流の速度、磁区表面近傍におけるエーテル流 の速度勾配、および外部エーテル流の方向と磁区表面におけるエーテル流の方向との 間の角度によって決定される。

2 つのエーテル流が交差する領域におけるエーテルの圧力は次式によって決定される。

$$P = P_{\rm od} + \rho_{\rm etd} v_{\rm f} v_{\rm d} \cos\alpha \tag{4.64}$$

ここで、 P_{od} は磁場が存在しないときの磁区表面におけるエーテルの圧力; ρ_{etd} は磁 区表面におけるエーテルの密度; v_f は磁区表面における磁場のエーテル流の速度; v_d は磁区表面自体のエーテル流の速度; α は2つのエーテル流の間の角度である。

ここから,最大の圧力が生じるのは,磁場中および磁区表面におけるエーテル流が 反対方向を向いているとき,すなわちエーテル流の速度勾配が最大であるときである ことがただちに分かる。

磁場中のエーテル流の速度は、導体中を流れる電流の大きさに正比例し、導体までの距離Dに反比例し、また磁針の磁気モーメントpmに正比例しているのだから、導体から磁針に作用する全モーメントMneeは次式によって決定される。

$$M_{\rm nee} = k \frac{I p_{\rm m} \cos \alpha}{D} \tag{4.65}$$

ここで, kは比例係数; αは磁針と導体の間の角度である。

4.6. 永久磁石の相互作用

原理的には、永久磁石の磁力線とはらせんエーテル流である。磁場とは渦管系であ り、それらの渦管の内部において、エーテルは周縁部においては管軸に沿ってある方 向に移動しており、中心部においてはそれとは反対方向に移動している公算が最も大 きい。渦環はらせんトロイドの組み合わせに構造化されている可能性がある。この点 において、磁場の渦管の構造は、電東密度の渦管の構造との間で一定の類似性を持っ ている。ただし、電東密度の渦管が微粒子の円周運動をその源としているのに対し、 磁力管はトロイダル運動をその源としているという本質的な違いがある。電東密度の 渦管に入り込んだ電子は、その源から方向転換のモーメントと追加的なエーテルの圧 力を受ける。電場強度の力管に入り込んだ電子は方向転換のモーメントのみを受け、 圧力差は、電子が運動したときにのみ生じる。

もし磁場がエーテルの層流のみであるとすると、マイケルソンとその後続研究者たちによるエーテル風の研究に際し、その磁場が地球表面におけるエーテル風の発現として必然的に検出されたはずである。なぜなら、地球の磁場強度が赤道における33.4 A/mから極点における55.7 A/mまでであるとすると、エーテル風の速度はそれぞれ12.580 km/sから20.98 km/sまでとなるはずであるからである。しかし、エーテル風のこの成分は検出されなかった。したがって、その速度は、3 km/s、すなわちマイケ

ルソンとミラーが 1905 年にユークリッド山 [米国オハイオ州クリーブランド近郊] で検出したエーテル風の値より小さかった。

このように、磁力線の軸に沿ったエーテル流の軸成分は、少なくとも地球磁場にお けるそれは、渦成分(回転成分)よりも小さいと断定せざるを得ない。このことは、 地球磁場が地球の中心から離れるにつれて半径の3 乗に比例して、すなわちビオーサ バールの法則に従って減少する事実によって裏づけられる。しかしこのことは、磁場 の発現がすべての場合においてそのようなものであるということを意味しない。

2 つの永久磁石の相互作用のメカニズムは上記の相互作用とは異なっている。異符 号の磁極が相互作用する場合(図 4.10(a))には、両磁極間の空気ギャップ中における 渦管の回転方向がエーテルの軸移動の方向と同様に同一方向となり、渦管が合併し、 エーテル流の速度が増大し、その中の圧力が低下し、その結果、エーテルの外部圧力 によって両磁極は互いに相手の方へ押しやられる。同符号の磁極が相互作用する場合

((図 4.10(b))には、両磁極間の空気ギャップ中における渦管の回転方向は軸流の方向と同様に反対方向となる。このことが渦管を曲がらせ、それによって渦管内において内部応力が創出される。エーテルの圧力が増大し、その結果、両磁極は互いに斥け合う。



図 4.10. 永久磁石の相互作用: (a) 異符号の磁極の場合; (b) 同符号の磁極の場合

永久磁石の場合には,磁場の渦管中におけるエーテルの運動の回転成分が主要な役 割を演じている。

らせんトロイドの組み合わせへの構造化を行うことなく,並進運動と回転運動を結 合している単純ならせん運動もまた,磁場として感受されることができるということ に注意するべきである。これより前に述べたすべての命題は,このバリエーションに 対しても妥当している。

磁場の構造に関する最終判断を導き出すためには、そのための特別な研究を行う必要がある。上述した磁場の構造に関する理解はきわめて予備的な性格のものであるから、さらに精緻化されなければならない。

結 論

1. 導体同士の力の相互作用は,電子が導体に対して移動することによってではなく, 電子のスピンが導体軸に対して協調的に配向することによって行われる。このことが 導体の外部におけるエーテル流の秩序化をもたらし,それらのエーテル流が電流によ る磁場の形成として感受される。

2.1 次通電導体による 2 次導体中における起電力の誘起は,1 次導体の電子――その主軸は部分的に導体軸に沿った方向を向いている――によって空間中で励起される エーテルの横方向速度の波の勾配が2 次導体を通過する結果創出される。

3. 変圧器の1次巻線から2次巻線へのエネルギーの伝達は,両巻線間に位置する電場を通じて行われ,そのとき,両巻線間の距離が変圧比に対して影響を及ぼす。

4. 磁場に対して運動する導体中における起電力は, 導体中の電子の方向転換によっ て創出される。

第5章 電磁場

5.1. マクスウェル方程式とその限界性

電気現象と磁気現象に関する流体力学的モデルの開発は、19世紀にも、そして現在 においてもなお、大きな困難に突き当たっている。なぜなら、それらの現象はきわめ て多種多様な形態を持っているにもかかわらず、モデル自体は液体または気体の乱流 運動と渦運動に関する理解にしか立脚することができず、しかも現在に至るまで、そ れらの運動は完全に解明されたと言うには程遠い状態にあるからである。それにもか かわらず、過去におけるそのようなモデルの開発は多大な利益をもたらした。電磁理 論全体の基盤をなし、電磁理論の数学的土台の創出を可能にしたのは、それらのモデ ルに他ならない。

電磁気現象に関する事実上すべての流体力学的モデルは2つのグループに分類する ことができる。第1グループのモデルにおいては、磁場はエーテルの並進運動の発現 であり、電場はエーテルの回転(渦)運動の発現であるとみなされている。このよう な観点に従っていた研究者としては、特に、H.ヘルムホルツ、W.トムソン、J.-J.トムソ ン、N.P.カステリンを挙げることができる。第2グループのモデルにおいては、磁場が エーテルの渦運動の発現であり、電場がエーテルの並進運動の発現であるとみなされ ていた。このような観点に従っていた研究者としては、特に、J.C.マクスウェルと V.F. ミトケーヴィッチを挙げることができる。

$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{\partial \beta}{\partial y} + \frac{\partial \gamma}{\partial z} = \rho_{\text{et}}$$
$$\frac{\partial \gamma}{\partial y} - \frac{\partial \beta}{\partial z} = u$$
$$\frac{\partial \alpha}{\partial z} - \frac{\partial \gamma}{\partial x} = v$$
$$\frac{\partial \beta}{\partial x} - \frac{\partial \alpha}{\partial y} = w$$

そして, 次の対応関係を定義しよう。

 $\rho_{\text{et}} \rightarrow \mu_0 - 真空の透磁率$ $\alpha, \beta, \gamma \rightarrow H_x, H_y, H_z - 磁場の成分$ $u, v, w \rightarrow E_x, E_y, E_z - 電場の成分$

第2グループのモデルに関しては、次の対応関係が得られる。 $\rho_{et} \rightarrow \epsilon_0 -$ 真空の誘電率 $\alpha, \beta, \gamma \rightarrow E_x, E_y, E_z - 電場の成分$ $u, v, w \rightarrow H_x, H_y, H_z - 磁場の成分$

ファラデーによって発見された磁場中における偏光面の回転現象が,ここに示され ている対応関係の正しさを証明している。

第1グループのモデルにおいては,エーテルの並進運動としての磁場という理解は, エーテルを通過する任意の運動時に磁場が発生するという結論に導く。それは現実に は発生せず,このことが第2グループのモデルの提唱者たちからの正当な批判を呼び 起こした。しかし,第2グループのモデルにおいても,エーテルの並進運動としての 電場という理解は,エーテルを通過する任意の運動時に電場が発生するという,それ と類似した結論に導く。その現象もやはり検出されていない。このように,両方のグ ループの欠点は,それらが実験データと明らかに一致していないということであった。

既存電磁気モデルの重大な欠点は,エーテル流体の運動を理想化し,その結果,エ ーテル流体の運動と電磁気現象を,電磁相互作用と電磁気現象の固有の領域を取り囲 む空間全体に対して無限に適用したことであった。その理想化は,理想的媒質の運動 に関するヘルムホルツの理解からの帰結であった。彼の理解によれば,渦は出現する ことも消滅することもできず,可能なのは循環が保存された状態で移動し,断面積を 変化させることのみであるとされていた。したがって,渦運動の発生と消滅という問 題は生じ得なかった。ところが実際には,渦は出現することも消滅することもできる のである。ましてや,交流電流の導体に沿った通過に関連した現象を検討すれば,こ のことは明瞭である。つまり,電流が存在しないとき,導体の周囲空間中に磁場は存 在せず,電流が現われれば,導体の周囲空間中において磁場,すなわちエーテルの渦 運動が形成される。それらのモデルは現実と矛盾している。

周知のように、マクスウェルによる電気力学方程式は現代的表現においては次の形 を持っている [9]。

- 1. rot $\boldsymbol{E} = -d\boldsymbol{B}/dt$ (5.1)
- 2. rot $\boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + d\boldsymbol{D}/dt$ (5.2)

3. div
$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{\rho}$$
 (5.3)

$$4. \operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0 \tag{5.4}$$

ここで、 $E \ge H$ は電場強度と磁場強度; $D = \varepsilon E \ge B = \mu H$ はそれぞれ電東密度と磁東密度; $\varepsilon \ge \mu$ はそれぞれ媒質の誘電率と透磁率; $j = \sigma E$ は伝導電流密度; σ は媒質の比電気伝導率; ρ は媒質中の電荷密度である。

このとき,

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\int \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l}}{\Delta S}$$
(5.5)

あるいは

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = \left(\frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}\right) \boldsymbol{i} + \left(\frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x}\right) \boldsymbol{j} + \left(\frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_z}{\partial y}\right) \boldsymbol{k}$$
(5.6)

である。それに対応して,

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \lim_{\Delta S \to 0} \frac{\int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{l}}{\Delta S}$$
(5.7)

あるいは

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z}\right) \boldsymbol{i} + \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x}\right) \boldsymbol{j} + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_z}{\partial y}\right) \boldsymbol{k}$$
(5.8)

である。(5.6)と(5.8)では、回転演算は勾配を通じて表されている。

マクスウェル方程式系を解くため、電気のスカラーポテンシャルφと磁気のベクト ルポテンシャルAが導入され、

$$\boldsymbol{B} = \operatorname{rot} \boldsymbol{A}; \quad \boldsymbol{E} = -\operatorname{grad} \varphi - d\boldsymbol{A}/dt \tag{5.9}$$

となる。

このとき、スカラーポテンシャルφが単位電荷を無限遠から電場の当該地点まで移動させるためにする必要のある仕事という物理的意味を持っているのに対し、ベクトルポテンシャルは一種の補助関数としての純粋に数学的意味しか持っておらず、その関数の利用は方法論的意味しか持っていない。

上に示したマクスウェル方程式は微分形を持っている。それらに対しては,積分形 の電気力学方程式が対応している。すなわち,

1. ファラデーの電磁誘導の法則

$$e = \int \mathbf{E}d\mathbf{l} = -d\Phi_{\rm m}/dt \tag{5.10}$$

2. アンペールの法則

$$i = \int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{l} = d\boldsymbol{q}/dt \tag{5.11}$$

3. 電場に関するオストログラツキー-ガウスの定理

$$\Phi_{\rm e} = \int \boldsymbol{D} d\mathbf{S} = q \tag{5.12}$$

4. 磁場に関するオストログラツキー-ガウスの定理

$$\Phi_{\rm m} = \int \boldsymbol{B} d\mathbf{S} = 0 \tag{5.13}$$

ここで、 Φ_{e} と Φ_{m} は、それぞれ、自由電荷qを囲んでいる閉じた面dSを貫く電東密度Dと磁東密度Bの流束である。

これらの方程式の物理的意味を順に検討してみよう。

1. 微分形マクスウェル方程式の第1式

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} = -d\boldsymbol{B}/dt \tag{5.14}$$

およびそれに対応する積分形方程式
$$e = \int \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = -d\Phi_{\rm m}/dt \tag{5.15}$$

は、閉回路中において磁束が変化すると、回路自体において起電力eが発生し、その大きさはこれらの式によって決定されるという事実を表している。特に、回路がxy平面内に横たわっている場合には、磁束密度はxy平面に対して垂直な z 軸の方向を持つ。この場合には、この式は次の形になる。

$$e_{xy} = -\mu S dH_z / dt \tag{5.16}$$

ここで,Sは回路の面積である。

1)上記の方程式は、z軸に沿った磁場強度の変化は、空間中における磁場のいかな る横方向移動もなしに生じることが可能であることを前提としている。しかし現実に は、そのような過程は自然界には存在しないことに注意しなければならない。実際に は、磁場強度の変化は、磁力線が凝集され、それらの力線が回路に対して回路の側面 から付加されることによってのみ達成されることができる(図 5.1)。そのとき、回路 中の起電力は、回路の内部における磁場強度の変化によってではなく、回路の内部に 既に存在している磁力線に対して付加される磁力線が回路の導体を横切ることによっ て発生する。このように、回路中における起電力の出現メカニズムは、マクスウェル 方程式の第1式によって想定されているものとは異なっている。したがって、この過 程を記述する方程式もまた、それとは若干異なったものでなければならない。重要な のは、マクスウェル方程式の第1式には、磁場の磁力線が回路の導体を横切る過程の 記述が欠如しているということである。



図 5.1. 回路中における起電力の誘起: (a)マクスウェルによる誘起; (b)現実の誘起

2) マクスウェル方程式の第1式が記述しているのは平面内における過程であり、3 次元空間中における過程ではない。この式には z軸に沿った磁場強度の変化は存在し ない。この式の右辺と左辺の両方に3つのデカルト座標全部が入っているとき、それ らの座標軸内で平面を回転させたとしても、それによって事の本質は変わらない。

マクスウェル方程式の第1式およびそれから導き出されるファラデーの積分形の磁 束密度の法則が計算,例えば変圧器その他多数の磁気システムの計算を申し分なく行 うことを可能にしているのは,いったいなぜなのであろうか? 答えは単純である。回 路の内部における磁場の変化は回路の側面からの磁力線の付加の結果であるが、その 磁場の変化と磁力線の付加の大きさは、数値的にはほとんど一致している。このこと が、大部分の場合において、過程の本質を無視して、必要とされる計算を満足すべき 精度で行うことを可能にしているのである。しかし、それはすべての場合においてで はない。ときには、計算における逸脱が許容誤差を超える場合が、しかもきわめて著 しく超える場合がある。

3) この方程式において、右辺と左辺は等価ではない。この式の右辺は原因として立ち現れているのに対し、左辺はその原因からの結果として立ち現れている。もし磁束 密度を定常速度で変化させる方法で回路上に定常的起電力を創出することが可能であるとすると、逆向きの作用は実現されることができない。なぜなら、回路上に定常的 起電力を創出したときには、磁束密度のいかなる定常的変化も得ることはできないからである。それゆえ、この式の右辺と左辺の間には、等号ではなく、左辺が右辺の結果であることを示す記号"←"を置くのが正確であろう。すなわち、

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E} \leftarrow -d\boldsymbol{B}/dt \tag{5.17}$$

これと同じことが積分形に対しても当てはまる。

$$e \leftarrow \int \mathbf{E} d\mathbf{l} - d\Phi_{\rm m}/dt \tag{5.18}$$

原因と結果の位置を入れ替える方法は自然界には存在しないことに注意するべきで ある。すなわち、磁束を経時的に変化させることによって回路上に起電力を創出する ことが可能であるが、その逆向きの操作を行うことは不可能である。すなわち、回路 上に定常的起電力を創出したとき、その回路上で経時的に変化する磁場を得ることは できないのである。

2. 微分形マクスウェル方程式の第2式

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} = \boldsymbol{j} + d\boldsymbol{D}/dt \tag{5.19}$$

およびそれに対応する積分形方程式

$$i = \int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{l} = d\boldsymbol{q}/dt \tag{5.20}$$

は,導体中において電流が流れると,導体の周りに磁場が発生し,その大きさを決定 することができるという事実を表している。

原理的に、マクスウェル方程式の第2式は次の2つの部分に分けることができる。

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}' = \boldsymbol{j} \tag{5.21}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}^{\prime\prime} = d\boldsymbol{D}/dt \tag{5.22}$$

積分形――アンペールの法則――は1番目の部分のみを反映している。2番目の部 分については、例えば、

$$\int \boldsymbol{H} d\boldsymbol{l} = S d\boldsymbol{D} / dt \tag{5.23}$$

と簡単に書くことができるにもかかわらず、それと類似した形式は存在しない。

マクスウェル方程式の第1式とは異なり,第2式およびアンペールの法則は導体の 周りにおける磁場の発生という現実の過程を反映している。しかし,ここでも若干の コメントを述べることができる。

1) アンペールの法則は、非粘性非圧縮性流体の渦運動に関する循環不変の法則

$$\int \boldsymbol{v} d\boldsymbol{l} = \boldsymbol{\Gamma} \tag{5.24}$$

(ここで、**v**は渦中心の周りにおける流体の流速;**r**は渦の強度)の類似物である。この法則は渦の動力学,すなわち定常渦中における流体の運動を反映している。したがって、アンペールの法則も、マクスウェル方程式の第2式も、それらが反映しているのは磁場の静力学であり、けっして動力学ではない。

2) マクスウェル方程式の第2式とアンペールの法則のいずれにも,過程のいかなる経時的変化も存在しない。それゆえ,例えば,電流の大きさが変化した場合には, アンペールの法則の方程式によれば,磁場強度の大きさ

$H = i/2\pi r$

(5.25)

は、磁力線が通電導体自体からいかなる距離の所に存在しているかにかかわらず、瞬時に変化しなければならない。この式では、過程のいかなる遅延も想定されていない。 結果(磁場強度)には、それを引き起こした原因(電流)に対する遅延がなければならないのだから、これは道理に反している。

3) マクスウェル方程式の第1式と同様,第2式が記述しているのは平面内における過程であり、3次元空間中における過程ではない。この式には z 軸に沿った電場強度 E の変化そのものは存在しない。それゆえ、第1式におけるのと同様,この式の右辺と左辺の両方に3つのデカルト座標全部が入っているとき、それらの座標軸内で平面を回転させたとしても、それによって事の本質は変わらない。

4) マクスウェル方程式の第1式におけるのと同様,第2式においても,右辺と左 辺は実際には等価ではない。ここでもまた,この式の右辺は原因として立ち現れてい るのに対し,左辺はその原因からの結果として立ち現れている。もし電東密度を定常 速度で変化させる方法で,または導体に直流電流を流す方法で導体の周辺に磁場を創 出することが可能であるとすると,逆向きの作用は実現されることができない。なぜ なら,導体の周辺に定常磁場を創出したときには,電東密度のいかなる定常的変化も, あるいは導体中における直流電流の出現も得ることはできないからである。それゆえ, ここでもまた,この式の右辺と左辺の間には,等号ではなく,左辺が右辺の結果であ ることを示す記号"←"を置くのが正確であろう。すなわち,

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H} \leftarrow \boldsymbol{j} + d\boldsymbol{D}/dt \tag{5.26}$$

およびそれに対応する積分形方程式(アンペールの法則)

$$i = dq/dt \Rightarrow \int Hdl \tag{5.27}$$

3. 微分形マクスウェル方程式の第3式

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D} = \boldsymbol{\rho} \tag{5.28}$$

およびそれに対応する積分形方程式――電場に関するオストログラツキー-ガウスの 定理――

$$\Phi_{\rm e} = \int \boldsymbol{D}d\mathbf{S} = q \tag{5.29}$$

にもそれと同じ欠点がある。すなわち、これらの式には時間因子がない。したがって、 これらは静力学の方程式である。実は、教科書においては、普通、オストログラツキ ー-ガウスの定理が電気静力学 [electrostatics、日本語では静電気学]の章に記載されている のに対し、同じ内容の微分形の表式――マクスウェル方程式の第3式――は、その同 じ教科書の電気動力学 [electrodynamics、電気力学]の章に記載されているが、このことに はいかなる根拠もない。積分形が静力学的な形式であることは、この表式から決定さ れた電気変位

$$D = q/4\pi r^2 \tag{5.30}$$

が、電荷qが変化したとき、瞬時に変化しなければならないということから容易に分か る。この主張に対して普通提起される反論は、単独電荷を変化させることは不可能で あり、また、追加的な電荷を持ち込むことは追加的な過程であるから、その過程はま ったく異なる仕方で記述される、というものである。それにもかかわらず、数学的記 述はそれでもやはり遅延ポテンシャルの存在を想定しておかなければならない。この 式には、それが存在しない。

さらに、この式においては、因果関係をそれに該当する記述形式で、すなわち

$$\Phi_{\rm e} = \int \boldsymbol{D}d\mathbf{S} \Leftarrow q \tag{5.31}$$

および

$$D \leftarrow q/4\pi r^2 \tag{5.32}$$

という形で決定するべきであろう。

4. 微分形マクスウェル方程式の第4式

$$\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0 \tag{5.33}$$

およびそれに対応する積分形方程式――磁場に関するオストログラツキー-ガウスの 定理――

$$\Phi_{\rm m} = \int \boldsymbol{B} d\mathbf{S} = 0 \tag{5.34}$$

は、特別の反論を引き起こすわけではない。ただし、その固有の不十分さを除けば、 であるが。なぜなら、これらの式もやはりある種の静力学を記述しており、それだけ でなく、そこにはやはり時間因子が存在しないからである。マクスウェル方程式の第 4式もまた、いかなる根拠もなしに教科書の動力学の章に記載されている。

静力学の章に記載されている積分形は,磁力線は常に閉じており,したがってある 数の磁力線が閉じた面から出たなら,それと同じ数の磁力線が閉じた面の中に入らな ければならないという自明の事実を反映している。この積分形はいかなる時間的過程 も反映していない。

このように、電磁場中において進行する動力学的過程は、マクスウェル方程式の4 つの式全部によってではなく、その第1式と第2式の半分によってのみ反映されている。しかも、第1式は、磁場が経時的に変化したときの導体中における起電力の発生の現実の過程を反映していない。第2式の前半部分および第3式・第4式は渦静力学の方程式であり、原理的に電気動力学とは無関係である。

マクスウェル方程式の第1式も、また第2式も、回路の外部に存在する場を無視している。しかし、隣り合っている同一方向の各エーテル渦は、その周縁部の隣接領域にそれとは反対方向の媒質流――エーテル流――を持っているために、相互間における場の相殺を創出している(図5.2)。この事情がそれら2つの式では考慮されていない。それが考慮された場合には、電場強度と磁場強度は、それぞれ、第1式と第2式とでは必ずしも同一にはならないはずである。



図 5.2. 場の相殺: (a)電流の分布系中における磁場の相殺; (b)磁束の分布系中における 電場の相殺

最後に、すべてのマクスウェル方程式はエーテルの理想性という仮定から導出され たものであり、したがってエーテルには粘性と圧縮性が存在しないことを想定してい る。そのようなエーテル中においては、渦は形成されることも消滅することもできな い。これは実験データとまったく一致していない。すなわち、電圧と磁場は発生し、 消滅するのである。しかし、このことはマクスウェル方程式の物理学には組み込まれ ていない。マクスウェル方程式の物理学には、エーテルの圧縮性から直接的に導き出 される場の圧縮性も組み込まれていない。

電磁気現象の流体力学的理解にもとづいてマクスウェルが得た電磁場の方程式,そ して多数の実践的応用におけるそれらのあらゆる角度からの検証は,マクスウェルが 用いたアナロジーという方法の妥当性を裏づけている。それゆえ,このことからは, 電気力学方程式の何らかの精緻化を行う必要性があるという結論は導き出されないよ うに思えるかもしれない。しかし,流体中における渦の挙動に関するヘルムホルツの 理解に従えば,マクスウェル方程式は空間中における渦の移動過程のみを反映してい るにすぎず,それらの渦の形成過程を反映していない。その過程全体を検討するため

78 第1部 第5章 電磁場

には、追加的な理論構築作業を行う必要がある。

このように、この世に完成されたものは何一つないのと同様、マクスウェルの電気 力学方程式は完成されたものではない。それゆえにこそ、この方程式に関する研究を さらに続ける必要がある。

5.2. 電気力学の方程式の若干の精緻化

印加起電力および外部磁場の作用下にある媒質の体積要素について検討しよう(図 5.3)。



図 5.3. 媒質中における電流の形成 図

図 5.4. 媒質中における磁束の形成

電場のモデルから、電流は回路中で作用する電場強度の結果であり、導体の周りの 磁場は導体中における電荷の秩序立った配向の結果であることが導き出される。この 回路中における媒質の要素に関しては、互いに足し合わさって電流を創出する、3 つ の電場強度を考慮する必要がある。すなわち、 E_{ϕ} -外部起電力源からの電場強度; E_{Hv1} -検討されている体積に対して外側に存在する経時的に変化するそれ以外の電 流によって誘起される電場強度。ここでは、その起電力を創出する磁場自体は波動的 な性質を持っていることを考慮するべきである; E_{Hv2} -検討されている体積に対し て運動している源によって誘起される電場強度である。

回路中に発生する電流の密度 δ_e は、それらの電場強度と媒質の電気伝導率によって決定される。その電流は、強度が E_{HL} の磁場を引き起こす。それゆえ、次のようになる。

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{EL} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{e} = \sigma \boldsymbol{E}_{\varphi} + \varepsilon \varepsilon_{0} \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial \boldsymbol{E}_{i}}{\partial t}$$
(5.35)

ここで、 $\sum_{i=1}^{n} \frac{\partial E_{i}}{\partial t}$ は、誘起された磁場強度 H_{EL} が決定される地点における電場強度の時間(変化の速度)に関する導関数のベクトル和である。

これと同様に、印加された外部起磁力の作用下にある、および外部磁場の影響下に ある媒質の体積要素(図 5.4)について検討すると、次式が得られる。

rot
$$\boldsymbol{E}_{HL} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{m}} = -\mu\mu_0 \sum_{i=1}^{n} \frac{\partial \boldsymbol{H}_i}{\partial t}$$
 (5.37)

ここで、 $\sum_{i=1}^{n} \frac{\partial H_{i}}{\partial t}$ は、誘起された電場強度 E_{E} が決定される地点における磁場強度の時間

(変化の速度)に関する導関数のベクトル和である。

ここで利用されているアナロジーは厳密に正確なものではなく,したがって今後, 実験的に裏づけられなければならないということを,ただちに指摘しておかなければ ならない。

検討されている体積に対して移動する磁場源と電場源が存在しない場合には,上記 の方程式は次の形に変換される。

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\Psi} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{e}} = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(\boldsymbol{E}_{\varphi} + \boldsymbol{E}_{H \, \mathrm{v1}}\right) \tag{5.39}$$

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E}_{\varphi} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{m}} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{H}_{\Psi} + \boldsymbol{H}_{E \, \mathrm{v1}}) \tag{5.40}$$

これらの表式はマクスウェル方程式の第1式と第2式の改造版である。これらの表 式の元の式との違いは、マクスウェル方程式において普通用いられている「外来電流

[extraneous electric current]」が、電場強度と磁場強度を通じて、また、検討されている体積に対して外側の電場源と磁場源を考慮に入れて表されていることである。このような形で表された電磁場方程式は、普通の結論とは幾分異なった結論を下すことを可能にする。

実際,一般的な場合には、これら2つの方程式において用いられている磁場強度と 電場強度は、マクスウェル方程式においてそうなっているように同一ではなく、相異 なっている。1番目の方程式(マクスウェル方程式の第1式の改造版)の左辺に置か れている磁場強度 H_{Ψ} は、2番目の方程式(マクスウェル方程式の第2式の改造版)の 右辺の電場強度の一部分をなしている。また、2番目の方程式の左辺に置かれている 電場強度 E_{ϕ} は、1番目の方程式の右辺の磁場強度全体の一部分をなしている。

得られた結果が、一見したところそう思われるかもしれないようなトリビアルな結果ではないことを示すため、 $\delta_e \neq 0$ であり、一方、 $H_{\Sigma} = 0$ である場合、すなわち、電流が流れ、経時的に変化しているが、一方、磁場は存在しないという個別的場合について検討しよう。

実際,電場が z 軸に沿った方向を向いていて, xy 平面内において一様に分布している場合には,

$$\frac{\partial E_{\varphi x}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial E_{\varphi y}}{\partial x} = 0 \tag{5.41}$$

となる。したがって

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E}_{\varphi z} = \frac{\partial \boldsymbol{E}_{\varphi x}}{\partial y} - \frac{\partial \boldsymbol{E}_{\varphi y}}{\partial x} = 0$$
(5.42)

となり、これより

$$\boldsymbol{H}_{\Psi} + \boldsymbol{H}_{E \, \mathrm{v1}} = 0 \tag{5.43}$$

となる。すなわち、磁場の完全な相殺が生じるのである。事実,2番目の方程式全体 はゼロに向かってゆき,1番目の方程式は元のままとなる。

それと同様に、磁場が z 軸に沿った方向を向いていて、xy 平面内において一様に分 布している場合には、

$$\frac{\partial H_{\Psi_X}}{\partial y} = 0; \quad \frac{\partial H_{\Psi_Y}}{\partial x} = 0$$
 (5.44)

となる。したがって

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\Psi_{\mathcal{X}}} = \frac{\partial \boldsymbol{H}_{\Psi_{\mathcal{X}}}}{\partial y} - \frac{\partial \boldsymbol{H}_{\Psi_{\mathcal{Y}}}}{\partial x} = 0$$
(5.45)

となり、これより

$$\boldsymbol{E}_{\boldsymbol{\varphi}} + \boldsymbol{E}_{H\,\mathrm{v1}} = 0 \tag{5.46}$$

となる。すなわち、電場の完全な相殺が生じるのである。この場合には、1 番目の方 程式全体がゼロに向かってゆき、2 番目の方程式が元のままとなる。

空間の各地点において,検討されている任意の体積に対して内側の場と外側の場の, 完全な相殺が生じたのである。もっとも,経時的に交番する電流が存在するとき,磁 場は完全に存在しないという,一見したところパラドキシカルな状況が生まれている。 しかし実は,その磁場は,空間の各地点において完全に相殺されているのである。そ れゆえ,導体のある体積を取り出すと,その取り出した体積の境界に沿って,また体 積自体の内部に,当該の磁場がただちに出現する。

上記の命題の実験的検証は、その正しさを裏づけた。

実験においては,直列に接続された一連の導線回路が配置されている平面を利用し, それらの回路に交流電流を流した。それらの回路は,それらの周囲の空間中に交番磁 場を創出した。それらの回路の上方に測定用フレームを配置し,それらに測定装置を 接続した。それらの回路のスイッチングを,それらのうちの当該の各回路が順番にオ ンになることができるように行った。

実験は、測定用フレームに対して内側の各回路を順番にオンにしてゆくにつれて、 測定用フレームにおける起電力が増大してゆき、次に、測定用フレームに対して外側 の各回路を順番にオンにしてゆくと、その起電力が減少し始めることを示した。この ことはすべての大きさのフレームの場合に当てはまることが判明した。このことによ り、上記の命題はその裏づけを見出した(図 5.5)。

以上検討した経時的に一様に脈動する場に関する課題は、マクスウェル方程式を用 いて直接的に解決することはできないことに注意するべきである。なぜなら、それら



図 5.5. オンにされる通電回路数の増大に伴う測定回路上の起電力の変化: (a)磁場を創出する通電コイルが置かれている板の上方における測定回路の配置; (b)通電コイルを順番にオンにしたときの測定回路上の起電力

の場における電場強度と磁場強度は2つの方程式において等しく、ここでもまた「外 来電流」は存在しないからである。場の成分の相互相殺という事実を、それらの方程 式にもとづいて追究することは困難である。この課題の解決としてゼロ結果をマクス ウェル方程式にもとづいて得ることが可能なのは、場と電流のすべての成分がゼロに 等しい場合に限られるが、これはこの課題の初期条件に反する。

空間中を伝播する場の境界を、その境界の向こう側(伝播方向の側)には場源が存在しないという条件の下で検討する場合には、上記の現代化された電気力学方程式はマクスウェル方程式の最初の2つの式とほぼ完全に一致する。この場合には、方程式はマクスウェル方程式の形を取る。すなわち、

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{H}_{\Psi} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{e}} = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\right) \boldsymbol{E}_{\varphi}$$
(5.47)

$$\operatorname{rot} \boldsymbol{E}_{\varphi} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{m}} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} \boldsymbol{H}_{\Psi}$$
(5.48)

これに対応する形で、ファラデーの法則

$$e = \int \mathbf{E}d\mathbf{l} = -SdB_{\rm m}/dt \tag{5.49}$$

も精緻化することができる。精緻化された形では、ファラデーの法則は

$$e = \int \boldsymbol{E} d\boldsymbol{l} = -S\left(\frac{dB_{\rm i}}{dt} - \frac{dB_{\rm e}}{dt}\right)$$
(5.50)

という形を取り、したがって $B_i = B_e$ のとき、e = 0となる。ここで、添え字の"i"と "e"は「内側」と「外側」を意味する。

ファラデーの電磁誘導の法則とのアナロジーに従い,電磁場の方程式にもとづいて 電磁誘導に関する次の表式を提案することができる。

$$(\boldsymbol{Hl}) = S\left[\sigma + \varepsilon \left(\frac{\partial \boldsymbol{E}_{i}}{\partial t} - \frac{\partial \boldsymbol{E}_{e}}{\partial t}\right)\right]$$
(5.51)

ここで、Sは媒質中を流れる電流を囲んでいる回路の面積である。

アンペールの法則とは異なり、ここでも回路に対して外側の場が考慮に含まれてい

る。

電東密度の場の空間中における伝播過程について検討しよう。流体の渦運動は渦軸 に沿って伝播するという事実が、ある体積に流入する渦のベクトル流、したがってま た電東密度の流束は、その体積から流出する渦のベクトル流、したがってまた電東密 度の流束と等しくないという命題を定式化することを可能にする。このとき、両者の 差は、渦軸に沿った渦流の遅延によってもたらされる(図 5.6)。



図 5.6. 電束密度伝播方程式の導出に関する参考図

電荷 q から出た電東密度のベクトル流Dが辺dx, dy, dzを持つ平行 6 面体の表面を 通過して進む場合には、各面を通過した各ベクトル流Dはそれぞれ次のようになる。 ・最も近い面を通過したもの

$$-D_x dy dz \tag{5.52}$$

・遠い面を通過したもの

$$\left(D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x}dx + \frac{\partial D_x}{\partial t}dt\right)dydz$$
(5.53)

・左側の面を通過したもの

$$-D_{y}dxdz \tag{5.54}$$

・右側の面を通過したもの

$$\left(D_{y} + \frac{\partial D_{y}}{\partial y}dy + \frac{\partial D_{y}}{\partial t}dt\right)dxdz$$
(5.55)

・下側の面を通過したもの

$$-D_z dx dy \tag{5.56}$$

・上側の面を通過したもの

$$\left(D_{z} + \frac{\partial D_{z}}{\partial z}dz + \frac{\partial D_{z}}{\partial t}dt\right)dxdy$$
(5.57)

すべての面を通過した流れを足し合わせ、それらの和を平行6面体の体積で割ると 次式が得られる。

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_x}{c_x \partial t} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_y}{c_y \partial t} + \frac{\partial D_z}{\partial z} + \frac{\partial D_z}{c_z \partial t} = \rho$$
(5.58)

ここで,

$$c_x = dx/dt; \quad c_y = dy/dt; \quad c_z = dz/dt \tag{5.59}$$

である。こうして次式が得られる。

div
$$\boldsymbol{D} + \frac{\partial D_x}{c_x \partial t} + \frac{\partial D_y}{c_y \partial t} + \frac{\partial D_z}{c_z \partial t} = \rho$$
 (5.60)

$$\frac{1}{c^2} = \frac{1}{c_x^2} + \frac{1}{c_y^2} + \frac{1}{c_z^2}$$
(5.61)

あるいは

$$\operatorname{div} \boldsymbol{D} + \frac{\partial \boldsymbol{D}}{\boldsymbol{c}\partial t} = \rho \tag{5.62}$$

これは、マクスウェル方程式の第3式とは*∂D/c∂t*という項が存在している点が異なっている。

ベクトル**D**をベクトル**c**で割ることに問題はない。なぜなら、これら2つのベクトル 一電気変位とその縦方向の伝播速度――は共線ベクトルである、すなわち厳密に同 一方向を向いており、それらの比はスカラーであるからである。

得られた1次微分方程式は, $\rho = 0$ のとき,

$$\boldsymbol{D} = \boldsymbol{D}(t - r/c) \tag{5.63}$$

という解を持つ。すなわち、これは波動であり、この方程式自体は1次波動方程式で あって、縦方向の波の伝播を反映している。

この場合には、ガウスの定理は若干形が変わり、次の形を持つ。

$$\Phi_{\rm e} = \int_{S} \boldsymbol{D}(t - r/c) \, d\boldsymbol{S} = q(t) \tag{5.64}$$

脈動電荷の場合における電場の縦方向伝播を図 5.7 に示す。



図 5.7. 電場が縦方向に伝播するときの電力密度流のベクトルの構築: (a) 脈動電荷の 場合; (b) 双極子の場合

電流は媒質中において電束Dに沿って伝播し、その密度 δ はDに比例しているのだから、電流密度に対しては

$$\operatorname{div}\boldsymbol{\delta} + \frac{\partial\boldsymbol{\delta}}{\boldsymbol{c}\partial t} = 0 \tag{5.65}$$

という関係が妥当する。これより,

$$\boldsymbol{\delta} = \boldsymbol{\delta}(t - r/c) \tag{5.66}$$

である,すなわち,媒質中における電流の伝播は波動性を持っているという結論が導 き出される。

この命題は、任意の時点において、電気回路の任意の地点においてすべての電流の 総和はゼロとなる、すなわち

$$\sum_{i=1}^{n} I_i = 0 \tag{5.67}$$

という有名なキルヒホッフの静力学的法則と矛盾している。

方程式(5.63)からは、キルヒホッフの法則が妥当するのは平均においてのみであって、各時点においては

$$\sum_{i=1}^{n} I_i \neq 0 \tag{5.68}$$

であるという結論が導き出される。なぜなら、波動過程は電流の圧縮性を想定してい るからである。

この命題を検証するため、図 5.8 のスキームによる実験を行った。



図 5.8. 電流の圧縮性の事実の決定に関する実験: (a) 導体からの分岐のスキーム; (b) 分岐上に発生するパルス

長さがそれぞれ数 m の 2 本の導線を直流電圧源(普通の電池)に接続した。各導線 からの分岐を 1 m おきに設置した。2 本の導線を接触器によって周期的に閉路した。 分岐は高周波電子オシログラフに接続されていた。実験の趣旨は、開路されている両 端上に完全な電位差が存在している電気回路を閉路したとき、電流が導線をどのよう に流れるかを決定することにあった。

実験を行った結果,接触器を閉路したとき,閉路器に最も近い分岐においては,その振幅が電圧源の全電圧にほぼ相当する鋭いパルスが発生し,それに続く分岐においては,そのパルスは振幅がより小さい,しかし時間幅がより大きいものになり,それ以降の分岐においては,振幅がさらに小さく,時間幅がさらに大きいものになってゆくことが明らかになった。

このように、電流の圧縮性という事実が裏づけられた。

媒質中に複数の電荷が存在する場合には、それらの各電荷から、媒質の各地点にお いて電場強度ベクトルの足し合わせ、すなわち

$$\boldsymbol{E}_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{n} \boldsymbol{E}_{k} \tag{5.69}$$

が生じることになる。

それらの各電荷がその値を正弦波の法則に従って経時的に変化させる場合には,次 のようになる。

$$E_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{n} E_k e^{i[\omega(t-r_k/c)]}$$
(5.70)

ここで, $i = \sqrt{-1}$; r_k は媒質の当該地点から当該電荷までの距離である。 媒質中に放射される電流の密度は,表式

$$\boldsymbol{\delta} = (\sigma + \omega \varepsilon_0 \varepsilon) \boldsymbol{E} \tag{5.71}$$

(ここで、 σ は媒質の比電気伝導率; $\omega = 2\pi f$; fは周波数; ε_0 は真空の誘電率; ε は媒質の相対誘電率)によって電場強度と結びついているので、次式が得られる。

$$\boldsymbol{\delta}_{\Sigma} = \sum_{k=1}^{n} \boldsymbol{\delta}_{k} e^{i[\omega(t-r_{k}/c)]}$$
(5.72)

同じ振幅と周波数で脈動し、同じ大きさの電流、ただし互いに逆相の電流を媒質中 に放射している2つの電荷(放射電極)(双極子)の場合には、次式が得られる。

$$\boldsymbol{\delta}_{\Sigma} = \boldsymbol{\delta}_{1} e^{i[\omega(t-r_{1}/c)]} - \boldsymbol{\delta}_{2} e^{i[\omega(t-r_{2}/c)]}$$
(5.73)

双極子の対称軸に沿った電流密度は次のようになる。

$$\boldsymbol{\delta}_1 | = |\boldsymbol{\delta}_2|; \quad r_1 = r_2 \tag{5.74}$$

この場合,電流密度のベクトル和は,双極子の対称軸に沿った伝播方向に対して垂 直となる。電荷(電極)間の距離が $d = \lambda/2$ (ここで, λ は媒質中における波長であり, $\lambda = c_r/f$ と定義される)のとき,対称軸に沿って次式が得られる。

$$c_{\rm r} = c/\sqrt{\varepsilon} \tag{5.75}$$

ここで、 c_r は媒質中における電流の伝播速度 [c_r の添え字rはradiationの略と思われる]; ϵ

は媒質の相対誘電率である。

面積Sの放射電極上における電流密度は

$$\delta_0 = i_0 / S \tag{5.76}$$

となる。電極からの距離rにおける無限媒質中の電流密度は

$$\delta_r = \delta_0 \frac{S}{4\pi r^2} \tag{5.77}$$

と定義される。

双極子の軸に沿った電流密度は次のようになる。

$$\delta_r = \frac{i}{4\pi r_1^2} \left[1 + \frac{1}{1 + \lambda/2r_1} \right]$$
(5.78)

ここで、r₁はより近い電極からの双極子の軸に沿った距離である。

集中定数双極子の各電極から流れ出る電流は,動径方向にすべての方向へ伝播する。 したがって,その電流の大きさが知られていれば,媒質の各地点におけるその電流の 密度は

$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} = \frac{i}{4\pi r^2} \tag{5.79}$$

という単純な関係によって決定される。

電流密度は、少なくとも源から近い領域においては、媒質の性質にも、電流自体の 時間的パラメーターにも依存しないことに注意を払うべきである。ここで普通提起さ れる反論は、媒質中における損失が存在する、というものである。しかし、普通の抵 抗器を通る電流は、その抵抗器中における損失にもかかわらず、その出口において、 入口におけるのときっかり同じ大きさを持っており、その損失は、抵抗器における電 圧降下のあれこれの大きさによって表されることを想起するべきである。

電流の伝播速度は電東密度の伝播速度と同じになる。すなわち,

$$c_{\rm r} = c/\sqrt{\varepsilon} \tag{5.80}$$

ここで、cは真空中における光速度; ϵ は媒質の相対誘電率である[] (款注]。

2 つの電極からなる集中定数双極子の場合には、源から近い領域における電流密度 は、2 つの電流の符号と遅延を考慮に入れて、2 つの電流のベクトル和をそれぞれ求 める方法で決定される。電流の総和から、その伝播は双極子からすべての方向に進行 し、そのとき、電場強度の波は、双極子の対称軸に沿っては横方向に伝播し、双極子 の軸に沿っては縦方向に伝播することが分かる。後者の事実は、双極子の軸に沿った 各地点は2 つの電極から相異なった距離にあり、それゆえ、その地点においては、近 い方の電極からの電場強度は遠い方の電極の電場強度より大きくなるということに起 因している。電極間の距離がdの対称的双極子の場合のその強度差は、直流電流の場 合、次のようになる。

^[訳注] 式(5.80)の c_r は原文では c_{np} となっている。この添え字の他の箇所における意味は conductor であるが、この式の内容は式(5.75)と同じであると判断し、 c_r とした。

$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} = \boldsymbol{\delta}_{\rm e1} + \boldsymbol{\delta}_{\rm e2} = \frac{i}{4\pi r^2} - \frac{i}{4\pi (r+d)^2} = \frac{i(2rd+d^2)}{4\pi r^2 (r+d)^2}$$
(5.81)

ここで, rは当該地点から近い方の電極までの距離である。

d≪*r*のときには,

$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} = \frac{id}{2\pi r^3} \tag{5.82}$$

となる。

特に関心を引くのは、 $d = \lambda/2$ (ここで、 λ は媒質中における電場の波長)のときに おける双極子による放射の場合である。この場合には、遠い方の電極から出た波が近 い方の電極に到達する時点までの間に、近い方の電極上の電圧は極性を反対の極性に 変え、したがってそれ以後に伝播するのは電場強度の差ではなく、それらの和

$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} = \boldsymbol{\delta}_{\rm e1} + \boldsymbol{\delta}_{\rm e2} = \frac{i}{4\pi r^2} + \frac{i}{4\pi (r+d)^2} = \frac{i(2r^2 + 2rd + d^2)}{4\pi r^2 (r+d)^2}$$
(5.83)

となる。 $d \ll r$ のとき,このことは

$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} = \frac{i}{4\pi r^2} \tag{5.84}$$

という関係,すなわち,距離の3乗ではなく,わずか2乗に比例した電場強度の減衰 に導く。

行なわれた実験は、上記の諸条件が満たされているとき、その伝播方向と電流密度 ベクトルおよび電場強度の方向とが一致している電磁波が存在することを裏づけた。 マクスウェル方程式では、このようなバリエーションは想定されていない。

電極間の距離を選択することにより,電力の主要部分が横方向にではなく,縦方向 に伝播するようにすることが可能であること,また,媒体中における電流密度は媒質 のパラメーターにも,電極の面積にも,電流の周波数にも依存しておらず,放射され る電流の大きさのみに依存していることに注目する必要がある。

例として、そのために必要とされる電力密度流ベクトルが構築されている、集中定数を持つ電気双極子を図 5.9 に示す。



図 5.9. 集中定数双極子によるエネルギーの放射

このベクトル構築から導き出されるのは、「集中定数双極子はその軸に沿ってエネ ルギーを放射する能力を持っており、言うまでもなく、このことはマクスウェル方程 式から導き出される結論と矛盾している」などというトリビアルな結論ではない。こ の図から読み取れるのは、双極子の軸に沿った方向においては、電力、伝播速度およ び電場強度のベクトルの方向は双極子の軸の方向と一致しており、双極子の軸に対し て横方向においては、電力および伝播方向のベクトルは双極子の対称面内に横たわっ ているということ、そしてこのとき、電場強度のベクトルは双極子の軸に対して平行 で、電力の伝播方向に対して垂直であるということである。

既に示したように、電場の要素渦管が縦方向に発達するとき、その渦管の端部において、エーテル流は管軸に対して垂直な方向に移動する。したがって、空間中における電場のあらゆる方向への発達は、電力密度流のベクトルの値の如何にかかわらず、 その媒質中における光の伝播速度と等しい速度で進行する。

磁束密度は,媒質中において,電束密度とは異なった仕方で,すなわちベクトルの 方向に対して垂直な方向に伝播する。したがって,ベクトル**B**に対しては次の関係式 が妥当する。

$$\operatorname{div} \boldsymbol{B} = 0 \tag{5.85}$$

div grad
$$\boldsymbol{B} + \frac{\partial \operatorname{grad} \boldsymbol{B}}{\boldsymbol{c} \partial t} = 0$$
 (5.86)

磁場強度が小さい場合には、アンペールの法則は次の形に変換するべきである。

$$i(t) = \int \boldsymbol{H}(t - r/c)d\boldsymbol{l} = dq(t)/dt$$
(5.87)

アンペールの法則を定式化する際には,エーテルの圧縮性という事実,したがって 磁場自体が圧縮性を持っていること,また,導体近傍においては磁場強度の双曲線的 減少の法則が変化することを考慮しなければならない。

以上述べた点を考慮すると, 電磁場方程式は次の形を取る。

1) rot
$$H_{\Psi} \leftarrow \delta_{e} = \left(\sigma + \varepsilon \frac{\partial}{\partial t}\right) \left(E_{\varphi} + E_{H v1} + E_{H v2}\right)$$
 (5.88)

2) rot
$$\boldsymbol{E}_{\varphi} \leftarrow \boldsymbol{\delta}_{\mathrm{m}} = -\mu \frac{\partial}{\partial t} (\boldsymbol{H}_{\Psi} + \boldsymbol{H}_{E \,\mathrm{v1}} + \boldsymbol{H}_{E \,\mathrm{v2}})$$
 (5.89)

3) div
$$\boldsymbol{D} + \partial \boldsymbol{D} / \boldsymbol{c} \partial t = \rho$$
 (5.90)

4) div
$$\boldsymbol{\delta}_{\rm e} + \partial \boldsymbol{\delta}_{\rm e} / \boldsymbol{c} \partial t = 0$$
 (5.91)

5) div
$$B = 0$$
 (5.92)

6) div grad
$$\boldsymbol{B} + \partial(\operatorname{grad} \boldsymbol{B})/\boldsymbol{c}\partial t = 0$$
 (5.93)

積分形の表式は次の形を取る。

1)
$$e = \int E(t - r/c) dl = -d\Phi_{\rm m}(t)/dt$$
 (5.94)

2)
$$e_{\rm m} = \int H(t - r/c) dl = i(t) = dq(t)/dt$$
 (5.95)

3)
$$\Phi_{\rm e} = \int \boldsymbol{D}(t - r/c) d\boldsymbol{S} = q(t)$$
 (5.96)

4)
$$\Phi_{\rm m} = \int \boldsymbol{B} d\boldsymbol{S} = 0 \tag{5.97}$$

ここで、 $e \ge e_m$ は電位差と磁位差; $\Phi_e \ge \Phi_m$ は電束と磁束; iは導体中の電流; qは電流の方向に移動する電荷(方向づけられた移動が電荷にベクトルの形を与える)。

1番目の表式――ファラデーの電磁誘導の法則――と2番目の表式――アンペールの法則――は、それらの遅延が存在する点が普通の表式とは異なっている。

上に挙げた電磁場方程式は、電磁波波面に対して妥当するマクスウェル方程式を個 別解として持っているが、一連の場合において、マクスウェル方程式にもとづいて解 決することのできない課題、例えば、半導電性媒質中における集中定数双極子の放射 に関する課題を解決することを可能とする。そのような双極子において一連の条件が 満たされている場合には、エネルギーの主要部分は、ベクトルEとBに対して横方向に ではなく、ベクトルEの方向に、かつベクトルBに対して垂直方向に伝播することにな る。電磁場のこの横方向伝播は、実験的に裏づけられているにもかかわらず、まだ事 実上研究されていない。

電磁場方程式の精緻化は、上に示したもので完結したわけではけっしてない。その 精緻化の過程は、応用上の課題のより完全な解決に対する必要性が生じる限り、いつ までも続けられなければならない。

このように、エーテル動力学的理解は、一連の場合に電磁気学を本質的な仕方で精 緻化することを可能にする。ここで行われた精緻化は、けっして完全なものではない。 あらゆる物理現象と同様、電磁場についての記述は、モデルによって包摂される電磁 場の諸側面や諸性質の数が増大するにつれて、無限に精緻化することができる。あら ゆる現象の諸側面や諸性質の総数は無限大であるからである。

5.3. 電磁放射の種類

『ソビエト大百科事典』(第3版,第30巻)に掲載されている記事「電磁波」から の引用文を示そう。この資料を援用するのは、電磁放射の本性に関する現代科学のオ ーソドックスな見解を実例によって示すためである。

「電磁波――空間中を有限速度で伝播する電磁的な振動。電磁波の存在は 1832 年 に M.ファラデーによって予言された。1865 年, J.マクスウェルは,電磁波は空間中に 局在し続けることなく,波源からあらゆる方向に向かって光速度cで真空中を伝播す ることを理論的に示した。マクスウェルは,真空中における電磁波の伝播速度が光速 度と等しいという事実から,光は電磁波であるという結論を下した。1888 年,マクス ウェルの電磁波理論は H.ヘルツの実験によって裏づけられた。この理論が承認される 上で,このことが決定的な役割を果たした。

マクスウェル理論は、電波、光、X線およびガンマ線の記述に対して統一的な仕方 でアプローチすることを可能にした。それらは相異なる本性を持った放射ではなく、 相異なる波長を持った電磁波であることが判明した。

(略)電磁波の特性およびその励起と電波の法則は、マクスウェル方程式によって 記述される」。

このように、列挙されているすべての種類の放射が「単一の本性」を持っているこ との主要な証拠は、それらすべてが同一の速度――光速度――で伝播しているという 事実であり、このことが、それらをマクスウェル方程式にもとづいて画一的に記述す るための根拠を与えた。

列挙されている種類の放射を共通の本性を持つものに分類するためには、そのよう な根拠はまったく不十分であることに注意するべきである。共通の伝播速度は、相異 なる種類の放射が持つ何らかの**共通の性質**からの結果である可能性がある。そのよう な性質である可能性があるのは、例えば、媒質の性質――エーテルの粘性――である。 すなわち、この性質が、エーテル流の横方向運動の隣接層への伝達をもたらしている のである。もし各種の放射の構造にこの種類の運動が関与しているとすれば、放射の 種類が相異なっているにもかかわらず、それらの伝播速度は同一となる。

あれこれの種類の放射を一般化することを可能にする主要な証拠とならなければな らないのは、それらの放射の内部構造である。それらの放射を単一の部類の現象に分 類するための根拠となり得るのは、構造の同一性のみである。

電磁放射と光放射が共通の部類の現象に分類されていることは、いかなる誤謬に陥 る可能性があるかを直接的に物語っている。

現在、マクスウェルの電磁場方程式が光学現象の記述のために用いられている多数 の研究が存在している。しかし、実践はそのようなアプローチの妥当性を裏づけなか った。半導電性媒質——かなり高い電気伝導率を持っている海水——中における光の 透過能は、マクスウェル方程式にもとづいて得られた計算値と少なくとも5桁(!) 食い違っていることが判明した。すなわち、媒質のパラメーターとマクスウェル方程 式にもとづいて計算すると、光は海水中において1mmの何分の1以下の距離しか透 過することができないはずであるのに、実際には、光は海水中において水深100~150 mまで透過しているのである。

理論と実際の結果を両立させるため、様々な人為的手法が発明された。例えば、高 周波数においては水の電気伝導率は低下するという予想が提唱され、これによって得 られた結果が説明されている。しかしここでも、その計算は現象の物理的メカニズム によって裏づけられていない。

このように、電磁放射の伝播に関する問題には、現在に至るまでしかるべき明瞭性 が欠如している。しかし、エーテル動力学的アプローチは、第1近似においてではあ るが、各種の放射の構造を理解し、既にそこから様々な結論を下すことを可能にして いる。特に、物質による外部空間へのエネルギー放射は、少なくとも次の5種類に区 分する必要があることが判明した。

・浮遊電流の準静電場

- ・縦電磁波
- ・横電磁波
- 光子放射

・オーラ放射

これらのうち、最初の3つの種類は互いに関係しており、実際、同一の種類の放射

一一電磁放射――の相異なる極端な場合とみなすことができる。浮遊電流の準静電場、 縦電磁波および横電磁波は、半導電性媒質中における集中定数双極子の電磁放射の個別的場合とみなすことができる。

光子放射とオーラ放射はそれとは異なった構造を持っており,電磁放射の種類には 入らない。

以下においては、最初の3つの種類の放射の構造が検討される。オーラ放射については本シリーズ第2巻第2部の第2.5節と第3.4節において既に検討された。光子放射は本巻第2部で検討される。

5.4. 浮遊電流の準静電場

浮遊電流の準静電場とみなされるのは,電磁波の波長が,電磁波を受ける物体から 波源までの距離と同等であるか,またはそれを超えている場合である。エーテル動力 学の観点から見ると,それは,その中で電磁波が波源から供給され続けている領域で ある。それゆえ,距離の増大に伴う振幅の減衰は幾何学的条件にのみ依存しており, 媒質の性質や電流の周波数にはあまり依存していない。

放射電力の主要部分が近隣領域のために消費されることは明らかである。半導電性 媒質中においては、絶縁材料製の板を電極間に置き、それによって電流自体を再分布 させ(図 5.10)、浮遊電流の伝播距離を著しく増大させることにより、その領域を人工 的に除去することができる。



図 5.10. 集中定数双極子による電流の準静電放射: (a)絶縁用仕切り板なし; (b)双極子の電極間に絶縁用仕切り板あり。後者の場合,電流は遠方領域に再分布する。

近接領域におけるエネルギー損失は電極の面積に直接的に依存していることを考慮 するべきである。なぜなら、普通のオームの法則から導き出されるように、電極近傍 の媒質層の抵抗、したがってまた電極の周辺で放出される熱出力は電極の面積に比例 しているからである(図 5.11)。それゆえ、近隣領域におけるエネルギー損失を減少さ



図 5.11. 半導電性媒質中に電流が放射されるときの電極の表面積に対する電極近 傍における電圧低下の依存性: このグラフは球形電極の近傍における電圧損失に対応 している。

せるためには、電極の面積を可能な限り最大限まで増大させることが適切である。

それに加えて、典型的な半導電性媒質である海水の場合、電気伝導率は1~10Ω⁻¹・ m⁻¹の範囲内にあることを想起することが適切である。このことが意味しているのは、 800 mHz 未満のあらゆる周波数において卓越した成分となるのは無効分ではなく、有 効分であるということ、すなわち、800 mHz 未満のあらゆる周波数において、この媒 質は事実上いかなる無効分(容量分)も持たない、普通の抵抗性導体であるというこ とである。

ここで検討されている場合においては、交流電流の場合でさえも、磁場は媒質の各 地点において完全に相殺されているので、電気成分の伝播は磁場の関与なしに生じて いる。磁場を得るためには、媒質の一部を異なる電気伝導率を持つ媒質、例えば絶縁 体に替える必要がある。そうすれば、その空間中に磁場が発生する(図 5.12)。



図 5.12. 媒質中に絶縁体バルクを入れたときの 媒質の境界上と内部における磁場の発生

5.5. 横電磁波の構造

横電磁波は双極子の軸に対して垂直方向に伝播する。そのような波動中では、電場 強度ベクトルと磁場強度ベクトルは、空間中において互いに対して垂直に配置され、 波面内に横たわり、運動方向――波動の伝播方向、すなわちエネルギーの伝播ベクト



図 5.13. 横電磁波の構造 [この図の説明は欠落している。I, II の意味については図 5.14 を参照されたい。]

ル,つまり,いわゆるウモフ-ポインティング・ベクトル [Umov-Poynting vector] ――に 対して垂直である。その波動中の電場強度は普通の静電場中におけるのと同じ渦流に よって表され,磁場強度は渦運動の速度勾配によって表される。ここから,横電磁波 の構造に関する理解を得ることができる(図 5.13)。

横電磁波は電東密度の渦の組み合わせからなり、それらの渦の軸は波面に沿って配 置されている。それらの渦は緊張状態にあり、膨張しようとしている。このことが、 渦系全体がより大きい面積を占めようとする結果をもたらす。しかし、そうすること ができるのは、それらの渦が、波全体として波源からより遠くへ前進したときに限ら れる。このように、横電磁波が空間中を移動する原因となっているのは、電東密度の 渦の内部エネルギーである。このことは、そのエネルギーが使い尽くされたとき、渦 が崩壊し、電磁波は存在することを止めるということを意味している。

横電磁波の空間中における移動速度は、あるエーテル層から別のエーテル層への横 運動の伝達速度によって決定される。その速度は、第1音速――弾性率の範囲内の小 さい圧力の伝達速度――より著しく小さい、第2音速である。第2音速は次の関係式 によって決定される。

$$v_2/v_1 = c/v_{\text{sound}} = \sqrt{d_{\text{am}}/2\lambda}$$
(5.98)

ここで,*c*は光速度; *v*_{sound}は第1音速(重力の伝播速度); *d*_{am}はアーメル――エー テルの分子――の直径; λはアーメルの平均自由行程である。

第1音速は有名な関係式

$$v_{\text{sound}} = \sqrt{\gamma P / \rho} \tag{5.99}$$

によって決定される。ここで、 γ はエーテルの断熱指数 ($1 \le \gamma \le 1.4$)、P はエーテル

の圧力; *p*は空間の当該地点におけるエーテルの密度である。

高い誘電率を持つ媒質中における電磁波の伝播速度は次の関係式によって決定される。

$$c_{\rm med} = c / \sqrt{\rho_{\rm v}} = c / \sqrt{\varepsilon} \tag{5.100}$$

ここで, ρ_v は媒質中における電束密度の渦の運動に引き入れられるエーテルの密度(媒 質中のエーテル全体の密度ではない!); ϵ は媒質の相対誘電率である。

これらの関係式からただちに分かるように、重力の伝播速度と光の伝播速度は、空間の相異なる領域において同じではなく、それらの領域におけるエーテルのパラメー ターと直接的に関係している。

以上に述べたことから、電東密度の渦のエネルギーが使い尽くされたとき、横電磁 波は存在することを止めるという結論も導き出される。このことは任意のタイプの電 磁放射に当てはまる。そしてこのことが、遠方恒星系からの光子が地球まで到達しな いことの原因に十分になり得る。このことは、文献においてしばしば書かれているよ うに、宇宙空間は有限であるということではなく、その原因は、光学天文学と電波天 文学で用いられている機器が持つ能力が、その限界まで利用し尽くされたことにある にすぎないということを物語っている。

5.6. 縦電磁波の構造

縦電磁波は横電磁波とは異なった構造を持っている。縦電磁波の中では、電束強度 の渦管は運動方向に沿って配置されている(図 5.14)。



図.5.14. 縦電磁波の構造: I-小強度の領域; II-大強度の領域 [この図で欠落している I, II については図 5.13 を参照されたい。]

縦電磁波の運動の原因は、任意の気体渦トロイドにおけるのと同じである。すなわ

ち,その原因は,渦管の運動方向とは逆方向の,渦管の内側表面に沿ったエーテルの 運動である。ここでは,各渦管の前方端面上におけるエーテルの運動は,渦管全体の 運動方向に対して垂直な平面内に横たわっていることに注意を払わなければならない。 このことは,縦電磁波の伝播速度に対するすべての制限は,横電磁波の場合と同じで あるということを意味している。

縦電磁波の反射と屈折の法則に関しては,現時点においてはデータは存在しない。 ただし,それらの法則は,普通の波動におけるものと同じである公算が最も大きい。

縦電磁波の強度は、1 個の構造の範囲内において変化することができる(例えば、 正弦波変調時に)。このことは、縦電磁波の一般的構造の範囲内において、電束密度の 渦の個数は、相異なる断面において相異なったものになり得るということを意味して いる。そしてこのことは、渦が分裂する、あるいは渦同士が互いに結合することが可 能な場合には、渦系の再編成が生じる可能性があることを承認することを要求する。 原理的には、このことは特別の反論を呼び起こさないはずである。なぜなら、エーテ ルは理想的な流体ではなく、きわめて希薄な構造物であるからである。

縦電磁波中における電東密度の各渦のエネルギー過程は,その渦自体の内部のみで 完結している。このことは,そのエネルギー損失は普通の縦波の場合におけるのと同 じ減衰法則に従っており,双極子の軸に沿った電場強度は,マクスウェル方程式から 導き出される結論に従い,距離が増大するにつれて減少する公算が最も大きいという ことを意味している。すなわち,次のようになる。

$$E = E_0 e^{\left(\frac{\mu_0 \mu \sigma \omega}{2}\right)^{1/2} r}$$
(5.101)

ここで、 E_0 は検討されている地点に近い方の電極の表面における電場強度; μ は媒質の相対透磁率; σ は媒質の電気伝導率; ω は放射される縦電磁波の角周波数である。 ただし、この予想は実験的検証を受ける必要がある。

縦電磁波の方向性のダイヤグラムは縦電磁波のそれとは異なっており,電極の大き さと電極間の距離の比に本質的な仕方で依存している。その方向性のダイヤグラムに おいては,電極間の距離に対して電極の大きさがより小さくなるほど,双極子の横方 向への放射エネルギーに対する縦方向の放射エネルギーの割合がより大きくなる。

電場、したがってまた電流がそれらのベクトルの方向に伝播する事実を検証するため、2つの実験を行った。第1の実験においては、塩水が充填され、部屋の中央に糸で吊り下げられたゴムホースを用いた。そのホース中に2つの集中定数双極子を入れた。その一方は放射側双極子であり、同軸ケーブルを通じて正弦波発振器Gと接続されている。他方は受信側双極子であり、同軸ケーブルを通じて受信器 P---マイクロアンペア計を持つダイオードブリッジ回路--と接続されている(図 5.15)。塩水が充填されているホースは部屋の壁との間で寄生容量Cparを持っている。

同軸ケーブルを通じて電極に通電することにより,何らかの寄生回路が生じる可能 性を排除した。



図 5.15. 集中定数双極子の放射の縦方向伝播の検証に関する実験のスキーム: 1-塩 水を充填したゴムホース; 2-放射側双極子の電極; 3-受信側双極子の電極

電流が分岐していないこととの関連により,双極子間の距離Dが変化したとき,少 なくとも,チャネルの抵抗が寄生容量の抵抗に匹敵するようにならないうちは,受振 器における信号は変化しないはずである。チャネル内の塩水の抵抗と寄生容量C_{par}の 抵抗は比D/δに比例しているので,チャネルの抵抗が寄生容量の抵抗に匹敵するよう になるのは,ある距離Dにおいてである。得られた依存関係を図 5.16 に示す。この結 果は予想を完全に裏づけた。さらに,水の塩分濃度の増大,すなわち水の電気伝導率 の増大は有効信号を増大させ,出力信号の定振幅領域を増大させることが判明した。



図 5.16. 縦方向のエネルギー放射時における双極子間の距離に対する受信器の信号の依存性

今後,媒質のコンダクタンスが各種の値を持っているときの縦電磁波の減衰の増大 という事実を検証するべきである。その際には、半導電性媒質中における縦電磁波の 減衰は、各半波が事実上独立していることの結果でもある可能性があり、それゆえ、 半導電性媒質中における縦電磁波の減衰の原因は、横電磁波の場合のそれと同じであ る可能性があることを念頭に置いておくべきである。

第2の実験においては、2番目の双極子によって強度と電気エネルギーが固定されている、平板電極を持つ双極子を用いた。実験は半導電性媒質の薄い平らな層の中で行った。

電場の伝播のダイヤグラムを図 5.17 に示す。



図 5.17. 半導電性媒質の薄層中における集中定数双極子の電場の伝播: 電場の縦 成分 [*E*_{longi}] は横成分 [*E*_{trans}] より大きい。

2 つの双極子が平行に配置され、放射器と受信器中における各電極間の距離は $d = \lambda/2$; すべての電極の面積は $S \ll R^2$ (ここで、Rは 2 つの双極子の中心間の距離) という条件が満たされているとき、放射器の電極の電位差を U_{rad} とすると、受信器の電極には、一次近似において次の大きさの電位差 U_{rec} が現われる。

・双極子の軸に沿った電位差

$$U_{\rm rec} = U_{\rm rad} \frac{S}{4\pi R^2} \sin(\pi d_{\rm rad}/\lambda) \sin(\pi d_{\rm rec}/\lambda)$$
(5.102)

・双極子の軸に対して横方向の電位差

$$U_{\rm rec} = U_{\rm rad} \frac{S}{4\pi R^2} \cdot \frac{d}{R} \sin(\pi d_{\rm rad}/\lambda) \sin(\pi d_{\rm rec}/\lambda)$$
(5.103)

ここで、dradとdrecは、それぞれ、放射器と受信器の各電極間の距離である。

方向性のダイヤグラムは双極子の軸に沿って伸びたものとなり,放射器から受信器 までの距離が大きくなるほど,より強く伸びたものになる。放射器自体の近傍では, ダイヤグラムは円形に近くなる。

マクスウェル方程式によれば、双極子の軸に沿った方向には、そもそもいかなる放 射もあってはならない。それゆえ、電気学の教授たちが縦方向の放射はマクスウェル 方程式と一致しないと主張するとき、彼らは絶対的に正しい。彼らの誤りは、そのよ うな放射はそもそも存在し得ないという結論を、その不一致を根拠として下している ことにある。例えば、少なくとも、かつて科学アカデミー会員 I.E.タム [Igor Yevgenyevich Tamm] はそのように主張し、このことが縦電磁波に関する研究作業が打ち切られる原 因となった。しかし、科学アカデミー会員も間違えることがある。ただ、残念ながら、 彼らの誤りは高くつく。

結論

1. 電気力学のパラドックスといくつかの課題の解決の困難さは,理想化された(非 粘性で非圧縮性の)エーテルのモデルに依拠している電磁場方程式の不完全性に起因 している。電磁場方程式と電磁気学の法則の改善は,出発点となるモデルの精緻化, とりわけ,エーテルの現実の特性,粘性および圧縮性の考慮と関係した精緻化にもと づいてのみ可能となる。

2. 出発点となる物理不変量は運動の成分――物質*, 空間および時間――であり, 力学においては MKS 単位系 (メートル,キログラム,秒) がそれに対応していること との関連から,電気力学において採用されている MKSA 単位系 (メートル,キログラ ム,秒,アンペア) は余計であり,電磁気過程の物理的本質の理解を困難にしている。 開発された電磁気モデルにもとづき, MKSA 単位系が MKS 単位系に変換された。

3. すべての既知の電磁気現象は, エーテルの気体力学の観点から解釈することが可 能である。その場合, 電荷は, らせんトロイダル渦の表面全体に沿ったエーテル密度 の円周速度の循環として, 極性は, 電荷の周りにおけるエーテルのらせん運動の符号 として解釈される。電場は, エーテルの閉じた渦管の組み合わせとして解釈すること ができる。それらの渦管中において, エーテルは管軸の周りを回転しながら, 管軸に 沿っては電荷から, 周縁部に沿っては電荷に向かって並進運動をしている。真空の誘 電率は, 物質が存在しない空間中におけるエーテルの密度として, 物質の誘電率は, エーテルの運動速度の低下によって電場の渦管中におけるエーテルの密度を増大させ る, 物質の性質として解釈することができる。相対誘電率の大きさは, 真空中におけ るエーテルの密度に対する, 物質中において渦管の構成部分として運動しているエー テルの密度の比に等しい。磁場は, 渦管中におけるエーテルの並進運動として, 透磁 率は, 物質中における分域の方向転換によってエーテル流の速度を増大させる, 物質 の性質として解釈することができる。

4. 電磁気現象に関するエーテル動力学的モデルにもとづき,電磁気学のいくつかの 法則が精緻化され,電磁場方程式が発展させられ,さらに、マクスウェルの古典的電 磁場方程式,電磁誘導に関するファラデーの法則、アンペールの法則等々からは導き 出されないいくつかの法則性が予言され、実験的に検証された。また、誘導領域の外 部において縦方向に伝播する電場の存在が予言され、実験的に裏づけられた。測定回 路に対して外側の磁場の影響が示された。空間中における磁場の高密度化が予言され、 実験的に裏づけられた。導体同士の相互誘導に関する依存関係が決定され、実験的に 裏づけられた。それらの依存関係はマクスウェルのものとは本質的に異なっている。

5. エーテルに関する理解を導入して開発された電磁気現象モデルは、電気力学のパ ラドックスを自然な仕方で払拭することを可能にする。行われた実験は、電磁気に関 する関数的依存関係の精緻化が適切であったこと、予言されたいくつかの現象が実際 に存在していることを裏づけた。それらの現象には、測定用フレーム内で誘起される 起電力は、フレームの内側の磁場だけでなく、フレームに対して外側の磁場にも依存 していること、導体同士の相互誘導が存在すること、縦方向の電磁放射が存在するこ と、その他いくつかの現象が含まれる。

あとがき

電気工学のすべての主要な実験的基礎は 19 世紀前半に創出された。主要な理論的 基礎が創出されたのも、まさにこの時代であった。最後の大きな成果はイギリスの科 学者 J.C.マクスウェルによって書かれた『電気と磁気についての論考』であった。彼は この著書で、24 人の科学者の研究結果を一般化した。その一般化は、特に、方程式系 という形を取った。そしてそこから、個別的な電気現象を記述する諸法則が個別的な 場合として導き出された。

それから130年以上の歳月が流れた。その間,19世紀の成果とマクスウェル理論に もとづき,多数の国々において多数の産業部門が創出された。それは電力産業,電気 機械工業,電波工業,電子工業といった部門であり,これらは科学,技術,運輸,通 信および公共サービスといったあらゆる分野に浸透していった。電磁気現象を利用す る何万品目もの製品が創出された。今日,得られた科学技術の成果の妥当性を疑う者 は誰もいない。このことは,発見された電気工学の法則の無謬性という理解だけでな く,その絶対性という理解をも生み出した。しかし,この最後の点は誤りである。

実際には、物質*のすべての階層レベルの包括を考慮に入れた普遍的物理不変量--物質*,空間,時間およびそれらの総体である運動――の性質を反映しているいくつか の保存則を除き、それ以外のすべての「法則」は個別的な性格を持っている。このこ とは、それらの「法則」は真理へ向かってゆくせいぜい一次近似にすぎないというこ とを意味している。なぜなら、それぞれの具体的な現象は無数の性質を持っており、 それゆえ、この理由によるだけでも、その現象は近似的にしか記述することができな いからである。任意の現象を完璧に記述するためには、各方程式の中に無数の項が含 まれている無数の方程式を作らなければならない。しかし、それは不可能なだけでな く、不必要なことである。それゆえ、個別的現象に関する絶対的に正確な方程式はま ったく存在していないし、存在することができない。このことは、I.ニュートンの万有 引力の法則,あるいは天体力学の諸法則といった基本法則にさえも当てはまる。しか し、まさにこのことは、マクスウェル方程式にも、電気工学、電波工学および電子工 学のその他あらゆる法則にも当てはまるのである。各「法則」は具体的な目的で決定 された個別的現象しか、しかも一定の精度でしか反映することができない。現象の中 に隠れているすべての特性、すべての非線形性、すべての第二義的なディテールを考 慮することは不可能であるからである。

過去100年間以上,電磁理論の分野では事実上何も新たなものは創出されていない。 それゆえ,既知の法則を再検証し,新たな実験を行い,あるいは物理諸量を結合する 新たな関数的依存関係を見出そうとする試みが妨害を引き起こしてはならない。逆に, まさにその試みこそが科学の目的なのである。このことは理論電気工学にも当てはま る。

人類は1世紀以上の間,19世紀の偉大な科学者たちの成果を利用している。それら の成果はきわめて有益なものであることが判明したが、しかし、今後人々の幸福のた めに発見し、利用するべき多くのものを発見することはできなかった。一方、発見さ れたいくつかの現象は失われてしまった。その例は、ニコラ・テスラの電気工学である。100 年が過ぎた今、彼が達成した成果を再現することは誰にもできない。なぜなら、それは別の諸法則にもとづいた別の電気工学であったからである。今こそ、それらの法則を再発見する必要がある。

我々はあらゆる物理現象について、モデルを用いて、すなわち、その現象において 進行している物理過程に関するあれこれの理解を用いて考える。しかし、それは常に 正しいとは限らない、我々の理解でしかない。我々はその過程を数学的に記述するが、 そのとき、その記述にさらなる不正確性を持ち込む。しかし、それでもやはり、それ は法則を解明するための方法なのである。ところが物理モデルを理論的に構築するの ではなく、既に発見されている同じ法則から新たな帰結を見つけ出そうと試みるとき、 そのような方法は疑いなく失敗する運命にある。すなわち、新たなものは、新たな理 解、新たな事実を導入し、新たな実験を行うことによってのみ見出すことができるの である。

今日,理論電磁気学の領域において,我々は理論物理学全体を壊滅させたのと同じ 保守主義に遭遇している。理論電磁気学の領域において何か新たなものを発見しよう とする試み自体が専門家たちの妨害に突き当たる。これは間違っている。

現在,科学全体は危機的状態にある。この状態は,既にすべてがなし遂げられ,す べてがとうの昔に明らかになっているとみなしている専門家たちの保守主義に起因し ている。実際には,我々は,電気工学,電波工学および電子工学を含め,自然科学の 全領域における新たな探求と発見のバーストの直前の時代に生きているのである。エ ーテル動力学的アプローチは,そのような探求に対して多大な援助を与えるであろう と考えるのには,十分な根拠がある。そして,既存の法則の精緻化だけでなく,ある 場合には,それらの法則の完全な見直しが,新たな探求の成果となるであろう。

文 献

まえがき

- 1. Engels F.「電気」,『自然の弁証法』,『マルクス=エンゲルス全集』,第2版,モスクワ,国 営政治文献出版所,1961,第20巻,433-485頁.
- Atsukovsky V.A.「電気力学の現状に寄せて」,『唯物論と相対論.現代理論物理学の方法論に 対する批判』(V.I.レーニン『唯物論と経験批判論』出版 100 周年に寄せて),モスクワ, Petit, 2009, 107~114 頁.同「電磁気現象」,『一般エーテル動力学.気体状エーテルに関 する理解にもとづく物質と場の構造のモデル化』, モスクワ, Energoatomizdat, 2003, 297~409 頁.

第1章

- 1. Myakishev G.Ya.「電気」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1978,第30巻,48~49頁.
- 2. Kudryavtsev P.S. 『物理学の歴史』, モスクワ, 国営学習教育出版所, 1956.
- 3. Gliozzi M. 『物理学の歴史』, イタリア語からの翻訳: E.L. Burshtein, モスクワ, Mir, 1970.
- 4. Bessonov L.A.「電気工学発展史と電気工学の理論的基礎に関する教育課程の形成」,『電気 工学の理論的基礎. 電磁場』,第9版,モスクワ, "Gardariki"出版社, 2001, 305~310 頁.
- 5. Faraday M. 『物質*の力とその相互作用.公開講義』,英語からの翻訳: V. Luginin / 監修: Z.A. Tseitlin, モスクワ,国営反宗教出版所,1940.同『電気に関する実験的研究』,英語からの翻訳/監修: T.P. Kravts,モスクワ,ソ連科学アカデミー出版部,1947~1959.
- Helmholtz H. 『流体力学に関する 2 つの研究』,英語からの翻訳/監修: S.A. Chaplygin, モス クワ, O.L. Somova 印刷所, 1902. 同『ファラデー講話:ファラデーの電気概念の現代的発 展』,英語からの翻訳: V. Tyurin, サンクトペテルブルク, P.P. Soikin 出版社, 1898.
- 7. **Thomson W.** Magnetism, dynamic relation of... Nicol's Cyclopedia, 1860. Proc. of R.S. VI, 1856; VI, 1861. **Id.** Ether, electricity and Ponderable Matter. Cambr. and Dubl. Papers, 484, 1890. **Id.** On the duties of ether for electricity and magnetism. Phil. Mag. IX, 1900, 305.OH же. Electrical insulation in vacuum. Phil. Mag. VIII, 1904, 472. **Id.** Hydrodynamic. Cambr. and Dubl. Math. and Phys. Papers. IV, 1910.
- 8. Challis J. Phil. Mag. XII, 1860; I, II, 1861.
- 9. Maxwell J.C.「ファラデーの力線について」,『電磁場理論に関する著作選集』,モスクワ,国営技術理論出版所,1952,9~88頁(同上所収のボルツマンの注解(89~106頁)を参照).
 同「物理的な力線について」,同上所収,105~193頁(同上所収のボルツマンの注解(190~248頁)を参照).
 同「電磁場の動力学的理論」,同上所収,249~341頁.
- 10. Heaviside O. Electromagnetic theory. Electrical papers. Vol. 1, 2. London N.Y., 1892.
- 11. Joseph H.J. Some unpublished notes of Oliver Heaviside. The Heaviside centenary volume. London, 1950.
- 12. Campbell N.R. 『現代電気理論』, 英語からの翻訳/監修: I.I. Borgman, サンクトペテルブル ク, "Obrazovanie"出版社, 1912.

102 第1部 文 献

- 13. Larmor J. Aether and Matter. Cambr. 1900.
- 14. Langevin P. Chim. et Phys. Mai 1905.
- 15. Abraham M. und Föppl A. Theorie der Elektrizität. Leipzig, 1904-1905. [電気理論]
- 16. Drude P. Physik des Äthers auf elektromagnetisher Grundlage. 2-te Aufl. Stuttgart, 1912. [電磁気的基礎にもとづくエーテルの物理学] Id. Lehrbuch der Optik. 2-te erw. Aufl. Leipzig, 1906. [光学教科書] ID. Zur Elektronentheorie der Metalle. Ann. Phys. 1 (1900), S. 566; 3 (1900), S. 369. [金属の電子理論について]
- **17. Lorentz H.A.** 『電子理論』, サンクトペテルブルク, "Obrazovanie"出版社, 1910. 同『電子理論と光放射・熱放射現象へのその適用』, 英語からの翻訳/監修: A.K. Timiryazev, Z.A. Tseitlin, モスクワ, 国営技術理論出版所, 1956.
- Thomson J.J. 『電気と物質*』,英語からの翻訳/監修: A.K. Timiryazev,モスクワ・レニング ラード,国営出版所,1928,9~97頁.同『電気分野における最新研究にもとづく物質*と エーテルの間の相互関係』,英語からの翻訳/監修: I.I. Borgman,サンクトペテルブル ク, "Estestvoispytatel"出版社,1910.
- 19. Kasterin N.P. 『空気力学と電気力学の基礎方程式の一般化』, モスクワ, ソ連科学アカデミー出版部, 1937.
- 20. Mitkevich V.F.「電流の本性について」,『無線方式の電話と電信』,第15号,ニジェゴロド研究所,1922,1~13頁.同「W.トムソンの仕事」,『電気』,第3号,第8号,第10号,1930.同『ファラデーの仕事と電気エネルギーの応用の現代的発展』,モスクワ・レニングラード,国営技術理論出版所,1932,1~13頁.同『基礎的な物理学的見方』,レニングラード,ソ連科学アカデミー出版部,1933.同『基礎的な物理学的見方』,第3版,レニングラード,ソ連科学アカデミー出版部,1939.同『磁流とその変換』,モスクワ,ソ連科学アカデミー出版部,1946.
- 21. Maxwell J.C. A treatise on electricity and magnetism, v. 1 2. Oxf. 1873. ロシア語訳版: Maxwell J.C. 『電気と磁気についての論考』,モスクワ, Nauka, 1989.
- 22. Hertz H.「論文選集」, 論集『無線電信前史』, 監修: L.M.Mandelshtam, モスクワ・レニング ラード, 1948. Klyatskin I.G.「ハインリヒ・ヘルツ. 生誕 100 周年に寄せて」, 『電気』, 第 3 号, 1957.
- 23. Rodionov V.M.「A.S.ポポフ」,ソビエト大百科事典,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1975,第20巻,357~358頁.
- 24. Nikolaev G.V. 『無矛盾な電気力学.理論,実験,パラドックス』,トムスク,NTL 出版社, 1997.
- 25. Yavorsky B.M., Detlav A.A. 『技術者と大学生のための物理学便覧』, モスクワ, Nauka, 1971, 892~909 頁.
- Atsukovsky V.A. 『普遍的物理不変量と国際単位系 SI の近代化に関する提案』、モスクワ、 Petit, 2004. 同「国際単位系 SI の近代化」、『シベリアのエネルギー』、第3(8)号、2006,10~11 頁.
- 27. Kalantarov P.L., Neiman L.R. 『電気工学の理論的基礎』, モスクワ・レニングラード, 国営エ ネルギー論文献出版所, 1951, 23~27 頁.

103 第1部 文 献

- 第2章~第5章
- 1. **Atsukovsky V.A.**「電磁気現象」,『一般エーテル動力学.気体状エーテルに関する理解にもと づく物質と場の構造のモデル化』, モスクワ, Energoatomizdat, 2003, 297~409 頁.
- 2. Atsukovsky V.A. 『電磁気と電磁気現象の物理学的基礎』, モスクワ, URSS, 2001.
- 3. Atsukovsky V.A. 『電磁気現象のエーテル動力学的基礎(分かりやすい概説書)』, モスクワ, Petit, 2007.
- 4. Atsukovsky V.A.「符号化した情報の伝送用通信ライン」, Atsukovsky V.A. et al. 『複雑な情報・ 測定複合装置中におけるデジタル通信システムの組織化の基礎』, モスクワ, Energoatomizdat, 2001.
- 5. Atsukovsky V.A.「導体の相互誘導」,『シベリアのエネルギー』,第3(8)号,2006,12~13.
- 6. Atsukovsky V.A.「導体の相互誘導に関する再論」,『電子工学における開発』,第4(16)号, 2006,24~26 頁.
- 7. Atsukovsky V.A.「電磁気現象のエーテル動力学的モデル化」,『Electro』,第1号,2007, 49~52頁.
- 8. Atsukovsky V.A. 『エーテル動力学に関する 12 の実験』, モスクワ, Petit, 2003.
- 9. Yavorsky B.M., Detlav A.A. 『技術者と大学生のための物理学便覧』, モスクワ, Nauka, 1971, 501 頁

付録

- 1. Myakishev G.Ya.「永久機関」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1971,第4巻, 599頁.
- 2. Eliashberg G.M.「熱力学」,同上,1976,第25巻,481頁.
- 3. Novikov I.D. 「宇宙の"熱的死"」,同上,1976,第25巻,443頁.
- 4. Atsukovsky V.A. 『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,ジューコ フスキー, Petit, 1996.
- 5. Atsukovsky V.A. 『唯物論と相対論.現代理論物理学の方法論に対する批判』(V.I. レーニン 『唯物論と経験批判論』出版 100 周年に寄せて),モスクワ, Energoatomizdat, 1992;モス クワ, Inzhener, 1993,
- 6. 『エーテル風』, 論文集, 監修:工学博士 V.A. Atsukovsky, モスクワ, Energoatomizdat, 1993.
- 7. Gaseev Yu.A., Esenin-Volpin A.S. 「公準」,『ソビエト大百科事典』, 第3版, モスクワ, ソビ エト百科事典, 1975, 第20巻, 423頁.
- 8. Zisman G.A. 「ローレンツ変換」,同上,1974,第15巻,26頁.
- 9. Atsukovsky V.A.「電磁気現象」,『一般エーテル動力学.気体状エーテルに関する理解にもと づく物質と場の構造のモデル化』,第2版,モスクワ, Energoatomizdat, 2003.
- 10. Atsukovsky V.A. 『エーテル動力学的仮説』,ジューコフスキー, Petit, 2000.
- 11. Atsukovsky V.A.『現代自然科学の構想. 歴史・現代・問題・見通し』, モスクワ, MSEU, 2001.
- 12. Tsyrlin V.L.「冷却装置」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1978,第28巻,345頁.
- 13. Engels F. 『自然の弁証法』, モスクワ, 国営政治文献出版所, 1969, 67~81 頁.

104 第1部 文 献

- 14. Merkulov A.P. 『渦効果と技術におけるその適用』, モスクワ, Mashinostroenie, 1969.
- 15. Imyanitov I., Tikhii D. 『法則の境界の向こう側』、レニングラード、Gidrometizdat, 1967.
- 16. Atsukovsky V.A. 『電磁気と電磁気現象の物理学的基礎. エーテル動力学的解釈』, モスクワ, URSS, 2001.

付録 エーテルからの直接的なエネルギー取得の可能性について

1. まえがき. 課題設定

現代世界におけるエネルギー事情は不安を引き起こす。労働者1人当たりエネルギ ー消費量――手作業を代替する機械・電気エネルギー消費量の指標――は、1913年の 水準と比べ,既に1976年にはその34倍を超えていた。現在,その水準は数百倍とな っている。世界各国の人口1人当たりエネルギー消費量はきわめて不均等である。例 えば,アメリカの人口はこの惑星の人口のわずか5%であるが,アメリカはこの惑星 で採取されているエネルギー全体の50%を消費している。つまり,アメリカの各住民 は、平均すると、この惑星の統計上平均的な住民の20倍のエネルギーを消費してい るのである。ここでは、地球の人口は増大し続けており、2000年には既に65億人以 上となっていたことを考慮する必要がある。彼らのための消費財を生産するためには、 ますます多くのエネルギーが必要となる。

周知のように、人間が生産、運輸、暖房のために得ているエネルギーの主要部分は、 化石エネルギー媒体――石炭、石油、天然ガス――から得られるエネルギーである。 泥炭やオイルシェールといった旧来のエネルギー媒体は、既にはるか前にエネルギー 供給において支配的な地位を失った。また、石炭は事実上既に掘り尽くされている。 石油も天然ガスも間もなく消費され尽くす。その終焉の接近は既に今後数十年以内と 予想されている。自国資源をとうの昔の使い果たし、「第三世界」諸国に対するエネル ギー依存に陥った先進資本主義諸国は、石油や天然ガスの残り物を横取りしようと試 みている。既に 1939~1945 年、石油埋蔵量の 9/10 は「第三世界」諸国に存在してい た。そして今日、先進資本主義諸国のエネルギーの事実上すべては、輸入される石油 と天然ガスによってまかなわれている。

しかも,最近明らかになったように,大気中酸素による化石エネルギー媒体の燃焼 は,許容し難いほど大量の酸素を消費し,炭酸ガス,さらには硫酸蒸気,亜硫酸蒸気, その他多数の種類の物質を大気中に放出することにより,破局的な不可逆的結果をも たらす可能性がある。炭酸ガスの放出は,いわゆる「温室効果」を創出し,この惑星 を過熱状態に導く力を持っている。有害ガスは大気だけでなく,土壌や水も有毒化す る可能性がある。

原子力発電所の利用によってエネルギー問題を解決しようとする試みは,完全に適切な方策と認めることはできない。第1に,絶対的に安全な原発の設計は存在しない。 一部の原発,例えばチェルノブイリ原発4号機その他一連の原発の建設は,地質状況 を考慮せずに行われている。それは次なる大事故の危険性をはらんでいる。第2に, 開発を行い,原子炉で利用するのに適しているウラン資源もまた,石油や天然ガスよ り若干先のことではあるが,近い将来,涸渇する可能性がある。そして第3に,ここ にはきわめて有害な放射性廃棄物の埋設処分の問題があり,原発を利用しているすべ ての国が既にこの問題に直面している。それゆえ,原発の利用には問題が残り続ける。

エネルギーに関する環境問題は、再生可能資源――森林――の利用によって部分的

には解決可能である。しかし、その蓄積量は大きくなく、現在行われているような完 全な再生なしでの森林破壊は、これまた環境上の破滅的結果をもたらすことになる。

2007 年 8 月,人々は,熱核融合を使ってエネルギーを得る方法があることを再び思い出した^[歌注]。熱核融合の問題の解決は,エネルギー問題の解決を可能にするであろうという点には同意することができる。しかし,高温プラズマの安定化をめぐる困難は過去 50 年間克服されなかったし,指定されている新たな期間――さらなる 50 年間 ――はプラズマ安定化に関する新たな着想を意味せず,したがってこの道を進めばエネルギー問題が解決されるという,いかなる確信も与えない。

この深刻な現状の打開策は、原理的に枯渇し得ないようなエネルギー源を、事実上 いかなる時においても周囲環境の安定化を確保し得るような方法で利用することであ る。このことが意味しているのは、周囲媒質に含まれているエネルギーを、人間が実 践的目的のために利用するのに適した種類のエネルギーに変換する能力を持った装置 を利用する必要があるということである。その際には、エネルギーの循環が確保され なければならない。すなわち、すべてのエネルギーは、利用後には、それが自然から 採取されたときとまさに同じ種類のエネルギーの形で自然に戻らなければならない。

しかし、この無条件に有益な着想の実現の道には、科学によって定められたいくつ かの命題の形を取った障壁が立ちふさがっている。それらの命題によれば、それを実 現することは原理的にできないとされている。それらの命題の一つは熱力学の命題、 すなわち熱力学の第1法則と第2法則である。その種の装置を創出しようとする試み は、常に永久機関(perpetuum mobile、永久運動)の創出の試みと同一視されてきた。 きわめて多数の永久機関が設計されたが、それらはいずれも機能しなかった。

1775年、フランス科学アカデミーは永久機関の設計に関する検討を打ち切った。19 世紀半ばにエネルギー保存則が確立されたことにより、永久機関は原理的に実現不可 能であることが証明された [1]。以来、すべての「立派な科学者」たちはその種のも のの設計を否定し、検討すらしようとしない。もしそれらの科学者たちが相異なる概 念を混同することなく、永久機関とはいかなる関係も持たないシステムを「永久機関」 の概念に分類しなかったならば、この問題において、すべては順調に進んでいたはず である。

現在,投下されたエネルギーより多くのエネルギーが得られるシステムの少なから ぬ設計が様々な発明家たちによって提案され,その一部は実現されている。投下され たエネルギーより多くのエネルギーが得られることを実験的に裏づけた発明家たちは, そのようなことはあり得ないとしている既知の熱力学の法則――科学において「熱力 学の原理」と呼ばれているもの――は誤りであると主張し始めている。自らの権威を 守るため,この問題についての検討を断固として拒否しているいわゆる「立派な科学 者」たちは,この問題に答えることはできない。

それゆえ,この混乱した問題を可能な限り整理し,すべての物事をそのあるべき位 置に置くよう努力するべき時が到来した。そうすれば,周囲媒質からのエネルギー取

^[訳注] これは、中国科学院の EAST(超伝導電磁石トカマク型核融合エネルギー実験炉)が 2007 年に 世界で初めて、ついに(ようやく)「ブレークイーブン」核融合を達成したことを、皮肉を込めて言っ ているものと思われる。

得の問題も解決されるかもしれない。

周囲媒質からのエネルギー取得の問題は,かつてセルビア人科学者ニコラ・テスラ によって解決されていたことを思い出すべきである。

偉大なセルビア人電気工学者で発明家であるニコラ・テスラは 1856 年に生まれ, 1882 年までブダペストの電信局で技師として働き, 1882 年から 1884 年までパリの エジソンの会社で働いた後, アメリカに移住し, 1884 年からエジソンとウェスティン グハウスの工場で働いた。

テスラはその生涯を通じて,非同期電動機,多相交流によるエネルギー伝送システ ムなどを含め、様々な種類の多数の電気機器——多相電気機械——を発明した。アメ リカでは、当時最大のナイアガラ水力発電所(1895年)を含め、一連の産業用電気設 備を立ち上げた。1889年から、テスラは高周波電流と高圧電流の研究に着手した。彼 は高周波電気機械式発電機 [high-frequency electromechanical generator],また「テスラ変圧 器」と呼ばれる高周波変圧器の最初のモデルを発明した。彼の指導の下で電力 200 kW の無線局がコロラド州に建設された。この時期、テスラは一連の無線制御式自走機構 (「遠隔自動制御装置」)を設計し、1900年以降、様々な技術分野における発明——電 気式計算機、周波数計——,また無線機器、蒸気タービン、等々の一連の改良に対す る多数の特許を取得した。

既にテスラの生前,彼に関する伝説が流布していた。彼の発明品の多くは,彼の時 代以前に創出され,今も有効とされている電気工学の理論的基礎における諸法則に従 って働いていなかった。それらの基礎によれば,そもそも,テスラの装置は機能して はならないのである。しかし,それらは機能していた。これは,いかなる理論も多様 な自然現象全体を反映してはいないことを,またしても裏づけている。

テスラは、いかなるエネルギーの補給もなしに、どこからかエネルギーを汲み取り ながら走る自動車を発明したと語られていた。ツングースカの隕石現象は彼のせいに された。つまり、その現象は、ワイヤレスエネルギー伝送に関する彼の実験が失敗し た結果であるというのである(隕石の痕跡はどうしても見つからなかった)。さらにま た、アメリカの石油王モルガンは彼の成功をきわめて危惧していたが、それは多分、 無(エーテル)からのエネルギー取得が彼の石油からの収入を危うくしたからであろ うとも語られていた。モルガンはしかるべき措置を取ったと言われている。なぜなら、 モルガンが資金を提供していたテスラ研究所は突然存在しなくなり、その後、1943 年 のその死までの間、テスラはもはや何も大きな仕事をしなかったからである。

最大の謎は,彼の有名な変圧器である。テスラはそれにより,数百 kHz の周波数に おいて 1500 万 V(!)に達する電圧を得た。この変圧器に関する理論は今も存在しな い。しかも,変圧器自体がどこか普通ではないように見える。この変圧器は鉄心を持 たず,きわめて太い導線からなるその1 次巻線は外側に,2 次巻線は内側に存在する。 1 次回路には高周波放電器が含まれている。その放電器を1 次巻線とコンデンサーで 形成されている回路と共振するように調整する必要がある。この変圧器では変圧比は 遵守されていない。その出口で得られる電圧の値は,普通の計算から導き出される値 より著しく大きいからである。ちなみに,その電圧比を知っている者は誰もいない。 何しろ,すべてのパラメーターを調べ,必要とされる計算を行った者はついに現れな かったからである。それを行うための方法論を誰も創出しなかったからである。当時, 既に真空技術の時代が始まっており,真空技術においてはすべてが明らかであったに もかかわらず,テスラによって開発されたこの方向性が発展させられなかったのは, まさにこの理由による。

しかし今日では、N.テスラが行ったようなタイプの研究に立ち戻る必要があるとい う意見が生じている。それは、理論物理学の新たな領域――世界空間全体を満たす気 体状媒質であるエーテルという理解を復活させたエーテル動力学――が出現したこと と関係している。エーテルは、普通の気体力学のすべての法則が適用される気体であ ることが判明した。こうして、何らかの仕方で周囲空間からエネルギーを汲み取って いるテスラ変圧器の動作をこの観点から考察する最初の可能性が現われた。行われた 予備実験は、それが原理的に可能であることを物語っている。ましてや、今日ではい わゆるヒートポンプ,つまり簡単に言えば,周囲空間からエネルギーを汲み取り,予 め部屋を暖めた後,そのエネルギーを周囲空間に戻す普通の冷蔵庫が存在するだけに, それはなおさらあり得ることである。冷蔵庫の COP [coefficient of performance] (成績係 数)は常に、かつ原理的に1よりも大きい。おそらく、テスラ変圧器は、それと同様 のヒートポンプ、ただし、そのエネルギーを、普通のヒートポンプがそうしているよ うに川の水から汲み取るのではなく、周囲のエーテルから汲み取るヒートポンプなの であろう。それゆえにこそ、テスラ変圧器全体の回路はかなり単純なものになってい るのである。しかし、そのすべての構成回路の稼働モードの選択が困難を引き起こし ている。その最適な選択を行えるようにするためには、理論が、そしてせめていくば くかの機器を備えた実験室が必要とされる。そして何より重要なのは、そのような研 究作業を行いたいという願望と、それをやり遂げる忍耐力を持った人々が必要とされ るということである。今のところ、そのような作業に対する見返りはない。しかし、 もし何か成果が得られ始めたとしたら、そのときには……。

2. ヒートポンプ

2.1. 「永久機関」 熱力学の原理と宇宙の熱的死

古典的な定義によれば、永久機関とは、いったん始動されると、外部からエネルギーを受け取ることなく、無限に有効仕事をし続けるような機械のことである。「外部からエネルギーを受け取ることなく」という言葉は、周囲媒体中に含まれるエネルギーは永久機関の機構の運動部のエネルギーを補充するために利用されないということを 意味している。

永久機関の創出の試みの例を図1に示す。これらの例では、何らかの重い物体が閉 じた経路を進み、その途上で有効仕事をしながら最初の位置に戻ることが想定されて いる。しかし、重い物体は機構中において有効仕事をするだけでなく、機構の摩擦に 打ち勝つためにエネルギーを消費する。それゆえ、最初の一突きのエネルギーを有効 仕事の遂行と熱損失のために消費し尽くした後は、物体系全体は不可避的に停止する。


図1. 永久機関の構造のバリエーション: (a)転がって移動する閉じた鎖を持つもの; (b) 転がって移動する球を持つもの

より複雑な構造においては、力学的エネルギーは別の種類のエネルギー――力学的 エネルギー、電気エネルギー、等々――に変換されるが、その本質は前の場合と同じ である。すなわち、有効仕事の遂行時に最初の一突きのエネルギーが利用され、その エネルギーが消費されるにつれて系は停止してゆく。いかなる変換も系内の総エネル ギー量を増加させることはできない。これは一般に認められていることであり、それ ゆえ、いかなる永久機関も存在することはできない。

永久機関の創出が不可能であることは,19世紀中頃に熱力学の第1法則と第2法 則の定式化によって裏づけられた[2]。

熱力学の第1法則は、系が熱力学的サイクルを進行する場合、すなわち初期状態に 戻る場合、そのサイクルの間に系に伝えられる総熱量は、系がする仕事と等しいと主 張する。

熱力学の第1法則は、その本質において、熱的過程が本質的役割を果たしている系の場合におけるエネルギー保存則の表現である。熱と仕事のエネルギーの等価性、すなわち、それらのエネルギー量を同じ単位で測定することが可能であり、したがってそれらを比較することが可能であることは、1842年にドイツの物理学者J.R.vonマイヤーによって、また特に1843年にイギリスの物理学者J.ジュールによって証明された。熱力学の第1法則はマイヤーによって最初に定式化されたが、それより後、1847年にドイツの物理学者H.ヘルムホルツによってそれより著しく明瞭な形で定式化された。上に挙げた第1法則の定式化は、第1種永久機関の創出は不可能であるという主張と同義である。なぜなら、エネルギーの一部は系によって不可避的に熱の形で失われるからである。

熱力学の第1法則は、第1種永久機関を禁止しているものの、それにもたらされる 事実上すべての熱を有効仕事に変換する能力を持つ、連続的に作用する機械、すなわ ちいわゆる第2種永久機関が創出される可能性を排除していない。

しかし,19世紀初頭に行われた熱機関の構築に関する実験全体は,COP,すなわち, 消費された熱に対する得られた仕事の比は常に1より小さいことを示した。なぜなら, 熱の一部は不可避的に周囲媒質中に拡散するからである。1824年,S.カルノーは,こ の事実は原理的な性格を持っていることを示した。なぜなら,任意の熱機関は,熱源

(加熱器)および熱力学的サイクルを行う作動媒体(例えば蒸気)の他に,加熱器の 温度より必ず低い温度を持っている冷却器を含んでいなければならないからである。 自然界において進行している任意の熱力学的過程に対するカルノーの結論の一般化 は、熱力学の第2法則によって与えられている。1850年、ドイツの物理学者 R.クラ ウジウスはこの原理に対し、熱はより低い温度を持つ系からより高い温度を持つ系へ 自発的に移動することができない、という定式化を与えた。W.トムソン(ケルヴィン 卵)はクラウジウスとは独立に、この原理を若干異なった形で表現した。すなわち、 その活動全体が、何か重い物を持ち上げること、すなわち力学的仕事およびそれに対 応する熱源の冷却をすることに帰着するような、周期的に作用する機械を構築するこ とはできない。

この主張は、定性的な性格を持った主張であるにもかかわらず、その限度を超えた 定量的帰結に導き、例えば、熱機関の最大限可能な COP を決定することを可能にする。 しかし、熱力学の第2法則から導き出されるとりわけ印象的な結論は、いわゆる宇宙 の熱的死[3]であった。

宇宙の熱的死という理解は、熱力学の第2法則から導き出される帰結を分析した R. クラウジウスによって 1865 年に定式化された。熱はより低温の物体からより高温の物体へ自発的に移動することはできず、あらゆるエネルギー変換は熱損失を伴うのだから、いつか宇宙内のすべての温度は等しくなり、したがってすべての過程は停止する。熱的死が訪れる。宇宙は永遠に存在しなければならないのだから、熱力学上のパラドックスが生じる。なぜなら、終末が訪れるのだとすれば、開始もあったことになる。では、宇宙は、ビッグバンあるいは神による創造の結果としてではないとすると、いったいいかにして出現したのか?

宇宙の熱的死は不可避であるというクラウジウスの報告は、物理学者たちだけでな く、一般の人々の間にも信じられないほどの大騒動を引き起こした。クラウジウスの 結論を覆そうとする多数の試みがなされた。例えば L.ボルツマンはゆらぎ仮説を提唱 した。それによれば、宇宙は常に何らかの熱力学的平衡の状態にあるが、偶然、連続 的にゆらいでおり,それゆえ,過程は常に連続して生じている。アインシュタインの 相対性理論の支持者たちは別のバージョンを提唱した。それによれば,未来の宇宙の 質量全体が集中していた特異点の「ビッグバン」の結果誕生した宇宙の膨張という事 実(?!)は, クラウジウスの結論と矛盾している。ビッグバン後, 宇宙の質量は超光速 度で四方八方へ飛散し始めた。それから数ミリ秒後には、宇宙は数光年(?!)の大きさ になったとされているのだから、これは、超光速度でのあらゆる運動を禁止している 相対性理論自体と完全に矛盾している。しかし今日では、宇宙の後退は、観測されて いる遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」によって裏づけられているとみなされてい る。宇宙は膨張しており、それゆえ、常に非定常状態にある。したがって、熱的死は 生じない。それ以外の仕方による「赤方偏移」の説明の可能性は,相対論者たちによ って検討されない。そして、「ビッグバン」の着想そのものが相対性理論自体の基礎と 矛盾しているということは、相対論者たちによって無視されている。

そのような「説明」を満足すべきものと認めるのは難しい。上に挙げた第1の場合 には、すべては、いかなる原因もない偶然によって支配されていると想定されている。 そのような「説明」からの帰結はきわめて不確定な性格を持っている。なぜなら、宇 宙を活動可能な状態に維持するために、それらの偶然的なゆらぎが宇宙においていか にして現実化しているかが不明であるからである。ボルツマンはこの点をまったく示 していない。

第2の場合には、パラドックスを「説明」していると称する相対性理論自体が疑念 を引き起こす。この「理論」自体のうちにはきわめて多数の公準と矛盾が存在してい るからである。このことを見ないでいられるのは、相対性理論を教えている教師たち だけである。実際には、「赤方偏移」は、宇宙の膨張とはいかなる関係もない何十もの 様々な説明を持っている。それは例えば、光子は広大な宇宙空間を旅している間にそ のエネルギーを失い、その結果、光子自体が膨張し、波長を増大させるという説明で ある。この予想は気体渦理論と完全に整合しており、このことから、光子自体がエー テル渦系としての構造を持っているという予想が生まれる。

それゆえ、「立派な科学者」たちは、今のところ、熱力学上のパラドックスの満足す べき解決方法を思いついていないと断言せざるを得ない。実際、彼らは、科学と宗教 を結合し、これまで説明することができなかったあらゆる効果を宗教の勘定科目に振 り替えて帳消しにする必要があるとますますしばしば語っており、教会との合同会議 さえ開催している(この方面では、例えばバウマン記念モスクワ国立工科大学の「立 派な科学者」たちが成果を挙げている)。

今日では,成績係数の本質に関する理解,したがってまた永久機関に関する理解は 修正を必要としていることが多くの人々に理解され始めている。

実は,任意の装置の成績係数とみなされなければならないのは,設定された目的の ために消費されたエネルギーの大きさに対する,その目的の観点から見て有効とされ る,得られたエネルギーの比なのである。そして,その COP の大きさは,設定された 目的だけでなく,その目的の達成方法にも依存することになる。

その目的が熱機関を用いて力学的仕事を得ることである場合には、熱力学によって 正しく決定されているように、COP は常に、かつ原理的に1よりも小さくなる。しか し、その目的が低温物体から高温物体への熱の強制的移動である場合には、COP は常 に、かつ原理的に1よりも大きくなる。すべての冷蔵庫は1より大きい COP を持って いる。なぜなら、冷蔵庫は、回路網からそれが取ったエネルギーを熱の形で放出して いるだけでなく、その熱に、冷蔵室から取った熱を付け加えているからである。とこ ろで、出口における熱エネルギーは入口におけるよりも大きいのだから、系を閉じた いという誘惑が生じてくる。実は、それをすることに成功した者はまだ誰もいない。 しかし、もしかしたら、それは、「今のところは」ということではないか?

この研究の課題は、永久機関、すなわち外部媒質に [供給源を――訳者補足] 求めるこ とによって有効エネルギーを生産する装置を創出することは原理的に不可能であると いう理解を変えることである。そのようなすべての装置は、いわゆるヒートポンプの 原理に従って働かなければならず、そのような装置は既に多数創出されている。しか し、多くの場合、それらの装置の考案者自身が、それらの装置はいかなるエネルギー 蓄積源からエネルギーを汲み取っているのかを理解していない。それゆえ、ここでは、 誕生しつつある新たな物理領域――大きな未来を持っているエーテル動力学――の観 点から、この事情を説明する試みが行われる。

一部の発明家がしているように、熱力学の諸原理の妥当性について議論する必要は

まったくない。なぜなら、それらの原理は正しいからである。正しくないのは、それ らの原理から一部の「立派な科学者」たちが下している結論なのである。なぜなら、 問題というものは、それぞれの場合ごとに、その表面にあるものだけでなく、その全 体を徹底的に検討する必要があるからである。そのとき、結論は異なったものになる 可能性がある。

しかし,あらゆる具体的過程には始まりがあり,また終わりがある。エンゲルスは これについて次のように書いている。

「こうして我々はついに,全自然は最小の粒子から最大の物体まで,砂粒から太陽 [複数]まで,原生生物から人間まで,永遠の生成と消滅,絶え間ない流れ,休みない 運動と変化の中にあるという,あのギリシア哲学の偉大な創始者たちの見方に再び立 ち戻ったわけである」。[F.エンゲルス『自然の弁証法』,序論]

しかし、このことは、それ自体としての運動は、生成すること、あるいは消滅する ことができるということをけっして意味しない。運動は永遠であり、変化することが できるのは、その形態のみである。そしてその形態は、実際には、それぞれの具体的 な場合ごとに、具体的な表現を、したがってまた具体的な始まりと具体的な終わりを 持っている。普通、このことは、内的形態から外的形態への運動形態の移行、例えば、 物体の分子の熱運動、すなわち無秩序運動(微視的レベル)から、その物体、また別 の物体の運動(巨視的レベル)への移行、あるいは逆に、物体の運動(巨視的レベル) から、熱的形態(微視的レベル)への移行と関係している。しかし、それ以外の場合 もあり得る。

2.2. 物理学革命. エーテルと自然界におけるその役割

現代科学には、物理学革命とは何かという問題に関して、いくつかの歪んだ理解が 存在している。物理学革命、あるいはそれに類する革命は、人間を取り巻く自然につ いての人類の理解を本質的に変化させた偉大な人々の名前と関係づけられている場合 が最も多い。

かつて、ポーランドの科学者ニコラウス・コペルニクスは地球中心系を太陽中心系 に替え、世界の仕組みに関する理解を変革し、これによって人々の頭脳の中で転回を 生じさせた。多くの人々の意見によれば、これは世界観における革命であるとされて いる。

ニコライ・イワノヴィッチ・ロバチェフスキーはいわゆる非ユークリッド幾何学を 創出し,幾何学において革命を起こした。それによれば,1本の直線が引かれている 1つの平面上にある1点を通って,その直線に対して平行な,互いに重なり合わない 2本以上の直線を引くことができる。

アルベルト・アインシュタインは自然界におけるエーテルの存在を否定する特殊相 対性理論と、それと同一の自然界におけるエーテルの存在を主張する一般相対性理論 を創出し、これによって人々の頭脳の中で革命を生じさせ、ビッグバンあるいは宇宙 の始まり、空間の曲がり、時間の遅れ等々、検証することが原理的に不可能なものに 関する理解を導入した。これはまさに自然科学における革命である。 正統派科学はこのように考えている。しかし、それはまったく違う。なぜなら、そ れらすべては主観的な性格を持っているからである。

実際には、物理学革命とは、自然科学における、物質*の組織化のますます深いレベルへの移行である。そのようなそれぞれの移行は、蓄積されている知識を整序するだけでなく、原理的に新たな研究方向を、そしてこれが最も重要な点であるが、新たな技術的可能性を切り開く。

これまで、そのような革命は全部で5回あった[10,11]。

第1次革命とみなすのが適切であるのは、自然全体という理解から実体 [substance] という理解への移行である。これは、紀元前4世紀にアリストテレスによって最も完 全に定式化された。実体という言葉で意味されているのは、「土」(固体)、「水」(液体)、

「空気」(気体)および「火」(エネルギー),すなわち,物質の集合状態である。この ことが自然をいくつかの過程に分解することを可能にし,新たな思考方法としての哲 学に基礎を与えた。

第2次革命とみなすべきは、物質が検討対象に導入されたことである。ここでとり わけ大きな功績を挙げたのは、生体内における不正常な物質組成が病気の原因である と考えたドイツ人医師、パラケルスス(フィリップス・フォン・ホーエンハイム)で あった。彼は事実上、薬学を生み出した。このことが、すべてではないにしても、数 多くの病気を治すことを可能にした。これは16世紀のことであった。

第3次革命は微粒子(ロモノーソフによる),あるいは元素(ラボアジェによる)への移行であった。それらの最小部分は後に分子(小塊)と名付けられた。これはほぼ 18世紀に生じたことであり,化学と化学技術に対して強力な推進力を与えた。

第4次革命は原子への移行(ドルトン,1824年)であり,このことが電気学を発展 させた。ここでは当然,デービー,ボルタ,ファラデー,その他多数の電気学と化学 の功労者たちの名を挙げるべきであろう。電気学はまさに化学から生まれ出たのであ る。

第5次革命は物質「素粒子」への移行であり、それは既に20世紀に入ってからの ことであった。この移行は、ラザフォードの原子模型(1911年)、陽子、電子および 中性子の発見、人工放射能(キュリー、1934年)、それより後には素粒子の大量発見 という形を取った。素粒子の数は、新たなシンクロファゾトロンの導入とともに雪崩 的に増大した。ただし、これは原子力技術をもたらした。

このようなそれぞれの移行は、事実上、新たな、より深いレベルの構築材料が検討 対象に導入されるということであった。物質*の組織化の先行するレベルは、その構築 材料の組み合わせ、すなわち、物質は分子の組み合わせ、分子は原子の組み合わせ、 原子は素粒子の組み合わせにすぎないことが判明した。このことが、蓄積されていた パラドックスや矛盾を解決し、蓄積データを整序し、新たな研究方向を発見すること を可能にした。これこそが自然科学における真の物理学革命に他ならない。

言うまでもなく、地球中心的理解がコペルニクスによって生み出された太陽中心的 理解に取って代わられたことも、革命とみなすことができる。しかし、この革命は、 それでもやはり個別的な性格を持っている。それは天文学に関するものであり、社会 的生産にとって必要とされる自然科学の全体的な並進的発展とはあまり関係を持って いない。一方,ロバチェフスキーが幾何学において,そしてアインシュタインが自然 科学において起こした革命は,そもそも革命ではなく,反革命である。それらは我々 を真の現実に近づけるのではなく,それから遠ざけているからである。

物質*の組織化の新たな、より深いレベルへの移行こそが、自然科学の発展を促す真 の革命である。その革命は新たな技術をもたらし、社会的生産全体に対して影響を及 ぼす。

今日,我々は第5次自然科学革命の成果を既に利用し尽くした時代に生きている。 過去数十年間,新たな発見の数は減少し,理論物理学は事実上数理物理学になり,新 たな着想はほとんど存在しない。出現した新たな着想は「立派な科学者」たちの理解 を得ることはない。彼らはますます,単なる数学的な組み合わせにもとづいて,「十分 に確立された法則」から何か新たなものを得ようとしている。

事実,現在,典型的な状況が生じている。素粒子はまったく「素」ではなくなった。 何を数えるかによって異なるが,素粒子の数は 200 種類ないし 2000 種類に達してい る。それらはすべて互いに変換し合う能力を持ち,物理的真空(空虚でない空虚)で さえ,場からそのような粒子を生み出す能力を持っている。ところで,このことは, それらすべての粒子は,世界空間全体の中に含まれている構築材料,すなわち現代「科 学」が既に 20 世紀初頭に否定したエーテルからなっていることを意味している。

現在では、エーテルは、普通の実在気体、すなわち粘性と圧縮性を持つ気体のすべての性質を持った希薄気体であることが確定している。地球近傍空間中におけるエーテルの密度は8.85・10⁻¹² kg/m³である。これほどまでに小さい密度にもかかわらず、地球近傍空間中におけるエーテルの圧力は10³⁷ Paであり、エネルギー含量は10³⁷ J/m³である。それゆえ、ここには未来のエネルギーにとって大きな有望性がある。

すべての需要分野――産業,輸送,公共サービス,研究,軍事,等々――における 人類によるエネルギー消費量は,様々な推定によれば,年間10²⁰ Jないし10²² Jである。 それゆえ,もしエーテルのエネルギーを利用することができるようになれば,わずか 1 m³のエーテルのエネルギーだけで人類の需要を何十億年間もまかなうのに十分と いうことになる。しかし,このエネルギーの開発には,ほとんど誰も取り組んでいな い。この研究方向は,現代の「科学者」たちによって非科学的とみなされているから である。

2.3. 「ヒートポンプ」とは何か?

既に19世紀初頭にイギリスのJ.レスリー [John Leslie] によって発明され、その後フ ランスのF.カレ[Ferdinand Philippe Carré]とドイツのF.ヴィントハウゼン[Franz Windhausen] によって改良された冷却機、あるいは単なる冷蔵庫は熱力学の諸原理の普遍的妥当性 に対して影を投げかけた。それは、それらの原理には妥当性がないという意味におい てではなく、永久機関の創出は原理的に不可能であるという、それらから導き出され る主張には妥当性がないという意味においてである。

周知のように、それぞれの冷蔵庫には冷蔵室あるいは冷凍室さえあり、熱はそこか ら強制的に奪われ、より温度の高い周囲媒質中に渡される。熱は、より低温の物体か ら奪われ,高温の物体へ渡されることになる。それは,低温の物体との間を循環する 冷媒――蒸気に転化し,それによって熱を奪い,次の別の場所で再び液体に戻り,そ れによって熱を与える能力を持っている液体――によって行われる。実は,その液体 は,特殊な循環ポンプを用いて強制的に送る必要がある。それゆえ,第2法則の定式 化に存在する「自発的に」という言葉は,ここでは何の関係もない。いずれにせよ, それは自発的にではなく,強制的に状態を変化させるのである。

冷蔵庫の構成図を図2に示す[12]。



図2. 冷蔵庫の構成図: 1-冷凍室; 2-熱エネルギーを周囲媒質中に放出する熱交換器; 3-冷凍室と熱交換器の間を循環する冷媒; 4-冷媒を循環させるポンプ

既に示したように、物質*の運動は、いかなる方法によっても創出することも消滅させることもできない。ここに引用した例においては、冷蔵庫は、冷媒を圧送するポンプを駆動させ、そのエネルギー、プラス冷蔵室とその中にある食品から強制的に奪うエネルギーを熱交換器において放出するのに必要とされる量のエネルギーを、回路網から取って消費する。全体的なエネルギー収支は守られているが、しかし、ここでのCOPは、熱放出の観点から見ると、常に1よりも大きい。目的が、冷蔵庫を用いて部屋を暖めることではなく、庫内に保存されている食品の温度を低下させることである場合には、冷凍室内の温度が低下し、熱が奪われているのだから、COPは負になる。このことは、COP (設定された目的にとって)有効な作用の係数^[駅注] — の概念自体の精緻化の必要性を再度示している。

このように、冷却機の出口である熱交換器においては、冷媒を循環させるために消 費されたエネルギーよりも大きなエネルギーが放出される。そしてこのことは、任意 の冷蔵庫の COP は1よりも大きいということを意味している。ある場合には、それは 3~4、さらには5にもなる。これはきわめて有益なことである。なぜなら、冷凍室を 川、湖あるいは海の水中に入れ、熱交換器を家の中に配置すれば、普通のストーブで 直接部屋を暖める場合と比べ、その3~4倍大きなエネルギーを水から取ることができ るからである。これは、だいぶ前から既に世界中で応用されており、「ヒートポンプ」 という名称を与えられ、それに関する理論も開発されている。ヒートポンプは熱力学 の原理にいささかも反することなく、その理論に従って動いている。

しかしここで,冷却機の系を閉じ,冷却機にエネルギーを人為的に供給することな く,それを永久に働かせたいという誘惑が生じる。

^[訳注] ロシア語では, COP は「有効作用係数」(英訳すると coefficient of effective action)と言う。



図3. 冷蔵庫を永久機関に変える, 閉鎖系を持つ冷蔵庫の近代化版スキーム: 1-冷凍室; 2-熱エネルギーを周囲媒質中に放出する熱交換器; 3-冷凍室と熱交換器の間 を循環する冷媒; 4-冷媒を循環させるポンプ; 5-熱変換器のエネルギーを冷媒ポンプ のためのエネルギーに転換するフィードバック装置

そうしてはならない理由などあろうか? 何しろ,冷凍室より高い温度を持っている熱交換器において放出されるエネルギーの余剰分を,ポンプを始動させるために利用することが可能なのだから(図3)。

その場合,最初の一突きが加えられた後は,系全体が運動状態に入り,冷媒を管に 沿って送り始めるだけでなく,フリーエネルギーを暖房のために供給し始めるのだ! なんと素晴らしいことだ! しかしそのためには,エネルギーの余剰分が大きく,その 余剰分にポンプの COP を掛けた積が1より大きくなければならない。手短に言えば, ポンプが消費するエネルギーより大きなエネルギーが放出される必要があるのである。 ところがそれは,今のところ実現されていない。

それゆえ、世界中できわめて多様な構造を持った多数のヒートポンプが考案されて おり、そのこと自体はエネルギー産業関係者にとってきわめて有益なことではあるが、 永久に働くように系を閉じることは、今のところ誰も成功していない。

ただし,熱をより低温の川からより高温の部屋へ移送するという課題を実現する目 的で冷却系を閉鎖し,言うなれば,それを自給方式に転換することが原理的に不可能 であることを証明した理論は,現在にいたるまでまだ発見されていない。それゆえ, そのような閉鎖系を創出する試みは続けられており,もしかしたら,それは成功を収 めるかもしれない。それは十分に期待できる。なぜなら,成功を勝ち得るのは,それ ができないことを知っている者ではなく,それを知らず,それゆえ,それをやってみ る者であるからである。発明の歴史はこのことを何度も裏づけている。

ここでは、原理に関わるある一つの事情に注意を払う必要がある。

現在では、その COP、すなわち消費エネルギーに対する放出エネルギーの比が1を 超える装置が多数発明されている。それらの多くは特許化され、多数の装置が実働試 作品の形で実現されている。しかし、それらの装置の事実上すべての発明者は、その 装置がどこから追加的エネルギーを取っているのかを説明することができない。彼ら は、自分が利用している過程の物理的本質を理解していないので、既存の物理法則、 例の熱力学の原理に疑いをかけようと試みている。これは誤っている。そのような道 は袋小路である。なぜなら、第1に、それらの法則は正しいからであり、第2に、彼 らは、自分が利用している過程を究明しなかったことにより、自分の装置に改良を加 える可能性を自分から奪っているからである。 実際,彼らは,自分が得た効果を説明しようとするとき,あらゆる事情を考慮に入れていない。最も多くの場合,彼らは,彼らの装置を取り囲んでいるエーテルの存在を考慮していない。それらの装置は,エーテルから追加的エネルギーを汲み取っているのである。装置の周囲空間中におけるエーテル渦の形成,そして次にそれらのエーテル渦の吸収こそが,それらの装置が入口において得たエネルギーと比べ,それらの出口におけるエネルギーの方が大きくなることに関係している,すべての効果を説明することを可能にする。

3. 渦のエネルギー論

3.1. 曲線運動に関する若干のデータ

ある形態から別の形態へのエネルギーの変換方法は多数存在する。それは、熱エネ ルギー装置、例えば蒸気機関車や汽船における熱エネルギーの力学的運動への変換で あり、水力タービンや風力発電機における水流や気流の電気エネルギーへの変換であ り、太陽電池における太陽エネルギーの電気エネルギーへの変換、等々である。しか し、物体の並進運動エネルギーの、その同じ物体の回転運動への純粋に力学的な変換 という、もう一つの方法が存在する。この方法は、ある面から見ると、誰もが知って いる方法であるが、別の面から見ると、これまで、しかるべき注意が払われたことの ない方法である。この方法が特別の注意に値する理由を理解するためには、力学には 3つの運動保存則が存在することを思い出さなければならない。

第1の保存則は運動量保存則である。その公式は

$$K = mv = \text{const} \tag{1}$$

(ここで, *m*は物体の質量; *v*は物体の運動速度)である。

以前,この法則は活力 [vis viva, living force] 保存則と呼ばれていた。しかし後に,物理 学者たちはこれを力積保存則と改称した ^[訳注]。なぜなら,次の関係が存在するからで ある。

$$K = mv = FT = P \ (\) \ (2)$$

ここで、Fは質量に作用する力、または質量が他の物体に作用する力; Tは作用する 時間である。ここでは、このように改称したことの妥当性には疑問がある。なぜなら、 飛行している物体には、質量と速度は存在するが、力も、質量が他の物体と相互作用 する時間も存在しておらず、それらがいつ発現するかは、誰にも知られていないから である。それゆえ、「力積」という表現は、空間中を飛行しているその質量が存在する

^[訳注] 物理学用語としての「運動量」(英語:momentum)に相当する用語は、ロシア語では(1)impulse (力積)に相当する用語と(2) quantity of motionに相当する用語の2つが使われており、むしろ(1)の方 がより一般的に使われている(例えば、ロシア語版 Wikipediaの「運動量保存則」の記事では、(1)が記 事名として使われており、(2)は本文の冒頭でその同義語として挙げられているにすぎない)。「運動量」 は、ドイツ語では(1)に相当する Impuls、フランス語では(2)に相当する quantité de mouvement であるか ら、「物理学者たちはこれを力積保存則と改称した」というこの一節は、ドイツ語圏とロシア語圏の物理 学者にのみ当てはまるのかもしれない(他の言語については未確認)。

という事実自体は、その質量が何かと相互作用することが可能である限りにおいての み生じることができる、という理解に対応している。ところが、観測可能なそのよう な相互作用が存在しない場合には、質量が現実に存在するのか、それとも存在しない かは重要ではなくなる。なぜなら、その質量を観測することができないからである。 そしてこのことは、とてつもなく大きな哲学上の帰結をもたらす。

しかし,運動量保存則は,実際,たしかに物体が相互作用するときに発現するが, ただしそれは,それらが弾性衝突する場合に限られる。それらの物体は運動量,つま り力積を交換して互いに飛び去るが,そのとき,それぞれの物体は自分の運動量の持 ち分を持ち去る。その際,運動量の和は,衝突の前後において変化しない。運動量保 存則の本質はまさにここにある。力積保存則とはこれなのである。

第2の保存則はエネルギー保存則である。その公式は

$$W = \frac{mv^2}{2} = \text{const}$$
(3)

である。エネルギー保存則は、運動量保存則とは、主に、物体の運動量が2乗されて いる点が異なっている。この法則は、弾性相互作用と非弾性相互作用の両方の、すべ ての種類の相互作用において守られる。

19世紀中頃,運動は、いかなるタイプの「活力」によって測定しなければならない か――質量に速度を掛けた積によって測定するのか、それとも、多種多様な場合があ るのだから、エネルギー、すなわち質量の2分の1に速度の2乗を掛けた積によって 測定するのか――に関する長年にわたる激しい論争が自然科学者たちの間で行われた。 相異なる科学者は、「活力」という同じ言葉で、相異なる運動の尺度を理解していた。 当時、物理学者たちはこの論争を解決することができなかった。そこで、哲学者フリ ードリヒ・エンゲルスがこの件について仲裁に入った。彼はその有名な著書『自然の 弁証法』の「運動の尺度.――仕事」の章において、2 つの尺度は両方とも正しいこ と、ただし、そのうちの一方――運動量――は消滅させ得ない運動の場合に対して妥 当するのに対し、他方――エネルギー――は消滅させ得る運動、すなわち熱に移行す る運動の場合に対して妥当することを示した[13]。

エンゲルスはこう書いている。「要約すれば, mvとは, 力学的運動を尺度として測 定される力学的運動であり, mv²/2とは, それと同じ力学的運動ではあるが, ただし, それが持つ, ある特定の量の別の形態の運動に転化する能力を尺度として測定される 力学的運動なのである。こうして我々は, それにもかかわらず, これら 2 つの尺度は, それらは相異なる性格を持ったものであるがゆえに, 互いに矛盾しないということを 理解した」[13]。

それ以来,これら2つの尺度が利用されているが,実は,その際には,エネルギー とは,熱に転化する能力を持っている運動の余裕量の尺度であることがしばしば忘れ られている。

エンゲルスはこう書いている。「(略) mvという尺度で測定されるのは、"力学的装置によって伝達され、変容される運動"である。このように、この尺度は、てこおよびてこから派生するあらゆる形態の装置、車輪、ねじ、等々、要するに運動を伝達す

るすべての力学的装置に対して適用することができる。ところが、ここでは、mvが有 効であるならば、それと同じ程度において mv^2 もまた有効であることを、ある単純な、 まったく目新しくもない考察が示してくれる。ある力学的装置を取り、その装置にお いては両側の腕の長さが4:1の関係にあり、したがってその装置においては 1kg の錘 が 4kg の錘と釣り合っているものとしよう。ごくわずかな追加的な力を一方の腕に加 えれば、我々は 1kg を 20 m だけ持ち上げることができる。次に、他方の腕に加えら れたそれと同じ大きさの追加的な力は 4kg を 5 m だけ持ち上げ、そのとき、超過重量 ^[訳注]を受け取った側の錘は、他方の錘が上昇するのに要する時間と同じ時間で下降す る。ここでは、質量と速度とは反比例している。すなわち、mv,1×20 = m'v',4×5で ある。ところが、それぞれの錘を持ち上げてから、その錘を最初の高さまで自由落下 させた場合には、1kg の錘は、20 m の距離を進んだとき、20 m/s の速度を得る(こ こでは、重力の加速度を9.81 m/s²ではなく、丸めた数字で10 m/s²とする)。また、他 方の 4 kg の錘は、5 m の距離を進んだとき、10 m/s の速度を得ることになる。

 $mv^2 = 1 \times 20 \times 20 = 400 = m'v'^2 = 4 \times 10 \times 10 = 400$

それとは逆に、ここでの落下時間は相異なっている。すなわち、4kg はその5mを 1秒間で進み、1kg はその20mを2秒間で進む。ここではもちろん、摩擦や空気抵 抗の影響は無視している。

しかし, 2 つの物体のそれぞれがその高さから落下した後においては, その運動は 停止する。したがって, ここには, *mv*は, ただ単に伝達された力学的運動, すなわち 持続する力学的運動を測定する尺度であり, *mv*²は, 消滅した力学的運動を測定する 尺度であることが示されている」[前掲書]。

しかし、第3の保存則も存在する。それは角運動量保存則であり、

$$L = mvR = \text{const} \tag{4}$$

と表される。この法則は、質量が可変半径 Rを持つ軌道に沿って運動する場合に対して妥当する。

しかし、そこでは若干の困難が生じる。物体が、半径が変化している曲線に沿って 運動しているところ、例えば、曲率が変化している樋に沿って運動している球を思い 浮かべてみよう(図 4)。



図4. 曲率が変化している曲線状の樋に沿った球の運動

^[訳注] 誤読でなければ、「超過重量」は「ごくわずかな追加的な力」を意味しているものと思われる。つまり、その追加的な力 α によって、1 kg の錘が(1+ α) kg の「重量」の錘になるということであろう。

軌道半径が減少する場合には,角運動量保存則によれば,運動速度は半径に反比例 して増大しなければならない。すなわち,

$$v_2 = v_1 \frac{R_1}{R_2}$$
(5)

しかし、そのとき、運動量保存則とエネルギー保存則が破られる。なぜなら、運動 物体にエネルギーが投入されるところなど、見ることができないからである。運動速 度が一定のまま維持されるとすると、それら2つの保存則は守られるが、今度は角運 動量保存則が破られる。

しかし、曲線軌道に沿った運動は 2 つの仕方によって行われ得ることが判明した。 それは、エネルギーの投入を伴って行なわれる運動と、エネルギーの投入なしに行われる運動であり、それらはまったく相異なるケースなのである(図 5)。



図 5. 曲線軌道に沿った物体の運動: (a)円筒の周りの運動; (b)静止中心の周りの運動; (c)竜巻下部の断面 [図中のP_iはP_{int}(内部圧力), P_BはP_{ext}(外部圧力)]

物体が一定の回転中心の周りを運動する場合には,運動は,一定の半径を持った曲線に沿って生じることになる。この場合,物体の運動軌道は円である。なぜなら,一定の半径を持った曲線は円のみであり,それ以外のものは存在しないからである。このとき,物体の軌道と糸の間の角度は 90°であるから,糸を引き留めている力は,軌道に対していかなる射影も与えない。そしてこのとき,いかなるエネルギー損失も存在せず,物体が既に運動している場合には,物体は中心の周りをいくらでも長い間回転することができ,そのときの物体の速度は一定不変となる(図 5(b))。

さて、質量が静止中心の周りを運動しているとき、その糸を引き寄せ始めると、半 径は減少し始め、軌道と糸の間の角度は 90°ではなく、それより小さくなる。すると、 糸を引き寄せる力が軌道に対して射影を与え、質量は加速し始める。こうして、糸を 引き寄せるものが質量の中心への移動に投入するエネルギーにより、質量の加速度が 生じる。両腕を両側に投げ出して氷上を回転していたスケーターが、次に両腕を自分 の方へ引き寄せる運動が、その「糸を引き寄せるもの」の例となっている。 半径の減少がこのような方法によって行われる場合には,角運動保存則だけでなく, 運動量保存則とエネルギー保存則も正確に守られることを計算は示している。なぜな ら,糸を引き寄せる外部エネルギー源により,エネルギーが付け加えられるからであ る。

このように、糸の張力のエネルギーを物体の回転エネルギーに変換することが可能 であることが判明した。今日では、まさにこのようなメカニズムが気体渦のエネルギ 一論の基礎に横たわっていることが解明されている(図 5(c))。ここには、エネルギー 論にとって大きな展望がある^[訳注]。

3.2. ウッドの箱. 竜巻とサイクロンはどこからエネルギーを得るのか?

気体渦の圧縮性という事実を検証するため、いわゆるウッドの箱 [Wood's box]を製作した。

ウッドの箱とは、小包を梱包するのに使われるようなタイプの普通の箱であるが、 蓋の代わりに弾性膜が取り付けられており、箱の底には直径 5~6 cm の穴が開けられ ている。箱の内部には「発煙弾」、つまり、煙を発生させることのできる何か、例えば 燃えている櫛が入れられている(図 6)。

膜に鋭い衝撃を加えると、穴から煙の環状渦が噴出する。渦形成の特性をはっきり 捉えるためには、縞模様が描かれている壁に沿って渦を放出するとよい。渦が壁に沿 って進んでゆくと、その運動が3つの段階からなっていることがそこから見て取れる。



図 6. ウッドの箱を用いた気体トロイダル渦の形成: 1:トロイドの圧縮段階; 2:トロ イドの膨張段階(拡散); 3:トロイドの崩壊段階

第1段階: 穴から飛び出た後,トロイダル渦はその大きさを減少させる。この過程 は基礎的な過程である。渦の収縮過程において,そのエネルギーは上昇する。

第2段階: 渦はその大きさを増大させ,速度を減少させる。ここでは、トロイダル 渦によって蓄積されたエネルギーが消費される。

第3段階: 渦は停止し,崩壊(拡散)する。ここでは,弱化した境界層はもはや遠 心力に逆らえる状態にはなく,渦の拡散が生じる。

このように、どんな学校生徒にも行うことのできるこの実験は、渦は最初の段階に おいて周囲大気によって圧縮され、したがってエネルギーを蓄積することを裏づけて いる。すなわち、大気圧が渦の運動エネルギーに変換されるのである。予想が裏づけ

^[訳注]気体渦のエネルギー論の詳細については、本シリーズ第2巻第1部第4.3節を参照されたい。

られた。

周知のように、地球上においては時折、空気の渦である竜巻や台風が起こっている。 竜巻はその進路上にあるすべてのもの――森林、町や村――を破壊し、湖沼の水を吸 い上げ、牛やカエルを空に巻き上げる。やはり空気の渦であるサイクロン――低気圧 領域――もしばしば発生している。サイクロンは暴風、雨、吹雪を伴いながら地球の 表面に沿って移動する。注意を引くのは、サイクロン、特に竜巻と台風は大きな力を 持っており、したがってその内部に大量のエネルギーを蓄えているという事実である。 それらはそのエネルギーをどこから取るのか、という疑問が生じてくる。

自然の空気渦に関係したいくつかの事情が確認されている。それらはみな、高密度 化した渦壁と中心部における低下した気圧(サイクロンの場合、周囲より 10~20%低 い気圧)を持っている。渦中における空気塊の移動速度の音速に対する比率は著しく 大きく、音速の半分、すなわち、およそ 150 m/s、さらには 200 m/s に達する。実は、 それは竜巻や台風においてのみであるが、サイクロンにおいても風速は 20~30 m/s に なることがある。これは既に暴風である。サイクロン自体は地球表面を 50~60 km/h、 ときには 100 km/h の速度で移動する。これは、サイクロン自体の移動速度はサイク ロンの内部における空気の運動速度に匹敵していることを意味している。そして、そ れらすべての形成物——竜巻、台風、サイクロン—の内部における気流はらせん軌 道に沿って運動している。

空気渦の研究が示すところによれば、それらすべての渦は管状構造を持ち、その渦 壁は高密度、中心部は希薄になっており、大速度で回転している渦壁は境界層によっ て周囲媒質から仕切られている(図7)。

境界層中においては、渦の周囲空間中における相対的に小さい空気密度から、渦中 におけるそれより著しく大きい空気密度への移行が生じている。境界層中においては、 周囲媒質中における相対的に高い温度から、渦中におけるそれより低い温度への移行 も生じている。

気体力学によれば,気体流の速度勾配,すなわち気体流同士の間の距離に対するそれらの速度差の比は,境界層内部における気体の圧力の再分配をももたらす。



図7. 円筒形気体渦: (a)渦の横断面; (b)気体の密度分布; (c)接線速度の正射投影図; (d) 渦中における回転角速度の半径に対する気体の依存性 [図中のv_kはv_c; ω_kはω_c]

中心部の気流が旋回するにつれて、遠心力が空気分子を中心部から周縁部に追いや り始め、渦の中心部の圧力は低下し始める。圧力が低下するにつれて、外部圧力が渦 を圧迫し始め、その直径は減少し始める。そのとき、角運動量保存則に従って回転速 度が増加し始め、中心部の圧力はさらに大きく低下することになる。渦の直径の雪崩 的な減少が生じ、それに対応して、渦の周縁部に沿った空気塊の移動の周速度の増大 が生じる。その増大は、過程の初期と終期におけるそれぞれの渦径の比に反比例して いる。それゆえ、最初の渦径が1kmであったとすると、過程の終期にはわずか10m となる。すなわち、直径は100分の1に減少し、気体流の速度は100倍に増大し、エ ネルギーは1万倍となる。横方向からの風の初期速度がわずか1m/sであった場合に も、過程の終期における渦壁の運動速度は100m/sとなる。これは既に暴風の速度で ある。

地球大気の渦の形成は自発的に生じ、そのとき、気圧のポテンシャルエネルギーは 渦の回転の運動エネルギーに変換されるという結果が得られる。自然界に疑いもなく 存在するこの過程は、それを局所的な領域内で検討した場合には、熱力学の原理によ る理解と完全に矛盾している。

しかし、これで終わりではない。

高密度化した気体を局所空間中に保持することが可能なのは,気体の温度が低下した場合に限られる。空気渦中において,また一般的に空気の勾配流中において温度が

低下する事実は、幅広い種類の事象によって裏づけられている。それは、飛行中の飛 行機の機体やジェット機の吸気口への着氷が生じたり、竜巻中で雹が形成され、雹が 水平方向に幅広い範囲へ扇形に撒き散らされるといった事象である。しかしそうだと すると、竜巻を形成する気体の熱運動エネルギーはどこへ消えてしまうのか、という 疑問が生じてくる。答えはこうである。そのエネルギーは、熱エネルギーから、竜巻 の渦壁の気体流の並進運動エネルギーに変換されるのである。各気体分子の速度は、 その大きさを保存するが、しかし方向別に再配分される。すなわち、その速度は、渦 壁中における気体の運動方向(接線方向)においては増大し、それに対応して、横方 向成分(法線方向)においては減少するのである。それゆえ、渦壁の運動速度は、半 径比から導き出される増分よりも大きく増大することになる。上に挙げた例の場合、 速度はもはや100 m/s ではなく、150 m/s、あるいは 200 m/s となる。

このように、あらゆる気体渦と同様、空気渦は、全体として見ると、空気渦の外部 の空気の圧力——その圧力は空気分子の熱運動に起因する——のポテンシャルエネル ギーを渦の回転運動エネルギーに変換する、天然の機械なのである。それゆえ、圧力 勾配が存在しないため、ポテンシャルエネルギーを利用することが事実上不可能であ る場合、あるいは少なくともきわめて困難な場合には、例えば渦の中にタービンを設 置することによって運動エネルギーを利用することが可能である。実は、その際には、 渦の安定性という問題が生じるのではあるが。

上に述べたことからは、気体渦は、渦自体の分子および渦の周囲の気体分子の無秩 序運動として理解される熱エネルギーを秩序運動に変換する能力を持っているという 結論が導き出される。これは熱力学の既知のすべての基本命題と矛盾している。しか し、完全に矛盾しているわけではない。なぜなら、渦の内部ではなく、そこでは気体 の運動が完全に穏やかに進行している他の領域も含めた周囲空間全体中に存在する、 この過程のあらゆる構成要素を検討すると、平均的には、熱力学のいかなる法則も乱 されていないことが判明するからである。渦は無限ではないから、渦の他の部分にお ける気体流は収縮せず、逆に膨張している。そこでは、過程は逆方向に進んでいる。 それに加えて、この過程を経時的に平均して検討すると、熱力学の法則に対するいか なる背反も存在しないことがますます明らかになる。なぜなら、エネルギーは創出す ることも消滅させることもできないからである。運動は永遠である。しかし、純粋に 力学的であるような変換の後においては、熱エネルギーを渦壁の並進運動エネルギー に変換することにより、熱エネルギーを利用する可能性が見えてくる。

3.3. 遠心ポンプ. 水渦はどこからエネルギーを得るのか?

水渦によるエネルギー蓄積は、気体渦によるエネルギー蓄積とは異なるメカニズム を持っている。気体渦は、その周囲の気体の圧力によるその渦体の圧縮によってエネ ルギーを得る。液体は事実上圧縮性を持たないが、実験が示すところによれば、気体 渦より小さいエネルギーではあるが、やはりエネルギーを蓄積することができる。液 体渦によるエネルギー蓄積は、熱の蓄積――液体の温度上昇――という形で現れる。 それは、何によって生じることができるのであろうか? エーテル動力学の観点から見ると、水はエーテルを蓄積する能力を持っている。これは、その高い誘電率という形で現れている。すなわち、水の相対誘電率は*ε* = 81である。水中においてそれがどのように生じるかは、それとは別の問題である。水によって蓄積されたエーテルは水分子と相対的に弱く結合しており、水が回転すると、そこから放出される。

水渦の内部におけるエーテルの圧力の低下は、渦軸に沿ったエーテルの吸込みをもたらす。こうして、エーテルのダブレット――渦の周縁部に沿ったエーテルの放出と 渦軸に沿ったエーテルの吸込み――が形成され、このことがエーテル流の閉鎖をもたらす。すなわち、水渦の周りに2つのトロイダル渦が形成される。

エーテル細流が閉じるやいなや,エーテルの外部圧力が,形成されたエーテル渦を 圧縮し,それらのエーテル渦を水中に追い戻し,水に自分のエネルギーを渡す。これ こそが,水の温度がそれよって上昇する,あの追加的エネルギーなのである。おそら く,このような過程は周期的に繰り返されているものと思われる。このことは,原理 的には,フレーム,すなわち,レーザービームの通常の位置からの偏光効果にもとづ いた特殊な測定装置を用いて検出し,光電式検知器によって記録することができる。

Yu.S. ポタポフ [Yury Semyonovich Potapov, Yuriy Semenovich Potapov] による熱発生器 [heatgenerator]の創出の歴史は、彼以外のすべての人々はそれをすることはできないこ とを知っていたが、彼は知らず、それゆえにこそ彼はその熱発生器を創出したという 点で、典型的なものであった。

1931年、フランスの科学者ジョルジュ・ジョゼフ・ランク [Georges Joseph Ranque] に よって渦による気体のエネルギー分離効果が発見された。これは後にランク効果と名 付けられた。フランス物理学会においてこの効果に関するランクの報告が行われた後, この効果は忘れられてしまった。渦効果が各国の科学者たちの研究対象となったのは, ようやく 1946年になってからであった。ソ連その他の世界各国で行われた多数の実 験的研究の結果, 渦効果の基本特性を解明し, その理論的根拠づけに取り掛かること が可能となった [14]。

外見的には単純な渦効果は、実際には、粘性圧縮性気体の空間的な乱流中において 進行する複雑な気体力学的過程をその内に含んでいる。課題の解析的解を見出そうと する多数の試みが失敗に終わった理由は、おそらく、その複雑性によって説明される。 しかし、行なわれた研究にもとづき、渦効果自体、またいくつかの種類の渦式装置に 関する半実験的な計算方法が考案された。これを基礎として、渦式装置の開発と生産 への導入の時代が始まった。それは主として、渦式冷却加熱装置、渦式冷却室、渦式 サーモスタット、渦式真空ポンプの開発に用いられている。

渦効果,あるいはランク効果は粘性圧縮性気体の旋回流中において発現し,渦チュ ーブと呼ばれるきわめて単純な装置内で実現される。その概略構造を図8に示す。

渦チューブは,接線方向ノズル2,渦室3,軸穴付きダイアフラム4および絞り弁5 が取り付けられた,滑らかな円筒形チューブ1である。

ガスがノズルを通って流入すると、強い環状流が形成され、その軸近傍の層は冷却 され、ダイアフラムの穴を通って低温流として流出し、周縁層は加熱され、絞り弁を 通って高温流として流出する。絞り弁を絞るにつれて、渦チューブ内の全体的な圧力



図 8. ランクの渦チューブの概略図

レベルが上昇し、ダイアフラムの穴を通る低温流の流量は増大し、その分だけ高温流 の流量が減少する。そのとき、低温流と高温流の温度も変化する。チューブの様々な 設計においては、チューブの特性を具体的な目的に合わせて向上させることを可能と する改良が加えられている。

ランクの渦チューブ内の全体的なエネルギー収支は維持されている点に,特に注意 を払うべきである。

ポタポフはランクの渦チューブにおいて空気の代わりに水,すなわち非圧縮性流体 を利用しようと試み,予想外の効果を得た。軸線に沿って流出したのは冷水ではなく て温水,そして周縁に沿って流出したのは熱水であったのである。熱量測定を行った ところ,熱エネルギーの流出量は,流入量のおよそ 1.3~1.5 倍であることが判明した。

エネルギーの創出も消滅も原理的にあり得ず,あり得るのは,ある場所から別の場 所へのエネルギーの移動のみであることは誰にとっても明らかなことであるから,検 出された追加的エネルギーの隠れた源がどこかに存在しなければならない。その説明 として,一部の科学者は,若干変更を加えられた相対性理論に従い,ポタポフの熱発 生器内では質量のエネルギーへの変換が生じているという推測,また,そこでは常温 核融合が行われているという推測を述べた。しかし,そのような推測はまったく不自 然なものに思われる。

ランクの渦チューブの渦室内における水温上昇をもたらしているメカニズムは、既 に述べたとおりである。それは周期的に生じている可能性がある。しかし、外部に出 たエーテルが、次にチューブの両端部から吸い込まれるという、別のバリエーション もあり得る。その場合、この過程は連続的に進行する。いずれの場合においても、形 成されたエーテル渦のエーテルの外部圧力による追加的な圧縮が生じ、それによって 追加的エネルギーの流入が生じ、そのエネルギーが水に渡される。熱発生率を上昇さ せるためには、水の電気伝導率を改善するか、あるいは水に何らかの懸濁液を加えれ ばよい。エーテルの渦形成を容易にするためには、渦チューブの本体およびその他の 部品を金属ではなく、任意の絶縁性材料で作ればよい。

キャビテーション気泡が利用されている,あるいは自発的に発生する装置において も,それと類似した現象が検出されている。原理的には,気泡が形成されるためには, その後気泡が圧壊するときに放出されるのと同量のエネルギーが消費されなければな らない。しかし,この場合にもやはり追加的な熱放出が検出されており,ここでもま た,何か類似した過程が生じていると推測することができる。すなわち,エーテルの

127 第1部 付 録

捕獲,次にエーテルの渦形成,周囲のエーテルによるエーテル渦の圧縮とそれによる エーテル渦中への追加的エネルギーの吸込み,次に水によるエーテル渦の吸収と蓄積 エネルギーの水への移動,それによる水の追加的加熱という過程である。

現在では、ロシアと世界各国において何種類かの様々な出力の渦式熱発生器が創出 されている。それらのバリエーションの一つを図9に示す。



図 9. 水渦式熱発生器の概略図: M-電動機; Ц-その内部で水の回転が行われるシリン ダー; Δ-円板。矢印はシリンダーへの水の流入とそこからの流出を示している。

この概略図に示されている熱発生器は、肉厚シリンダー内に収められているロータ ーと連結されている普通の非同期電動機であり、そのシリンダー中に水が流入する。 ローターは回転軸であり、そこに平らな円板が取り付けられている。電動機による円 板の回転により、電動機が消費したエネルギーよりも大きい追加的な熱エネルギーを 得ることが可能になる。増大してゆく圧力は数十気圧に達する。行われた測定は、総 合 COP がおよそ 1.6 (いくつかのサンプルでは 1.8) のとき、余剰エネルギーの存在を 裏づけた。

この熱発生器は、ノイズ効果および生じる可能性のあるエーテル動力学的放射を避 けるため、個別の部屋に設置される。

そのような熱発生器の創出は有益であることを認めつつも、それが幅広く適用されたとしても、それがエネルギー問題の解決を可能にするかという点については疑問を呈さざるを得ない。熱発生率が1.3~1.5のとき、省エネルギーの総量はそれほど大きくない。仮に世界中のすべての熱装置や原動機のCOPが30~40%向上しても、エネルギー問題は解決されないであろう。

3.4. 球雷はどこからエネルギーを得るのか?

竜巻も、台風も、サイクロンも、その比エネルギー含量という点では球雷とは肩を 並べることができない [15]。比エネルギー含量とは、物体の単位質量中に含まれるエ ネルギー量である。例えば、ガソリンは完全燃焼の結果として 44MJ/kg、天然ガスは 35.6 MJ/kg、石炭(無煙炭)は 22 MJ/kg を与える。この点においては、竜巻の一部分 として 100 m/s の速度で運動している空気 1 kg はわずか 5000 J しか含んでいない。 これはあらゆる種類の燃料とは比較にならないほど小さい。しかし、平均的な竜巻 1 個はその中に何千トンもの質量を含んでおり、ここからその威力が生まれる。

球雷について言えば, 普通の観測結果からですら, 重大な結論を導き出すことがで きる。球雷は気流とともに自由に浮遊する。これが意味しているのは, 球雷の比質量 は空気の比質量1 kg/m³よりも著しく小さい, すなわちおよそ0.1 kg/m³であるという ことである。普通の球雷の直径はおよそ 4~6 cm である。これは, 球雷の体積は約 100 cm³, したがって質量は約 0.01 g 以下であることを意味している。そのエネルギ 一含量は, 70 kg 以上の水を蒸発させる能力を持つ(球雷が樽に落ち,約 70 kg の水を 蒸発させたという事例がある)。そのためには,38000 kcal 以上,つまり,それと同じ ことだが 2 億 J 以上が必要となる。質量が 100 g の場合には,球雷の比エネルギー含 量は1.6 · 10¹³ J/kg以上に達する。

何ということだ! ガソリンなど,比べものにもならない!

この比エネルギー含量を、例えばトリニトロトルエン(TNT)の爆発時に放出され るエネルギーと比べてみたい。1 kg の TNT は爆発時に 4.2 MJ を放出する。これはガ ソリンの発熱量の 10 分の 1 であるが、その代わり、瞬時に放出される。また、分裂 時にそれ以上のエネルギーを与えるのは、ウランとプルトニウムのみである。1 kg の ウランまたはプルトニウムは分裂時に 22500 kW・h、つまり8・10¹⁴ Jのエネルギーを 放出する能力を持っている。すなわち、それらの比エネルギー含量は球雷の 40 倍で ある。ただし、そうは言っても、これは原子エネルギーなのである!

現在,多数の研究者が球雷を再現しようと試みている。彼らはそれを好奇心から行っている場合もあるが,球雷を用いてエネルギーを取得することが可能であるという 判断にもとづいて行なっている場合もある。そして,この目的でありとあらゆるモデ ルが彼らによって考案されている。

それらの研究者の大多数は、球雷のエネルギーの主要部分は空気の発光しているバ ルクの中に含まれており、そこでは窒素と酸素の特殊な結合、いわゆるクラスターが 形成されていて、それらがその内部にそのエネルギーを保持していると予想している。 球雷とはそれ自体で閉じている電流であり、それが電離した空気のバルクの中に保持 されているという予想が存在する。球雷とはそれ自体で閉じている磁場であるという 着想もある。しかし、計算はそれらのモデルを裏づけておらず、それらにもとづいた 球雷実現の試みは成功していない。それらの道を進んでも、研究者たちは何も得るこ とができないであろうという予想を述べることができる。なぜなら、時計を駅で失く したのなら、その時計は、より明るい街灯の下ではなく、駅で探す必要があるからで ある。

それゆえ,それが何であれ,何かを創出する作業を行う際には,その前に,まず対象に関する技術課題を作成する,すなわち対象が持っていなければならない様々な性質の総体を決定する必要がある。次に対象の物理的本質を理解し,それが終わって初めて,何かを行おうと試みなければならない。

球雷については、いかなる性質が既に知られているか? それは次のような性質で ある。

・安定的な球雷の大きさは1cm ないし数十cm

・形状は球状または西洋梨状。ただし、輪郭が不鮮明であったり、それに隣接する 物体の形状に沿った形になっている場合がある。

・昼間でも見ることのできる鮮明な発光

・高いエネルギー含量

・比質量は空気の比質量と一致している。

・金属製の物体に粘着する能力

・絶縁体、特にガラスを通り抜ける能力

・変形して, 鍵穴タイプの小さな穴, また絶縁体, 特にガラスや壁を通り抜けたり, 導線沿いに建物内に侵入する能力

・自発的に、または物体と接触したときに爆発する性質

・各種の物体を持ち上げ,あるいは移動させる能力。その他,それほど本質的では ない各種の性質。

そして,任意のモデルは,少なくとも上に列挙した性質の総体に対して答えを与え ることができなければならない。残念ながら,様々なモデルの考案者や球雷研究者は 今のところそれができておらず,したがってすべての探求は手探りで行われている。 しかも,各国の様々な研究者による長年にわたる試みは現在のところ肯定的な結果を 与えていない以上,この問題に対するアプローチを原理的に変える必要があると考え るべきではなかろうか?もしかしたら,球雷の構造がどのようになっているかにつ いて,従来まったくなかった何らかの判断が必要とされており,その判断にもとづけ ば,球雷の創出に関する着想が現われてくるのではないか?

文献 [9] に示されているように、世界空間全体は、きわめて密度の小さい、しかし きわめてエネルギー含量の大きい微細な気体である、エーテルによって満たされてい る。

精緻化された推定値によれば、地球近傍空間中におけるエーテルの密度は8.85・10⁻¹² kg/m³、圧力は10³⁷ Pa、エネルギー含量は10³⁷ J/m³である。人類全体はそのすべての必要を満たすため、1 年間におよそ10²⁰~10²² Jのエネルギーを消費しているが、これは1 mm³のエーテルに含まれているエネルギーよりはるかに小さい量であることを想起するべきである。ちなみに、原子力エネルギーは、原子核中の核子同士の間の中間領域が占めている体積の中に含まれているエネルギーの0.01%以下しか利用していない。ただしこれは、参考のために述べたにすぎない。

すべての種類の物質は、その基礎において構築材料としてエーテルを持っている。 すべての種類の相互作用はエーテル流の運動によってもたらされている。球雷もその 例外ではない。

高密度化されたエーテルを閉じた空間中において保持する能力を持つ,エーテルの 唯一の運動形態はトロイダル渦である。その形状はドーナッツを思わせ,構造はそれ 自体で閉じている管に似ている(図 10)。

そのようなトロイドの直径に対する厚さの比はおよそ1:1.7である。ただし、その形 状はそれよりも球形に近い可能性もある。トロイドの中心には、トロイドの直径のお よそ 0.1 の直径の穴が存在する。しかし、空気中において球雷全体が発光するため、 今までのところ、球雷の形状の球形との違いも、また中心穴の存在も、見て取ること ができた者はない。トロイドの表面全体には境界層が形成されており、その境界層が、 高密度化されたエーテルが空間中に分散することを不可能にしている。球雷中のエー テルは、閉じたらせんに沿って秒速数万 km に達する速度で運動している。この速度 は、球雷中に含まれるエネルギーの大きさから決定される。上に示したように球雷の



図 10. 気体トロイダル渦の構造 [図中のv_rはv_t (トロイダル速度) v_kはv_c (円周運動 の速度)]

エネルギー含量を1億6000万Jとみなした場合,その質量は0.01gであるから,エ ーテル流の速度はおよそ5000km/sでなければならない。球雷が0.01gより小さい質 量を持っている場合には,エーテル流の速度はその分だけ大きなものになる。それで もやはり,おそらく,球雷中のエーテル流は光速度に近い速度値を持っていないもの と思われる。

磁気流が絶縁体を通り抜けるのと同様,エーテル流からなっている球雷は絶縁体を 自由に通り抜けることができる。しかし,球雷は金属を通り抜けることはできない。 金属表面における高密度の電子層である,いわゆるフェルミ面がそれを妨げるからで ある。その層は,光が金属表面から反射する原因となっている。それに対し,球雷は 金属と接触すると,それに粘着する。なぜなら,球雷の表面は大速度で運動している ため,球雷と金属表面の間にエーテルの速度勾配が形成され,そこにおけるエーテル の圧力が低下し,その結果,エーテルの外部圧力が球雷を金属表面に押し付けるから である。

球雷の発光は、球雷中に入り込んだ空気分子が励起され、光を放ち始めることによ って引き起こされる。その発光エネルギーは大きくなく、球雷中に含まれるエネルギ ーのきわめて小さな部分しか占めていない。ガラスを通り抜けるといった球雷の性質 は、まさにその発光の二次性によって説明することができる。球雷中に入り込んだ空 気分子は発光し始めるが、球雷がガラスを通り抜けるとき、空気分子は再結合して減 衰すると同時に、輝きを発する。球雷が飛行中の飛行機に粘着すると、気流が球雷を 吹き抜ける。しかし、気流は球雷を飛行機の翼から引き離すことができない。球雷中 に入り込んだ空気分子は励起されて発光し、球雷から出ると即座に発光しなくなる。 このように、この事例も単純な説明を見出した。 エーテルのトロイダル渦は収縮,変形して,金属中の小さな穴を通り抜ける能力を 持っている(図 11)。



図 11. 球雷が金属中の小さな穴を通り抜けるメカニズム

このように,球雷のエーテル動力学的モデルは,原理的に,現在知られている球雷 のすべての性質と合致している。

現在存在するすべての球雷モデルの中でエーテル動力学的モデルに最も近いのは, 球雷とは、それ自体で閉じている磁場の流れであると想定しているモデルである。実 は、このモデルは、磁場が閉じた体積の中にいかにして保持されているかを説明して いない。境界層、粘性、圧縮性、あるいは温度といった概念は磁場には存在しないか らである。このモデルは、球雷が金属製の物体に粘着する事実も説明することができ ない。しかし、それでもやはり、このモデルは、球雷の本質に最も近い所まで近づい ている。今日、このモデルにおける球雷の安定性を説明するため、プラズマの安定性、 自己集束といった概念、さらには、球雷は、球雷自体の範囲から遠く離れた所に存在 する外部源によってエネルギーを補給されているといった考え方が導入されている。

これらすべての人為的な構築物は、エーテル動力学的モデルには必要ない。

いかにすれば実験室条件の下で球雷を創出することができるか? 今のところ,こ れについて語ることは難しい。なぜなら,球雷は,まったく普通のように思われるよ うな条件の下で,それにはまったくふさわしくない瞬間に発生するからである。球雷 は,雷の最中あるいは雷が終わった後に,まったく場所を選ぶことなく,普通のコン セントや磁気始動器から飛び出してくることがある。しかし,球雷の出現の最も頻度 の高い事例は,火花ギャップ,放電器,あるいは単なる接触不良と関係している。

空間中において独立して存在する,閉じた磁場を創出する試みを行うことが可能で ある。そのためには,大電流を迅速に流す能力と,自己誘導起電力を抑止する能力を 持つ開閉器,例えば放電器を利用することができる。1 番目の能力は,空間中におい て大きな磁場勾配が形成され,その磁場中においてエーテル流の速度勾配が形成され ることにより,将来のエーテルトロイドの境界層が創出されるための条件が形成され るために必要とされる。2 番目の能力は,電流が止まった後に磁場が隠れ込もうとす る導体から,磁場を迅速に遮断するために必要とされる。

放電器が電流を短時間で遮断すると、そこには次の自己誘導起電力が発生する。

$$E = -L \,\partial i / \partial t$$

流される電流の大きさが1A,回路遮断の時間が1µs,導線(長さ1m)のインダク タンスが1µHのとき,自己誘導起電力は1Vとなる。しかし,球雷を創出するために は、おそらくこれでは不十分である。なぜなら、1µsの時間の間に、磁場は導体中に 隠れ込むことができるからである。すなわち、それより短い時間、例えば1nsの時間 が必要である。この場合、光速度で導体に戻ろうとする磁場はわずか30 cmしか進む ことができないので、残りの磁場全体は導体の外部に残ることになる。磁場は崩壊し、 エーテルトロイド、あるいは磁気トロイドが創出される。ただし、ここでは、今度は 放電器が1000 Vの自己誘導起電力に耐える性能を持たなければならない。この場合、 形成されたトロイドのエネルギーは大きくなく、数百万分の1」のオーダーとなる。

形成された磁気トロイドのエネルギーを引き上げるためには、遮断される電流の値 を大きくする必要がある。しかし、電流が1000Aのとき、放電器は既に100万Vと いう値の起電力に耐えることが必要になる。この場合、将来の球雷の初期エネルギー は数Jとなる。磁場を創出するため、例えば数百分の1Hの空気のインダクタンスを 利用した場合には、球雷の初期エネルギー含量は既に数百ないし数千Jとなるが、し かし、ここでの逆起電力は既に何百万Vにも達することになる。しかし、それ以降に おけるエーテルによる球雷の圧縮を別にすれば、エーテルの圧力によって球体が圧縮 されるにつれて球雷のエネルギー含量が増大してゆくときには、そのすべては球雷の 半径の減少の2乗に比例している。さて、球雷が既に創出された後には、そのエネル ギーをいかにして利用するかについても考えることができるようになる。それは例え ば、球雷を水の入った容器の中に追い込むといった方法によって行うことができる。

このように、人工球雷を創出する原理的な方法だけでなく、真空からエネルギーを 取るための方法も存在する。しかし困ったことに、上記の特性を持つ放電器は今のと ころ存在しない。

ただし,自然界においては,球雷はまったく普通の条件下で,それにはまったくふ さわしくない瞬間に出現している。おそらく,上述されている以外の何か,すなわち, 上記のパラメーターを持つ放電器なしで球雷の形成を促すことのできる,何らかの追 加的条件,何かもっと単純なものが存在するのであろう。

それでもやはり,以上述べたことにもとづき,高周波放電器やそれ以外の何らかの 装置を用いることにより,エーテルエネルギーの利用を可能にする装置が出現するで あろうと期待することができる。そしてどうやら,その種の最初のいくつかの装置が 出現し始めたようである。

4. テスラ変圧器

4.1. 磁場のエネルギー論をどう評価するか?

すべての種類の力場の中で実際的利用にとって最も好都合なのは,導体中を流れる 電流によって創出される磁場である。磁場はエネルギー量が大きく,安全で,容易に

(6)

創出され,各種の物体間における力の相互作用をもたらす能力を持っている。まさに このような事情が,きわめて多様な構造を持った発電機や電動機を含め,ありとあら ゆる電気装置において磁場を適用することを可能にした。

周知のように、磁場に含まれるエネルギーは次式によって決定される。

$$w = \int \frac{\mu_0 H^2}{2} dV, W \tag{7}$$

ここで、 $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$,H/mは真空の透磁率; H,A/m は磁場強度; V, m³は磁場によって満たされている空間の体積である。

通電導体の周りにおける磁場強度の分布はアンペールの法則によって決定される。 すなわち,

$$\int Hdl = i \tag{8}$$

ここで, *l*, mは通電導体の周りにおける磁場の力線の線分の長さ; *i*, Aは導体に沿って流れる電流の大きさである。

アンペールの法則から, 導体から距離 Rの所における磁場強度の大きさは

$$H = \frac{i}{2\pi R} \tag{9}$$

であることが導き出される。相異なる距離における2つの電場強度の比は双曲線法則, すなわち

$$\frac{H_1}{H_2} = \frac{R_2}{R_1}$$
(10)

に従わなければならず,相対座標では双曲線として描くことができる(図12,曲線1)。



図 12. 通電導体の周りにおける磁場強度の分布

しかし、それは必ずしもそうではないことを直接的測定は示した。既に 0.1 A のとき、磁場強度比は上記の分布とは著しく異なっており、しかも電流の絶対値の増大とともに、その逸脱はますます大きく増大している。磁場強度の現実の分布は双曲線法則から明らかに逸脱しており、そのとき、相対座標で示したその法則からの逸脱は、 導体中の電流の絶対値の増大とともに増大している(図 12、曲線 2 と 3) [16]。

実験において得られた逸脱は、エーテルの圧縮性、またその結果としての、磁場を

含むあらゆる構造の圧縮性を考慮すれば、容易に説明することができる。アンペール の法則が妥当するのは、その圧縮性を無視することのできる、限界まで小さい磁場強 度に対してのみなのである。しかし、それは、0.1Aの場合でさえ、大電流に関しては 完全に正しいわけではない。このことは、単位体積中の現実の磁場は、アンペールの 法則や既存の計算方法から導き出される値より大きなエネルギーをその内に含んでい るということを意味している。

上述したことから,高Q値のコイルを含む共振回路は,既存の計算から導き出され る値より著しく大きなエネルギーをその内に蓄積しなければならないという結論が導 き出される。なぜなら,そのエネルギーは,磁場をなしているエーテルらせん流の速 度だけでなく,その質量密度によっても決定されているからである。もしかしたら, ニコラ・テスラがその高周波電力変圧器を構築した際,この事情が考慮されていたの かもしれない。それらの変圧器では必ず共振が利用され,その結果,何百万Vもの高 電圧が得られていたが,これは普通の計算からはけっして導き出されることではなか った。

しかし、この事情こそが、球雷のエネルギー論に対してこれまでと別の仕方でアプ ローチすることを可能にしている。球雷は、それ自体で閉じている高密度の磁場とみ なすことができる。ただしそれには、既存の磁場理論がまったく想定していない、そ のような形成物には勾配を持つ境界層が存在するという特徴がある。そのようなアプ ローチを取るためには、相互作用の力場の物理的本質に関するエーテル動力学的理解 を参照する必要がある。

4.2. 高速スイッチとエーテルのエネルギー論

高圧コンデンサーを数千Vの電圧まで充電し、次にそれをガラス製無線機用真空管の互いに独立した2つの電極に放電してみると、真空中における放電が大きなエネルギーを持っていることを容易に確かめることができる。コンデンサーを真空管の電極に接続し、電圧およびコンデンサーの容量を100 pFから段階的に引き上げてゆくと、ある値から真空管の内部の電極が爆発し始め、その結果、電極からはぼろぼろの屑だけが残ることを確かめることができる。そのとき、真空管のガラス球は無傷のままである。このことから、真空放電は高いエネルギーを持っているという結論が導き出される。

プレハノフ記念経済大学教授のアレクサンドル・ワシーリエヴィチ・チェルネツキー [Aleksandr Vasilievich Chernetsky] は 1970~1980 年代に真空放電器に関する一連の実験を行った。それらの装置のうちの一つは、図 13 の構成図に従って組み立てられていた。

この構成図においては、直流電源と容量1µFのコンデンサー、可変放電器および電力 60 W の同型の電球2個が配置されていた。1番目の電球はコンデンサーの前に、2番目の電球はコンデンサーの後に置かれていた。



図 13. A.V. チェルネツキーの構成図: GII-給電ユニット; P-放電器; C-コンデ ンサー; J-白熱電球

電圧は、放電器が閉路しているとき、両方の電球がかすかに光るように選ばれた。 放電器が開路しているときには、当然、電球は両方とも点灯しなかった。次に、放電 器の電極を近づけ合わせながら、安定した放電状態(普通、それは、1mmの何十分の 1かの電極間距離に対応していた)を設定した後、放電器を調整しながら、すなわち、 マイクロメーターねじで電極間距離を調節しながら、電球の白熱度を変化させた。こ のとき、1番目の電球が完全に消えた一方で、2番目の電球が高い白熱度に達し、その 結果フィラメントが焼き切れるという事象が起こることができた。

奇妙な印象が生じた。両方の電球は直流電流が供給されている回路に直列に接続さ れているにもかかわらず、1番目の電球は消え、2番目の電球は明るく光っていた。こ れは、2番目の電球に追加的エネルギーが供給されていたことを明白に物語っていた。 実は、それは、そうでなければならないということではまったくない。そこでは、い わゆる形状係数が著しい役割を演じていたのである。

当時, A.V.チェルネツキーには, 放出される電力の大きさの決定をめぐる著しい困難 が生じていた。その困難は, 同型の電球をさらに2個用い, そのそれぞれに別個の直 流電源から給電すれば, 容易に克服することができる。その電源の回路においては, 消費電力の測定を行うことは困難をもたらさない。高温計を用いてその各電球の白熱 度を主回路の各電球の白熱度まで持っていけば, その各電球によって放出される電力 を高い精度で決定し, その電力を主回路によって消費される電力と対比することが可 能なのである。

残念ながら,他の研究者たちによる同様の試みは,予想される結果を裏づけなかった。ただし,それらの研究者たちは,その効果が現れ始める,何らかの臨界値まで電流値を持っていかなかったのではないかという推定が発表されている。それゆえ,このような方向性における実験を継続して行うことは有意義なことである。

読者に次の情報を伝える必要がある。A.V.チェルネツキー教授は顔面の皮膚がんで 死亡した。彼はおそらく、実験を行う過程で放電器の周囲の脈動磁場、あるいはそれ 以外の種類の場からの放射を受けていたものと推測される。このことは、この種の実 験を行う際は慎重に行動し、放電器の近くに近寄らないようにする必要があることを 意味している。

周囲媒質からエネルギーを得るための高速電気スイッチ(真空放電器)を用いた装置がアメリカの科学者ケネス・R・ショルダース [Kenneth Radford Shoulders] によって提案された。この装置においては、実際には今のところ少量ではあるが、30 倍ないし50

倍のエネルギー増大が得られている。ここでは、上記において述べられている磁場の 形成とその収縮の、まさにあのメカニズムが実現されているものと推定される。この 装置の高い COP は、このような方向性における研究を継続することが有意義であるこ とを裏づけている。

このように,エーテルからのエネルギー取得を目的とした急速スイッチの適用は, きわめて有望であることが判明する可能性がある。

4.3. テスラの2重らせん

テスラはそのいくつかの装置において,共通の平面内に配置され,直列に接続された2つの平面らせん(図14)を用いている。これは何のためであろうか?

それらのらせんの最も外側の1周および中心に沿った磁場の伝播方向を図15に示 す。ここから、創出された磁場は閉じてトロイダル渦にならなければならないという 結論が導き出される。このようにして、2重平面らせんの電気回路要素としての適用 は具体的な意味を獲得する。ただし、いくつかの補足をしなければならない。



図 14. 磁気トロイドを励起するための 2 重らせん



図 15. 平面らせんの周りにおける磁気トロイドの形成

第1に、磁気トロイドの閉鎖およびそれに続くその圧縮は、回路内の電流がパルス 電流となり、前方と後方の波面が十分に短くなったときに生じる。これは、特に後方 波面について言うことができる。トロイドの表面に境界層が形成されるか否かは、後 方波面の峻度に直接的に依存している。第2に、2つのらせんに対する放電器の位置 が決定的な役割を演じている可能性がある。テスラの場合、放電器は2つのらせんの 中間に位置していたことにより、2つのらせんにおける磁場創出の同時性が保証され ていた。

現在のところ、らせんと放電器のパラメーターの計算を行うことを可能にする、い

かなる明確な方法論も事実上存在していないため、パラメーターの選択は、最初のう ちは経験的方法によって行わなければならない。

4.4. テスラ変圧器

テスラ変圧器の装置の構成図を図16に示す。



図 16. テスラ変圧器の接続図: БΠ-給電ユニット; P-放電器; C₁-放電用コンデンサ ー; Tp-テスラ変圧器; C₂-共振用コンデンサー

テスラ変圧器は空心変圧器,放電器およびコンデンサーからなる装置である。1次 巻線は何巻かの太い銅線の形で作られており,1次巻線の内部に,またはそれと並ん で配置されている2次巻線は大きな巻数の細い絶縁銅線からなっている。

1 次巻線は放電器とコンデンサーを通じて交流電源に接続されている。2 次巻線の 内部においては共振条件が満たされている。

テスラ変圧器を含んでいるスキームの動作原理の要点は次のとおりである。

交流電源の電圧は、放電器が絶縁破壊を発生させるのに十分なように選択される。 放電器による絶縁破壊の結果、1 次巻線内において断続電流が励起され、不連続な磁場が発生し、その不連続磁場が2次巻線内において周波数がおよそ150kHzの高周波振動を誘導する。共振のおかげで、2 次巻線における電圧は700 万 V まで上昇する。

テスラ変圧器は1896~1904年の時期に強力な無線局を開設する際に利用された(例 えば、1899年、テスラの指導の下に電力 200 kW の無線局がコロラド州に開設され た)。テスラ変圧器は 20 世紀半ばまで、それと同じ目的で使用され続けた。

長年にわたり,多数の人々が,テスラ変圧器の動作原理を伝統的な理解,特に,1次 巻線における放電器による電流遮断時の急峻な波面における自己誘導起電力によって 説明しようと試みてきた。しかし,説明は今なお見つかっていない。その理由は,何 よりもまず,すべての人々がテスラ変圧器の動作を伝統的な基礎にもとづいて説明し ようとしたことにある。

エーテル動力学の観点に立てば,テスラ変圧器の動作のいくつかの側面が解明され 始める。

テスラ変圧器における自己誘導起電力の出現が、1 次巻線における電流遮断時に生 じていることは疑いない。予想によれば、テスラ変圧器では複数の効果が利用されて おり、その中で主要な効果となっているのは、エーテルの圧力による磁場の圧縮によ るエーテルからの追加的エネルギーの流入である。共振の適用はより多くの電流を蓄

138 第1部 付 録

積し,上記の複数の非線形効果を利用することを可能にし,それらの効果が現象の有 効性を強化しているのである。おそらく,空気放電器の代わりに真空放電器を適用す れば,電磁ノイズの低減を促進することができるであろう。テスラ変圧器を含んでい るスキームの動作に関する研究は,未来のエネルギーにとって原理的な意義を持って いる。

テスラ変圧器のいくつかの試作品のうちの一つ,また2次(内側)巻線の上部から 出る放射を図17に示す。



(a)

(b)

図 17. テスラ変圧器: (a)実験用試作品の全体像; (b)変圧器の2次(内側)巻線の出口に おける放電の様子

この写真に示されている変圧器においては、最大限高い電圧を得るという課題が設 定された。追加的エネルギーの取得に関する問題は設定されなかった。写真上にはっ きり見える放電コロナは、高電圧が得られたことを示している。ただし、この種の変 圧器を用いれば、エーテルからの追加的エネルギーの取得を試みることが可能である。

テスラ変圧器の1次回路におけるパルス形成には、いくつかの特徴がある。

インダクターL,Hに電流i,Aが流れると、磁場中に蓄積されるエネルギー w_L は次の大きさとなる。

$$w_L = L \frac{i^2}{2}, J \tag{11}$$

次の事実が注意を引く。すなわち、電圧U,Vによって充電されたコンデンサーC,Fに 蓄積されたエネルギー w_{c} ,Jの大きさは

$$w_C = C \frac{U^2}{2},$$
 (12)

であり、このエネルギーは保存され、損失がなければいくらでも長い間保存されるこ とができる。それとは異なり、インダクターにおいては、電流が止まるやいなや、エ ネルギーは消滅し、磁場中に蓄積されたエネルギーは、磁場を創出した回路に戻る。 しかし、そのエネルギーが、磁場を創出した回路にではなく、例えばコンデンサーに エネルギーが蓄積されることのできる別の回路に入った場合には、全エネルギー量は パルス数 Nに比例する大きさとなる。すなわち、

$$w_L = NL\frac{i^2}{2}, J \tag{13}$$

ここでは、電流の値は、各パルスにおいて経過する小さい時間の間に定まることが 仮定されている。各パルスにおいて経過する小さい時間とは、パルス自体の長さとは 比較にならないほど小さいパルス波面の長さ、すなわちパルスの長さのほぼ 10 分の 1 の長さと仮定することができる。この場合、2 番目の回路に接続されているコンデ ンサーに蓄積されるエネルギーは、時間とともに無限に増大することになる。

長さ Tの各パルスの瞬時電力は

$$P_L = \frac{Li^2}{2T}, W \tag{14}$$

となる。また、パルスの形状がミアンダーに相当している場合、すなわちパルスの長 さと休止の長さが等しい場合には、全電力は次のようになる。

$$P_L = \frac{FLi^2}{4}, W \tag{15}$$

1 次巻線の半径 r_1 と2 次巻線の半径 r_2 が等しくない場合には、全電力は次のようになる。

$$P_L = \frac{r_1^2 F L i^2}{4r_2^2}, W$$
 (16)

ここでは、2 つの半径の比は大きくてはならないことを考慮するべきである。なぜなら、ここでの依存性は非線形であり、その依存性の確定はまだなされていないからである。

この変圧器のスイッチ-1次巻線回路の時定数は次のようになる。

$$T_{LR} = L/R \tag{17}$$

ここで,Lは1次巻線のインダクタンス,H; Rは開放状態におけるスイッチの抵抗である。

パルスの長さが変圧器のスイッチー1 次巻線回路の時定数と等しい場合には、回路 に直流が給電されているとき、回路中の電流は、パルスの長さの時間の間にアンペー ルの 0.632 の値まで増大する。このときに得ることが可能な限界全電力は次のように なる。

$$P_L = \frac{0.6322Rr_1^2 i^2}{4r_2^2} = 0.1Ri^2 \frac{r_1^2}{r_2^2}, \text{W}$$
(18)

半径比が $r_1/r_2 = 2$ の場合には、次の限界電力値が得られる。

$$P_L = 0.4 R i^2, W \tag{19}$$

半径比が $r_1/r_2 = 3$ の場合には、次の限界電力値が得られる。

$$P_L = 0.9 R i^2, W$$
 (20)

給電電圧がU = 100 V,開放状態のスイッチの抵抗が 100Ω のとき,電流の大きさは 1A となるので,得られる限界電力は,第1の場合は 40 W,第2の場合は 90 W とな る。通電能力が 10 A のスイッチが用いられるときには,限界電力は,第1の場合は 4 kW,第2の場合は 9 kW となる。この過程を保持するために消費される電力は,いず れの場合も $0.1Ri^2$,すなわち電流が 1 A のときは 10 W, 10 A のときは 1 kW となる。 この電力がスイッチ上で放出されるので,スイッチを冷却するための厳重な措置を講 じる必要がある。

1 次巻線のインダクタンス値が 100 μ H のとき,回路の時定数は10⁻⁴/100 = 10⁻⁶ s となる。したがってスイッチング周波数は 500 kHz となり,パルス波面の必要とされ る峻度を考慮すると,スイッチの周波数特性は 5 mHz よりも良くなければならない。

1 次巻線のインダクタンスが100 μH = 10⁻⁴ Hで,パルス繰り返し周波数が1 mHz = 10⁻³ Hz の場合において,パルス中の電流が1Aのとき,磁場の電力は100 W となる。 周波数がこれより大きい場合には,1次巻線中の電流がパルスの長さの時間の間に完 全値まで達することができるならば,磁場の電力はその分だけ大きくなる。このとき, 前方波面と後方波面の長さは,それぞれ,パルス自体の長さの0.1以下でなければな らない。

上に述べたことから、出力電力を上昇させるためには、1次巻線と2次巻線の直径 の最適比を見出すとともに、スイッチによる電流のスイッチング周波数を上昇させる よう努力しなければならない。これが可能なのは、スイッチの抵抗が上昇したとき、 すなわち、給電電圧が、したがってまたスイッチ上で放出される電力が上昇したとき に限られる。

行なわれた測定は、導線の断面積の増大とともに導線の比インダクタンスが減少す ることを示した。導線断面積の増大時におけるその比インダクタンスは、次のように、 対数関数的に低下している。

| 導線の断面積, | mm ² | 比インダクタンス, | μH/m |
|---------|-----------------|-----------|------|
| 0.35 | | 1.65 | |
| 0.5 | | 1.45 | |
| 0.75 | | 1.2 | |
| 1.0 | | 0.97 | |

インダクタンスを計算する際には,普通,導線自体の断面積は考慮されないが,こ れは正しくない。ましてや,短い波面を得るためにインダクタンス値を低減させる方 法の一つはコイルの導線の断面積の増大であるのだから,なおさらのことである。

第2の方法もある。それは、回路の時定数を減少させるため、回路の有効抵抗を増 大させるという方法である。しかし、そのような方法は有益ではない。パルスの電力 を増大させる必要があるからである。それだけでなく、高周波においては、表皮効果 がその役割を演じなければならない。この効果により、1次インダクターにおいては、 その導線の断面積全体ではなく、表面層しか利用されないようになる。そしてこのこ とが回路の有効抵抗の増大をもたらす。

このように、1次巻線の導線断面積の増大がパルス波面の長さの縮小のための最良 の方法であり、テスラ変圧器では、まさにこのことがなされている。すなわち、その 1次巻線は、数十ないし数百mm²の断面積を持つ、太い導線で作られているのである。

スイッチの給電電圧が*U* = 1000 V, *R* = 100 Ω, 電流が 10 A のとき, スイッチ上で 放出される電力は 10 kW となり, 逆電力への損失を考慮に入れた出力電力は, 第1の 場合は 30 kW, 第2 の場合は 80 kW となる。

テスラはその変圧器においておよそ 200 kHz の周波数を採用していた。そのような 周波数が、少なくとも動作の初期段階にとって最適であると推定することができる。

電子回路の給電回路を分路する充電容量の計算を行おう。充電に関する関係式

$$Q = CU = iT \tag{21}$$

より、次式を得る。

$$C = \frac{iT}{U} \tag{22}$$

電子回路全体が 100 V の電圧を供給されているとすると、電流がi = 1 A、パルスの長さが $T = 10^{-6} \text{ s}$ (F = 0.5 mHz)のときは次の値が得られる。

$C = 0.01 \, \mu F$

しかし、ここでは容量の完全放電が想定されている。これは不適当である。容量が 給電電圧を 10%以下の変動範囲内で保持するためには、容量を上の値の 10 倍に増大 させる必要がある。したがって、この例の場合には、使用電圧が 1000 V、周波数特性 が 1~2 mHz のときには、分路容量の値は0.1 μFとすれば十分である。

使用電圧が 1000 V でパルスの電流が 10 A のときには,使用電圧が 1000 V で同じ 周波数のときと同じ1 μFの容量のコンデンサーが必要とされる。

こうして,エーテルからのエネルギー取得のための装置の,次のような動作原理が 描き出される。

短い波面を持つ電流パルスが、可能な限り高い繰り返し周波数を持つ変圧器の1次 巻線に入る。1次巻線より大きな巻数を持つ2次巻線からパルスが取り出され、整流 ダイオードを経由して、パルス発生器の給電回路を分路するコンデンサーに入り、こ のことにより、過程全体を保持する役割を与えられている、ポジティブフィードバッ クが行われる。このスキーム全体の最初の始動はスターター―パルス発生器の個別 電源(給電網,電池,蓄電池)――を用いて行われ、装置が動作可能状態に入った後 は、スターターのスイッチは切られる。

外部消費機器用のエネルギーは、2次巻線と同様に1次巻線の内部に収められている3次巻線から取り出される。その3次巻線にも整流ダイオード、その後に平滑コン デンサーが接続される。得られた直流電圧は、直接利用することも、あるいは直流電 流を消費機器が必要とする種類のエネルギーに変換する、しかるべき変換器を経由し て利用することもできる。



図 18. ポジティブフィードバックにより制御されるエネルギー装置: (a)構造; (b) 減衰移行過程; (c)発散移行過程 [図中のW_{pro}は過程の W; W_{fb}はフィードバックの W]

4.5. ポジティブフィードバックの特徴とエネルギー流の制御

いかなるスキームにおいても、周囲媒質からのエネルギー抽出過程の自己保持は、 得られたエネルギーの一部が装置の入口に送られる場合にのみ可能である。このこと は、系はポジティブフィードバックにより制御されなければならず、また、閉回路の 増幅率は1でなければならないことを意味している(図18)。

系の入口に帰還するエネルギーが,動作過程の保持のために必要なエネルギーより 小さい場合には,その過程は不可避的に減衰する。過程の減衰は,その過程が振動的 性格を持っている場合であっても,普通,指数関数的に進行し,そのとき,指数は負 符号を持っている。

閉回路の増幅率が1より大きい場合には,系はエネルギーを蓄積し始め,過程は指数関数的に進展する。しかし指数は正符号を持ち,系は崩壊に向かって行く。

その場合,系の内部には何らかの最も脆弱な部分が存在し,それが故障して過程を 中断させる。そのような事象の様々なバリエーションの一つは爆発である。

制御なしで閉回路の増幅率を正確に1に保つことは,実際上においては可能とは思われない。そのような系の動作はいかなる場合にも不安定なものとなり,系は停止するか,崩壊に向かって行く。

それが起きないようにするためには、ポジティブフィードバックにより制御される 系の内部に、必ず制御器が含まれなければならない。制御器が果たすべき機能は、エ ネルギーのうち、フィードバック回路を通じて系の入口に帰還する部分を制限するこ とである。そのような制御器はいくつかの方法で作ることができる。

第1の方法は、何らかの飽和要素 [saturation element] により、系の入口に帰還するエ ネルギーの大きさを単純に制限する方法である。そのような要素となることができる のは、鉄の磁気飽和または定電圧ダイオードのタイプの非線形特性を持つ、任意の要 素である。鉄心変圧器を用いる場合には、1 次巻線における電圧の増大は、鉄心が磁 気飽和した後は、1 次巻線における電圧の増大をもたらさなくなる。定電圧ダイオー ドを用いる場合には、余剰エネルギーはフィードバック回路のバイパスに送られ、こ れによって系の入口へのエネルギーの流入が制限される。

第2の方法は、非線形ネガティブフィードバックの適用である。そのネガティブフ ィードバック回路に沿って系の入口に流入するのは、ポジティブフィードバック回路 に沿ってそれと同じ入口に流入するエネルギー流とは反対の符号を持つ、第2のエネ ルギー流でなければならない。過程が振動的なものである場合には、帰還エネルギー 流はポジティブ側のエネルギー流に対して逆位相で入口に流入しなければならない。 フィードバックが正極性電圧の形で作られている場合には、それと同じ地点に、ネガ ティブフィードバック回路に沿って負極性電圧の形のエネルギーが流入しなければな らない。ポジティブフィードバック回路とネガティブフィードバック回路において利 用されるエネルギーの種類は、それぞれの具体的な場合ごとに、系の動作原理に従っ て具体的に定められる。

ネガティブフィードバックの機能のバリエーションもまた,多様なものであり得る。 そのパラメーターは,例えば,ポジティブフィードバックにおけるエネルギーレベル が一定の閾値に達しない間はまったくオンにならず,閾値に達した後にのみ過程に関 与し始めるように選択することができる。過程の制御のそのような,またそれ以外の バリエーションは自動制御理論によって十分詳細に記述されている。すべての原理的 ソリューションが既に見出されている場合であっても,ここで検討されている系を自 動制御理論を利用せずに構築することは困難である。

5. エーテル動力学的エネルギー発生器模型の構成図

以上において述べたことにもとづき,エーテル動力学的エネルギー発生器――エー テルからエネルギーを取得するための装置――の次の構成図(図19)を模型製作用と して推奨することができる。

装置全体は次の2つのユニットから構成されている。

外部電源。これは装置を始動させるスターターとしての役割を果たす。

・テスラ変圧器を含んでいるパルス発生器。テスラ変圧器は3つの巻線――1次(外側)巻線と2つの2次(内側)巻線――を持っている。2次巻線のうちの一方はポジ ティブフィードバック回路を創出するために用いられ,他方の2次巻線は出力巻線で あり,整流器ブリッジを経由して負荷に接続されている。

パラメーター(容量値 $C_1 \ge C_2$, 1 次コイルと 2 次コイルの直径比および巻数比,電 圧値 U_1 , U_2 , U_3)の選択に関する課題の要点は、電流 I_1 が減少したとき、フィードバック電流 I_2 がそれに対応して可能な限り大きくなるようにするということである。この課題は、電流 I_2 が流れているとき、電流 I_1 が完全に止まるようにすることで解決される。制限回路における電流 I_3 の発生が、余剰エネルギーが得られたことを示す。

この構成図に示されているすべての電流計は熱電対形でなければならない。

放電器R1には、図14に示されている2重らせんを直列に接続することができる。



図 19. エーテルからエネルギーを取得するための装置模型の構成図のバリエーショ ンの一つ: $B\Pi$ - 給電ユニット; Tp - 変圧器; W_1 - 変圧器の1次コイル; W_2 - フィードバックコイ ル; W_3 - 変圧器の出力コイル; C_1 - 給電充電容量; C_2 - 回路容量(これが必要か否かは定められてい ない); P_1 - フィードフォワード放電器(破壊電圧 U_1 は約1kV/mm); P_2 - フィードバック放電器(ま たはダイオード)($U_2 > U_1$); P_3 - 電圧制限放電器(または回路)($U_3 > U_2$); I_1 - 変圧器の1次巻線回 路内の電流; I_2 - フィードバック回路内の電流; B - 出口
145 第1部 付 録

結 論

1. エネルギーは創出することも消滅させることもできない。エネルギーはある形態 から別の形態に変換することができる。それゆえ、装置の成績係数が1より大きい場 合には、いかなる場合にも必ずエネルギー蓄積源が存在し、そこからエネルギーの余 剰分が汲み取られているのである。そのような装置は、必ず、いわゆる「ヒートポン プ」の原理に従って稼働している。

2. それを用いればエーテルのポテンシャルエネルギーを電気エネルギーに変換す ることが原理的に可能である装置は、テスラ変圧器である。テスラ変圧器は、変圧器 の1次巻線によって形成され、1次巻線より小さい直径を持つ内側の2次巻線によっ て感受される磁場の自発的収縮を利用している。ただし、この装置を調整するために は、諸要素を入念に選択し、それらの要素の動作モードを調節しなければならない。

第2部 光学現象のエーテル動力学的基礎

まえがき

周知のように、光という現象の解明に取り組む物理学の一領域である光学は、古代 から現代にいたるまで、長い発展の道のりを歩んできた。光学の諸法則は幅広い応用 を見出した。もちろん、それは何よりもまず、きわめて多様な分野――天文学、海事、 軍事、生物学、医学その他多数の分野――において利用されている光学機器の創出に 応用されている。数多くの研究者たちの努力の結果にもとづいて創り出された光学機 器は、自然現象の研究領域を著しく拡大し、人々に多大な利益をもたらすことを可能 にし、それまで科学に知られていなかった物体を観測する可能性を生み出した。光学 機器の多く、例えば眼鏡が何億個も生産されている事実は、それらの有益性を、そし てまた、それらの基礎におかれている原理が自然法則と合致していることを物語って いる。しかし、それにもかかわらず、自然科学のあらゆる領域におけるのと同様、光 学には原理的な欠点があり、それがその発展の可能性に制約を課している。ここで論 じられているのは、何よりもまず、光学現象の物理的本質に関する理解度についてで ある。

光学の歴史全体において、方法論上の2つの原理的誤謬が生じていた。

1. 光はエーテル中を伝播する横振動であると、常にみなされていた(ただし、光は 粒子の流れであると考えていたニュートンの提言、あるいは光は一定の単位量[portion] ずつ光子として放射されるという量子力学の提言――これは事実上、ニュートンの粒 子説への回帰である――を除く)。

2. 宇宙空間全体を含め、真空中においては、光の性質には、そのどの部分において も、例えば分光特性や伝播の直線性という部分においても、いかなる歪みも生じ得な いと、常にみなされていた。

これらはいずれも誤りである。

光がエーテルの横振動ではあり得ないのは、次の単純な理由による。すなわち、横 振動はいかなる連続一様媒質中においても伝播することができず、連続媒質中を伝播 することができるのは、空気中を伝播する音のタイプの縦振動のみであるからである。 そこにおける平衡位置からのずれが伝播方向に対して垂直である横波とは、いわゆる レイリー波であり、その波は媒質の分子間距離の 4~5 個分の範囲内のみを伝播する。

それが生じる理由は、媒質の任意の擾乱は媒質の密度の局所的変化であり、その変 化は擾乱に沿って伝播するからである。これが第1音波である。横方向において生じ るのは分子の方向転換のみであり、その方向転換のために費やされるエネルギーの割 合は相対的に小さく、しかもそのエネルギーは急速に減衰する。

横波は2つの条件が満たされるときに存在する。第1の条件は、密度勾配が存在す ることである。例えば、相異なる密度を持つ2つの媒質が存在し、それらを分ける明 確な境界が存在する場合、例えば弦と空気、膜と空気、水面と空気、等々といった場 合である。第2の条件は、平衡が乱されたとき、その平衡を回復させるポテンシャル 力が存在することである。それは、弦や膜の弾性力、あるいは水面の場合の重力であ る。連続媒質中にはこれらの条件は存在せず、それゆえ、横方向タイプの波は連続媒 質中に存在することができない。

では、干渉―振動の重ね合わせ―や回折―一障害物の影の部分への回り込み― ーを含め、現在知られているすべての波動的性質を発現している電磁「波」や光とは、 いったい何なのか? この問題を究明する必要がある。もしかしたら、横波ではない、 それとは別の構造が存在し、それらの構造が干渉現象と回折現象において、波と同じ ように自らを発現しているのではないか? にもかかわらず、それらの構造を探求し た者は誰もいない。その必要がなかったからである。ところがその結果、「粒子と波動 の二重性」は微視的世界の現象のみの固有の特徴であるとする物理的説明のようなタ イプの、あらゆる困難が生じた。しかし、横波は媒質中に存在し得ないことがただち に考慮されていたならば、その探求はもっと早期に成功を収めていたはずである。

さらに、いわゆる「温度波」が存在する。そのような波はヘリウム3中においてのみ、かつ絶対零度に近い温度においてのみ発現し、既に温度2.7Kで消滅する。しかしこのことは、その「温度波」は波ではなく、何らかの別の構造であることを意味している。その構造も究明するべき時が、とうの昔に訪れている。

あらゆる物理現象と同様,光は,その分光特性や伝播の直線性も含め,そのいかな る性質においても絶対的な基準にはなり得ない。光に対してはこの世界に存在するあ らゆる物体と物理現象が影響を及ぼしており,それらの影響を無視することが可能か 否かは,設定されている課題の条件がいかなるものであるか,また,その課題をいか なる精度で解決する必要があるかに依存している。事前に,そして現実のあらゆる場 合に関して,それを決定することはできない。

それだけでなく、任意の物理実験は、ある物理量の他の物理量に対する依存関係を 見出すこと、しかも言うまでもなく、常に純粋に数学的に見出すことをその目的とし ており、したがって引数と関数の位置を交換することが可能であるということ、そし てそれは原因と結果の位置を交換することを意味しているが、その交換は必ずしも正 しく行われるわけではないということを思い出す必要がある。また、任意の事実は無 数の方法によって解釈することが可能であり、あれこれの解釈の選択は多数の要因に 依存しており、それらの要因は往々にして主観や先入観にとらわれたものであるとい う点も念頭においておく必要がある。これらすべてのことは光学現象にも当てはまる。

遠方銀河の光のスペクトルの「赤方偏移」という有名な現象は、今日、すべての物 理学者によって空間の膨張と銀河の「後退」の証拠として解釈されており、このこと は宇宙には「開始」と「誕生」があることを証明しているとされている。すなわち、 宇宙は、未来の宇宙の全質量を自らのうちに集中していた「特異点」なるものから、 それが突然爆発したことによって誕生したのだとされている。

ところで、この現象は、光子が世界空間中を伝播する際における光子のエネルギー 損失として完全に正当に解釈することができる。既に J.J.トムソンはそのような可能性 に注意を払っていた。筆者もまた、まさにそのような見解を持っている。しかし、も しこれが実際にそうであるならば、空間の膨張や銀河の後退、宇宙の「開始」など、 まったく問題にもならなくなる。しかしその場合には、宇宙論と宇宙進化論の全体が、 現在とはまったく別のやり方で再構築されなければならない。

光の伝播の直線性について言えば、ここでもある思い違いが生じている。

星からの光の太陽近傍における偏向は、アインシュタインの相対性理論に従って空間の曲がりとして解釈されている。ところがニュートンによれば、この現象は、太陽 近傍を飛び過ぎる際、光子が重力によって引き寄せられる結果として説明されている。 そして真実を確定するために何人かの研究者によって行われた実験は、実験者たちの あらゆる断言にもかかわらず、実際には、アインシュタイン理論をまったく裏づけて いなかった。実験結果は、ニュートンの予測の方にはるかに近かったのである。しか し、結果の処理は、結果に影響を及ぼしている多数の要因を考慮することなく、相対 性理論に合致させる目的によるデータの歪曲を直接思わせるような仕方で行われた。 実際には、そもそも「空間の曲がり」など、けっして話題にすらなり得なかったので ある。なぜなら、空間とは、いかなる個別的現象にも依存し得ない普遍的カテゴリー であるからである。上記の実験において論じることができるのは、太陽の重力の引力 の作用による光線の曲がりのみである。

このように、何よりもまず光自体、また知られているすべての光学現象の物理的本 質を解明し、いくつかの実験結果の解釈の見直しを行うため、現代理論光学(物理光 学)のいくつかの側面に立ち戻り、それらについて検討作業を行う必要がある。光学 自体の発展のみならず、光学現象の本質に関する理解を利用しているその他一連の自 然科学領域の発展もまた、その検討作業によって大きく左右される可能性がある。

第1章 光学現象発見史

(略) ニュートンは光を粒子の流れと考え,光の粒 子説を選んだ。(略)ホイヘンスは光の励起とはエ ーテルの弾性振動のパルスであると考えた。

A.M. ボンチ-ブルエヴィッチ [1]

1.1. 光学小史

光学は最も古い科学領域の一つであり、そのすべての発展段階において実際上の必要性と密接な関係を持っていた。光の伝播の直線性は紀元前 5000 年以前に既に知られていて、古代エジプトでは建築工事に利用されていた。アリストテレス、プラトン、ユークリッド、プトレマイオスは光学現象の本質について深く考察した。11 世紀アラビアの科学者イブン・アル=ハイサム [Ibn al-Haitham] は光学の発展に著しい貢献をもたらした [2,3]。1620 年、スネル [Willebrord Snell] とデカルト [3,4] が正確な屈折の法則を確立した。光の回折と干渉がグリマルディ [Francesco Maria Grimaldi] によって発見され(発表は 1665 年)、複屈折がバルトリン [Rasmus Bartholin] によって発見された(1669 年)。それ以降における光学の発展はニュートン、フックおよびホイヘンスの名前と結びついている [5~7]。

光の本性に関する最初の言明は古代ギリシア人とエジプト人によってなされた (Godjaev N.M.『光学』,モスクワ,Vysshaya shkola, 1977)。それらの説の一つによれ ば,光は管から出る水流のように人間の目から出て,我々はそのおかげで周囲の世界 を見ることができるとされていた。

ピタゴラス(紀元前450年)によれば,物体は,物体から飛び出してくる粒子が目 に入って来るおかげで見えるようになる。デモクリトス(紀元前460~370年)はその 粒子を原子と名付けた。光の本性に関するそのような推測はアリストテレスによって 論破された。アリストテレスによれば,光は,対象物と目の間に存在する透明な媒質 を仲立ちとして伝わり,視覚的作用を引き起こす。アリストテレスのこの着想は,光 伝達エーテルという考え方の基礎をおいたと言えるように思われる。

17世紀,ケプラーは光の本性について推測を述べた。ケプラーによれば,光はその 源である物質によって放射される粒子である。光の伝播は瞬時的な過程であると彼は 考えていた。

光の本性に関する首尾一貫した理論はニュートンによって提唱された。

ニュートンの見解についてはより詳しく論じなければならない。なぜなら,エーテルの構造および光学現象におけるその役割という問題にきわめて大きな注意を払ったのは,他ならぬニュートンであったからである [8]。ニュートンは光線が持つ互いに独立した「内在的」性質として,次の性質を定めた: 直線性,反射の法則と屈折の法則に対する従属性,速度,単色光 [simple light]の色の不変性および周期性(「反射と屈

折のしやすさの交互の発作」^[訳注]),偏極および回折。「原理」のこのような多さが光学 を煩雑で習得し難い,難解な科学に変えてしまった。そこには,見出された光の内在 的性質のすべてがそこから導き出される,一般的原理が欠如していた。

ニュートンは光学現象の波動的解釈が可能であることを認めていたが、光はエーテ ルに作用し、エーテル中に振動を引き起こす粒子の流れであると考え、粒子説を選ん だ。光の伝播の直線性と偏極現象を説明しようとするときに波動説に生じる困難は、 あまりにも重大であるとニュートンには思われた。このことが彼を粒子説(あるいは 流出説)の展開に駆り立てた。それによれば、光は放射体からごく微小な粒子の形で 伝播するとされる。

光の偏極という概念は 1704~1706 年にニュートンによって初めて光学に導入された。ただし, 偏極に起因する現象はそれ以前にも研究されていた(結晶中における複屈折は 1669 年にバルトリンによって発見され, ホイヘンスは 1678~1690 年にその理論的検討を行った)。ニュートンによれば, 偏極は光の「内在的」性質であり, 光粒子によって形成される光線に対する光粒子の一定の配向によって説明される。

エーテル仮説がニュートンに初めて現れたのは 1672 年,「ニュートンの光と色彩の 理論」に対するフックの論争的批評に対する回答書においてであった。ニュートンは 光の流出仮説と波動仮説を比較して,次のように書いている。「エーテルの振動は,い ずれの仮説においても等しく有用であり,かつ必要である。なぜなら,もし光線が, 発光体によりあらゆる方向に放出される微小粒子からなっているとすると,それらの 粒子は,屈折面または反射面に入り込んだとき,水に投げ込まれた石がそうするのと 同じほど不可避的に,エーテル中に振動を励起するからである」。しかし,この主張は エーテルの性質の説明を必要としていた。

ニュートンはこう書いている(1675年の『回想録』)。

「多くの点において空気と同じ構造を持ち,しかしそれよりはるかに希薄で,微細 で,弾性の大きな,ある種のエーテル媒質が存在すると予想される。(略)しかし,そ の媒質は一様な物質*であると予想することはできない。エーテル媒質は,空気が各種 の蒸気や発散物と混合した鈍重な空気体 [phlegmatic body of air] から成り立っているのと 多くの点で同様に,一部は主たる鈍重なエーテル体 [main phlegmatic body of ether] から, また一部はそれ以外のエーテル精気 [ethereal spirits] から成り立っているのである。電 気素と磁気素 [eletctric and magnetic effluvia] および引力の原理は,そのような多様性を裏 づける証拠となっているように思われる」。

さらに、ニュートンは次のように書いている。「光線は、(略)(2つの媒質の境界上 において――引用者)剛性で抵抗力を持つエーテルの表面に衝突すると、その表面上 において振動を引き起こすであろうと、私は推測する。その振動は、希薄な媒質中に おいても、高密度の媒質中においてもあらゆる方向に伝播してゆく。その振動は、音 を生じさせる空気の振動と同様に衝撃から生まれ、その物理的表面に存在するエーテ ルを交互に圧縮・膨張させながら、それが始まった場所において最も強く継続する。

^[訳注]「反射と屈折のしやすさの交互の発作 (alternate fits of easy reflection and easy refraction of light)」 は、ニュートン環において生じる奇妙な現象を説明するためにニュートンが用いた表現。この表現は「反 射と屈折」ではなく「反射と透過(transmission)」として紹介されている場合もある。

なぜなら,光によって物体中に生じる熱が示しているように,光は物体粒子を運動さ せることができ,ましてや,それより微小なエーテルを熱し,運動させることができ るからである。光は運動を粗大な物体粒子に対して直接的にではなく,エーテルを介 して伝えている公算がより大きい」。

ニュートンはこう考察している。「光線が媒質に, 媒質が大きく収縮しているときに 衝突した場合には, その表面はあまりにも高密度で剛性が大きいので, 媒質は光線を 反射させるのでろうと, 私は推測する。しかし, それとは別の時点, すなわち媒質が 2 つの振動の間の中間にあるとき, または媒質がそれほど収縮しておらず, 密度も高 くないときに光が表面に衝突した場合には, 光は表面を通過し, 屈折する」。

ニュートンは、2 つの薄い透明板の色彩と干渉環について、エーテルの振動は、その振動を引き起こした光より大きい速度で伝播するという理由によって説明し、次のように書いている。「そのように推測した場合、何か透明な物体の薄膜あるいは薄板に 光が入ったとき、1 番目の表面を光が通過したことによって励起された波は、光線を 次々と追い越してゆく。ある光線が2番目の表面に到達したとき、その表面において 波の高密度の部分と希薄な部分のいずれが光線に追いついたかに応じて、波は光線を そこで反射させるか、または屈折させる」。

しかしそれより後、ニュートンは光学現象の記述をエーテルを用いて説明する試み を事実上放棄した。エーテルは、『光学』の第1版(1704年)ではただ単に論じられ ていなかっただけであるのに対し、1706年の版では鋭く否定されている。

ホイヘンスは、レオナルド・ダ・ヴィンチの着想に従い、またグリマルディ [Francesco Maria Grimaldi] とフックの研究成果を発展させることにより、多数の音響現象と光学現象の間のアナロジーから出発した。彼は、光の励起はエーテルの弾性振動のパルスであると予想した。

「光の偏極」という用語は 1808 年に E.L.マリュス [Étienne-Louis Malus] によって提案 された。光の偏極を基礎とする様々な効果に関する幅広い研究の始まりには、マリュ ス, J.B.ビオ [Jean-Baptiste Biot], A.J.フレネル, F.アラゴ, D.ブルースター [David Brewster] らの名前が結びついている。光の偏極が光の干渉効果において発現していることは、 それを理解する上で本質的な意味を持っている。2 つの直線偏光が互いの間の角度が 直角のときは干渉しないという事実こそが、光波は横波であることの決定的証拠とな った。ヤング [Thomas Young]、フレネル、アラゴによるこの方向性での研究 (1816~1819 年)が波動説の勝利を決定づけた。

それと同じ頃, P.S.ラプラスとビオの研究では粒子説がさらに発展しつつあった。粒 子説の支持者たちは、粒子説による回折現象の説明は、パリ王立科学アカデミーによ って 1818 年に制定された賞に値するとみなすべきであると提案した。しかし、その 賞は、波動説にもとづいて研究を行ったフレネルに与えられた。

それと同じ年、フレネルは光の伝播に対する地球の影響という、きわめて重要な問題と取り組んでいた。アラゴは、光行差を除き、星からの光と地上の光源からの光の間に違いはないことを見出した。それらの観測結果にもとづき、フレネルは光エーテルは運動物体によって部分的に引きずられるという説を創出した。この説は1851年にフィゾーによる直接測定によって裏づけられた。フレネルはアラゴと共同で偏光の

干渉について研究し、互いに垂直な平面中における2つの光線はけっして干渉しない ことを見出した。この事実を、当時一般に受け入れられていた光波は縦波であるとい う予想と整合させることはできなかった。この発見をアラゴから教えられたヤングは 生じた矛盾の解決策を見出し、光の振動は横振動であると提案した。

光の偏極は J.C.マクスウェルの研究において説明を見出した。光は弾性振動ではな く、電磁波であることがマクスウェルによって示された。物質の電子理論が構築され た際、振動子の着想と光の電磁波説がドルーデ、ヘルムホルツおよびローレンツによ って統合された [9~11]。この時期には、自然界には世界媒質たるエーテルが存在す るという予想にもとづいて理論を構築する方法により、様々な光学効果を説明しよう する多種多様なきわめて多数の試みが一連の研究者によって行われた。しかし、平均 して見ると、それらの試みは成功を収めることができなかった。エーテルに関するす べての理論、モデル、仮説は、ある現象を説明することはできても、それとは別の現 象において克服し難い矛盾に突き当たった。

光学現象の研究はその後も続いた。1888~1890年, A.G.ストレトフは光電効果を検 出した [12]。この効果は,後にアインシュタインによって光子的理解にもとづいて説 明された。1899年, P.N.レベデフは光圧を発見した [13]。20世紀における光学の発 展は,量子力学および量子電気力学と密接に結びついている [14~17]。そして,光学 現象の物理的本質は満足すべき説明をどうして得ることができなかったにもかかわら ず,光学現象の説明はもはやエーテル存在仮説を必要としておらず,それらの現象を 記述する数学的法則があればそれで十分であるということになった。

粒子説と波動説の間の闘争は 20 世紀に入っても続いた。量子力学の登場が,エネ ルギーの離散的放出という公準を導入し,エネルギーの単位量を光子と決定したこと により,当時存在していた絶対黒体の放射の問題を解決した。光子のエネルギーは放 射振動数の1乗に比例している,すなわち

E = hv

(ここで,hはプランク定数)であることが公準として設定された。1924年,ルイ・ ド・ブロイは,光は粒子と波動の二重性を持つという公準を定式化した。それによれ ば,光だけでなく,任意の質量も粒子的性質と波動的性質を持ち,そのとき,質量が 大きいほど,波動はより短く,振動数はより高くなる。このことの物理的本質はまっ たく理解されていないにもかかわらず,そのような設定は満足すべきもののように思 われたことから,それは現在,量子力学の基礎の一つとみなされている。

実は、巨視的世界における多数の現象は粒子と波動の性質を持っている。例えば、 波は、ボートの大きさが波長よりも小さいときは、ボートを揺らす。しかし、その同 じ波が、ボートの長さが波長より大きいときは、粒子としてのボートの舷側を打つ。 他にも様々な例がある。

現在、光学は一般的には幾何光学、物理光学および生理光学に分類されている。

幾何光学は光の本性という問題は脇において、光の伝播の経験則から出発し、相異なる光学的性質を持つ媒質の境界において屈折・反射する光線、および光学的に一様な媒質中における直線的な光線という理解を用いている。幾何光学の課題は、座標に

対する屈折率の依存性が既に知られている媒質中における光線の経路を数学的に研究 すること,あるいはそれとは逆に,そのとき,光線が所与の経路に沿って進むような 透明体と反射体の光学的性質と形状を見出すことである。この領域に関しては,原理 的な問題点についてコメントするべきことはまったくない。

物理光学は光と光学現象の本性に関する諸問題を検討する。物理光学は、光とは横 方向の電磁波であると主張する。ただし、その波の本性は物理光学では検討されない。 それを検討する領域は、古典電気力学の一般方程式——マクスウェル方程式——を数 学的基礎とする波動光学である。そこでは、媒質の性質は物質定数——誘電率と透磁 率——によって特徴づけられ、これらの物質定数が媒質の屈折率 $n = \sqrt{\epsilon \mu}$ を決定する。 それは事実上、幾何光学と同じであるが、しかしここでは、光の物理的本質に関する 問題が生じており、この問題に対する答えは昔も今も存在しない。

生理光学は生物物理学および心理学と密接な関係を持ち,目から大脳皮質にいたる までの視覚分析器と視覚のメカニズムを研究する。ここでもまた,光と光受容器の相 互作用に関する問題に対するいかなる答えも存在しない。

上に列挙した欠点にもかかわらず,光学のすべての領域は実際上の目的のために幅 広く応用されている。物理学の様々な成果にもとづいた多数の光源が創出され,光技 術の科学は光学と生理学の諸法則を考慮している。分光学的研究は多くの点で物質構 造の解明を可能にした。微生物や物質構造の研究から宇宙研究にいたるまでの実に 様々な用途の多数の光学機器が創出された。このように,一科学領域としての光学の 成果は巨大である。しかしそれでもやはり,光学現象および光の最も基礎的な担体で ある光子の本質は,依然として未知のままである。

光学は古くからの歴史を持っているにもかかわらず,マクスウェルがその有名な方 程式を発表した直後から,電気力学者たちがその数学的道具立てを適用する試みを開 始したところ,それからかなり早い段階で,光子の伝播がマクスウェルの法則とある 点で一致していないことが明らかになった。問題は,要するに,半導電性媒質(海水) 中における光の減衰は,そのような媒質中における平面電磁波の減衰法則とまったく 一致していないことが判明したということである。

マクスウェルはその研究において、電磁振動と光の伝播速度は同一であり、

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$$

(ここで、 $\varepsilon_0 \ge \mu_0$ は、それぞれ、真空の誘電率と透磁率)であることを示した。

彼に続くすべての研究者たちは、まさにこのことにもとづいて光と電波は同じもの であり、周波数の範囲が異なっているだけであるという結論を下し、その結果、光は 単一の電磁振動周波数表に含まれることになった。

周知のように、平面電磁波は、半導電性媒質中においてはマクスウェルの法則に従って次のように減衰する。

$$H = H_0 e^{\left(\frac{\mu_0 \mu \sigma \omega}{2}\right)^{1/2} r} \tag{1.1}$$

ここで、Hoは媒質の境界面、例えば海水面上における磁場強度; µは媒質の相対透磁

率; σ は媒質の電気伝導率; $\omega = 2\pi f$ であり, fは電磁波の周波数; rは媒質の境界面からの距離である。

実践は、この公式が海水中における平面電波の減衰を完全に裏づけていること、そしてこの公式が透明な海水中における光の減衰と完全に食い違っていることを示している。海水の電気伝導率が $1 \Omega^{-1} \cdot m^{-1}$ 、周波数が1 mHzのとき、電磁波の完全減衰は水深3 mにおいて生じる。

$$r_1/r_2 = \sqrt{(f_2/f_1)} \tag{1.2}$$

であること、また緑色光の場合、波長は5.6・10⁻⁷mであり、これは周波数5・10¹⁴Hzに 相当することを考慮すると、マクスウェルにもとづく計算値の場合には、海水中への 光の透過深度として

 $r_2 = r_1 \sqrt{(10^6/10^{14})} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

が得られる。したがって、光が透過する水深は3·10⁻⁴ m = 0.3 mm以下でなければな らないはずである。ところが実際には、光はおよそ 150~200 m の水深まで透過して いる。このように、ここでの理論と実践の食い違いは 50 万倍(!)にも達している。

理論はこのことを、そのような周波数のとき、海水はその電気伝導性を失うという 理由によって説明しているが、その理由は説明されていない。実は、このことは、光 子の構造は平面電波の構造とはまったく一致しておらず、また、上記の計算において は最も重要な2つの要因――光子のエネルギーは光子を形成している渦の総数に比例 していること、また光子の各渦が持っている内部エネルギー――が排除されていると いう理由により、きわめて簡単に説明される。

このことは、光と電磁波は質的に異なった物理現象であることを意味している。それゆえ、唯一の特徴――速度――の同一性にもとづいて、それらが同じものであるという結論を下してはならない。

このように、光の本性に関する研究をさらに続ける必要がある。

1.2. 光速度測定の歴史

光が2点間を通過する時間を測定する方法で光速度を決定する最初の試みを行った のはガリレイであった。彼はランプを持った2人の人間をある距離をおいて配置し, それらの操作者に,信号を受けた瞬間にランプの覆いを開いたり閉じたりさせた。測 定される時間と操作者の反応時間が比べものにならないほど異なっているため,この 実験は成功しなかった。

光速度測定の試みは17世紀に成功を収めた。1675年,若きデンマーク人レーマー [Ole Christensen Rømer]は、木星のある衛星の影が木星の表面上に現れる時刻が、1年の うち別の時期に観測した場合と比べ、周期的に16分36秒だけ早くなることに気づい た。レーマーは、その時刻の差の原因は、地球が1年に1回、木星から最短距離の所 にあり、それから6カ月後に木星から最大距離の所にあるという事情にあると決定し た。レーマーは、その時刻の差は、光が地球の軌道を横切る時間に等しいと考えた。 その距離を16分36秒で割ることにより,彼は毎秒186000マイルという速度を得た。

地球表面の2つの地点の間を通過する光の速度を測定することが初めて可能になっ たのは、それから173年経った1849年のことである。選ばれた距離は10マイルであ った。フランスの科学者フィゾーは実験を次のように設定した。光のパルスを遠く離 れた鏡に送り、光が戻ってくるのに要する時間を測定する。光ビームは次の方法でパ ルスに分割された。光ビームを、高速回転している円盤の周縁に刻まれた凸部と凸部 の間を通過させる。円板が十分大きな速度で回転しているとき、光のパルスは、円盤 が小さい角度——凸部と凸部の間の1つの中間部の幅——だけ回転する時間とちょう ど同じ時間をかけて鏡に到達し、戻って来る。フィゾーの円板には720個の凸部が設 けられており、円板は毎秒25回転する。光源から鏡までの往復距離が知られている ので、フィゾーはそれにもとづいて光速度を計算し、毎秒194000マイルという結果 を得た。

1862年、フランスの物理学者 J.B.L.フーコーは 1838年に F.アラゴが発表した着想を 実現し、歯車円板の代わりに高速回転する鏡を用いた実験を行った。回転鏡から反射 した光ビームは基線の方向に向かい、別の鏡に当たって反射し、再び回転鏡に戻って 当たるが、その間、回転鏡は小さい角度だけ回転している。

基線の長さがわずか 20 m のとき,フーコーは,298000±500 km/s の光速度を見出 した。

フーコーの方法は A.マイケルソンの研究において最大の発展を得た[18, 19]。

それからおよそ 20 年後,マイケルソンがアナポリスで講師として働いていた頃, 光速度測定問題は新たな意味を持った。一方では,マクスウェルによって定式化され た電磁理論は,光速度は水中では空気中より小さくなければならないことを主張して いた。他方では,ニュートンの粒子説からは,水中における光速度は空気中より大き いという結論が導き出された。1860~1870 年代には,この矛盾の解明が物理学におけ る最も喫緊な研究課題となった。任意の媒質中における光速度の正確な測定方法が科 学にとって不可欠となった。

マイケルソンはこう語っている。「光速度が人間の理解にとって捉え難いほど大き いという事実と、他方においては光速度をきわめて高い精度測定する原理的可能性が 存在するという事実が、この課題を、これまで研究者の前に立ちはだかった諸問題の 中で最も魅力的な問題の一つにしている」。

航海術上の多数の天文学的問題にとっても光速度を知ることが重要となっていた。 アメリカ合衆国議会はこの問題の研究資金を同国の有名な天文学者サイモン・ニュー カムに割り当てた。1877年,若き海軍少尉マイケルソンは,きわめて単純な装置を用 いた光速度測定方法を突然思いついた。彼の研究結果はそれから6カ月後の1878年 5月に『アメリカン・ジャーナル・オブ・サイエンス』において発表された。

その年の夏,マイケルソンの妻の父が装置の改良のために彼に2000ドルを与えた。 光ビームの経路はそれまでの30倍以上まで延長されて700mとなり,干渉画像のシ フト量は2 cmではなく,13.3 cmとなった。マクスウェルは,光速度は毎秒300000 kmでなければならないと予言していた。マイケルソンの結果は毎秒299895±30 km であった。彼はマクスウェルの予想を10000分の1の精度で裏づけたのである。 マイケルソンはその全生涯を通じて絶えずこの測定に立ち戻り,無数の方法によっ てその結果をさらに精緻化しようと試みた。1926年,74歳のとき,彼は光ビームが ウィルソン山の頂上からサンアントニオ山の頂上に送られる,つまり22マイルを往 復する新たなシステムを採用した。回転鏡はきわめて高い精度で製作され,その目的 で特別に開発された装置によって駆動された。マイケルソンは自分がそれ以前に得た 測定結果の正しさを裏づけた。

それから2年後の1928年,76歳のとき、マイケルソンは真空中における光速度を 測定するための装置を手に入れた。そのための資金を彼に与えたのはウィルソン山天 文台、シカゴ大学、ロックフェラー財団、カーネギー社であった。F.G.ピーズ[F.G.Pease] とF.ピアソン[F.Pearson]がマイケルソンの助手を勤めた。アーバイン・ランチ[the Irvine Ranch (カリフォルニア州オレンジ郡サンタアナ市)]における巨大な装置の配置の決定と距離 の測量は米国沿岸測地測量局の職員によって行われた。真空は波形圧延鋼板で作られ た長さ約1マイルの管内において創出されることになった。管は直径3フィートで、 実験場所には60フィート管の状態で送り届けられた。

光は繰り返し反射することで8マイルの距離を進行しなければならない。距離の測 定は100000分の1の精度で行われた。システム全体内において地球大気の1500分 の1の希薄度が創出された。抽気には48時間かかった。抽気を行うごとにあれこれ の部分に不具合が現われ、真空が損なわれたため、すべての作業を何度も最初からや り直さなければならなかった。

アナポリスにおける最初の装置の値段が 10 ドルであったのに対し,このシステム は5万ドルもの費用を要した。それは、マイケルソンの最も壮大なプロジェクトであ った。作業が進む一方,彼の健康は悪化し始めた。直接的な測定作業はマイケルソン の指導の下でピアソンによって行われた。

1930年には数百回の観測が行われた。全部で約3000回の実験が実施された。真空中における光速度は平均して毎秒299774kmであることが明らかになった。その死の 直前にマイケルソンによって書かれた研究論文の題名は、1878年にアナポリスで印 刷された彼の最初の論文とまったく同じ、「光速度の測定方法について」であった。

19世紀に行われた光速度測定は、その直接的な課題を達成しただけでなく、物理学においてきわめて大きな役割を果たした。それらの測定は、光は波動的本性を持ち、 光学は電磁理論と密接な関係を持っているという考え方をさらに裏づけた。測定され た光の速度は、電磁単位系と静電単位系の比から計算された電磁波の速度と一致して いた(1856年のW.ウェーバー[Wilhelm Eduard Weber]とR.コールラウシュ[Rudolf Hermann Arndt Kohlrausch]による実験、およびそれより後にマクスウェルによって行われたより 正確な測定)。

現代の光速度測定においては、近代化されたフィゾーの方法が用いられている。その方法では、歯車の代わりに、電気光学的な回折、干渉その他の、光ビームを完全に 遮断または弱化させる光モジュレーターが用いられている。光源としてのレーザー、 安定した周波数を持つ超音波モジュレーターの適用、また基線長の測定精度の向上が 測定誤差を低下させ、*c* = 299792.5±0.15 km/cという光速度の値を得ることを可能に した。 既知の基線の通過時間にもとづく直接的な光速度測定の他に,さらに高い精度を与 える間接的な方法も広く用いられている。

現在にいたるまで、国際電気通信連合第12回総会(1957年)の決議によって真空 中における光速度は299792±0.4 km/sとみなされている。しかし、1972年、アメリカ の科学者スティーヴンソン [K.M.Evenson か?] はクリプトンを標準として光速度を測定 し、299792456.2±0.8 m/sという値を得た。それゆえ、各種の標準において基礎とさ れている光速度の値はさらに見直される可能性がある。^[訳注]

光速度の正確な値を知ることは、特に、電波測位、可視光測位および距離測定にお ける無線信号あるいは光信号の通過時間にもとづく距離決定との関連において大きな 実践的意義を持っている。この方法は、測地学や人工衛星の追跡システムにおいて特 に幅広く適用されており、地球と月の間の距離の正確な測定やその他一連の課題の解 決のために利用されている。

筆者は重要な物理現象の一つとしての光の速度の研究者たちに対していかなる批判 的意見も持つ者ではないが、光速度はあらゆる種類の物理的信号にとって上限をなし ていると宣言している現代物理「理論」には、完全に不同意であることを表明しなけ ればならない。これまで行われたすべての光速度測定は、異なる物理的本性を持つ、 それ以外の種類の信号の伝播速度とはいかなる関係も持っておらず、また、持ち得な い。それどころか、光速度自体は、アインシュタインの相対性理論の信奉者たちの主 張に反して、外的な諸要因に依存している可能性がある。それら中で主要な要因をな しているのは、地球と太陽系だけでなく、我々の銀河系のすべての星がその流れの中 に存在している、エーテル風である。

1.3. 光速度とエーテル風

19世紀末に行われたマイケルソン-モーリーの実験により,エーテル風は存在せず, したがって自然界にはそのようなものとしてのエーテルはそもそも存在しないことが 証明されたという見解が世界の科学界では確立しているにもかかわらず,実際には, その見解は皮相であるばかりでなく,根本から誤った見解である。そのような見解は, 科学における相対論学派の支配権の維持に利害関係を持ち,それゆえ,あえてその地 位を危うくしようとする勇気を持つあらゆる人間を貶めることを容赦しない,アイン シュタインの特殊相対性理論の追随者たちによって支持されている。

実際には、マイケルソンの実験(1881年)とマイケルソン-モーリーの実験(1887年)が示したのは、世界空間中において絶対的に静止している、万物を透過するエー テルというローレンツの仮説が裏づけられなかったことのみにすぎない。それゆえ、 エーテル風の探求においても、エーテルの性質の決定においても、それとは原理的に 異なるアプローチが必要とされる[22,23]。

エーテル風に関する実験はその後も一連の研究者によって継続された [20~31]。しかし、その中で最大の成功を収めたのは、ケース応用科学学校(米国カリフォルニア

[[]訳注] この段落における国際機関名,人名および数値の正確性は確認できなかった。

州)教授デイトン・クラレンス・ミラー [Dayton Clarence Miller] であった。ミラーはウィルソン山天文台(標高 1860 m)においてエーテル風のきわめて多数回の測定を行い、統計的に有意な確実な結果を得た [24~28]。

エーテル風は、それまで予想されていたように黄道面内ではなく、黄道面に対して 垂直に吹いていること、そして地軸はその方向に対して 26°傾いているため、地球表 面におけるエーテル風の速度は 24 時間の間に変化することがミラーによって解明さ れた。その速度の変化は標高の増大によっても生じる。その速度は、標高が小さい所 では 3~3.5 km/s であり、標高 1860 m では 8 km/s から 10 km/s の間で変動している。

マイケルソンとその助手たちによって行われ, 1929 年にその結果が発表されたエ ーテル風の測定に関する実験[29,30]は、ミラーの結果を裏づけた。

1973~2000 年に Yu.M.ガラエフ(ハリコフ)によって行われたエーテル風の測定は, やはりミラーのデータを裏づけた [31] だけでなく,さらにいくつかの新たな側面を 明らかにした。エーテル風の速度は,1 年のうち何カ月間かはゼロまで低下し,次に 符号を変え,その後は以前の値まで戻っている。解析は,そのような歪みの源は太陽 であることを示した。すなわち,太陽の周りに太陽の固有のエーテル流が形成され, そのエーテル流が,銀河起源のエーテル風の主要な流れに影響を及ぼしているのであ る。

これらすべてのことは、光速度は、地球表面で行われる実験にせよ、宇宙で行われ る実験にせよ、あらゆる実験において様々な変動にさらされることを意味している。 それらの変動を考慮する必要があるにもかかわらず、そのようなものとしてのエーテ ルは自然界には存在しないという主張との関連から、それらはこれまでまったく考慮 されてこなかった。

銀河起源のエーテル風の流れの地球表面に対する吹き付けのスキームを図 1.1 に, 太陽がその近傍において創出するエーテル流のスキームを図 1.2 に示す。太陽は,極 領域においてエーテルを吸い込み,赤道全体からそれを吹き出すことにより,まるで 遠心ポンプのように作用している。太陽の黄道面は赤道面に対して傾いており,それ ゆえ,地球は,銀河からのエーテル流と太陽からのエーテル流が足し合わされている 領域から,それらが互いに差し引かれている領域に移行している。まさにこのことが, 得られた結果を説明している。

球に対する気体流の吹き付け速度の変化の理論的依存性 [H.シュリヒティング [Hermann Schlichting]]を図 1.3 に示す。この図から,球の表面に対する気体流の速度は, 球からの距離が増大するにつれて増加することが分かる。このことは、ミラーが得た エーテル風の高度依存性を完全に説明している。

エーテル風にはもう1つの成分が存在することに注意する必要がある。それは、地 球全体によって吸収されるエーテル流である。このエーテル流は、陽子――高密度の エーテルトロイダル渦―の表面の温度と自由エーテルの温度の差によって引き起こ される。気体中においては温度は圧力に比例しているので、それら2つの圧力の差が 形成され、その差の作用の下でエーテルは第2宇宙速度で地球本体の中に入って行き、 一部は地球によって吸収され、このことが地球の膨張をもたらし、一部は地球の外に 放出される。

159 第2部 第1章 光学現象発見史



図1.1. 地球の周りのエーテル風の流れ: 1-高圧エーテルゾーン; 2-低圧エーテ ルゾーン; 3-大洋からの水分捕獲ゾーン; 4-冬期に大気の空気を捕獲するエーテルト ロイダル束縛渦



図1.2. 地球軌道に対するエーテル風の方向: (a)太陽系の形成初期と現在; (b)太陽が 創出するエーテル風に対する地球の年間移動



図 1.3. 球の周りの気体流の流れ: (a)気体流の方向; (b)球の表面からの距離の増大 に伴う気体流の相対速度の変化図

エーテル風の測定を行った一連の研究者たちは、測定装置に関してだけでなく、方 法論に関してさえも重大な誤りを犯し、その誤りによって肯定的結果を得ることがで きなかったという点を指摘しなければならない。

R.J.ケネディー [R.J. Kennedy] と K.K.イリングワース [K.K. Illingworth] は面積1 m²の比較 的小さい干渉計を設計した。その干渉計にはグレーディドミラーが取り付けられてお り,彼らの意見によれば,これによって装置の感度を著しく上昇させるとともに、ミ ラーの干渉計と比べて経路長を短縮することができた。装置全体は,温度を均等化す るためにヘリウムが充填された鉄製の箱の中に密閉されていた。ヘリウムの充填は, 気密化が良好に行われていたことを物語っている。測定はミラーと同じウィルソン山 で行われた (1926~1927 年)。結果は否定的なものであった。

当時,エーテルは万物を透過するという主張が支配的であったため,これらの実験 者たちにとって,エーテル流は箱の鉄壁を透過することができないということは思い もよらないことであった。実際には,そのような測定は,密閉された室内に置かれて いる風速計を見て屋外で吹いている普通の風の測定を行い,屋外では風が吹いていな いだけでなく,空気自体も存在しないという結論を下すようなものである。

A.ピカール [A.Piccard] と E.スタエル [E. Stahel] もそれと同じ誤りを犯した。彼らはそれと同じ大きさの干渉計を携えて気球に乗り、上空 2500 m まで上昇した。気球は特殊なプロペラで回転していた。しかし、結果は不確定であったが、結論は断定的であった。——エーテル風は存在しない、すなわち、そのようなものとしてのエーテルは存在しない。

方法論の面での最も馬鹿げた誤りを犯したのは、Ch.タウンズ [Ch.Towenes] (メーザーの発明者でノーベル賞受賞者) とその助手の J.P.セダーホルム [J.P. Cedarholm] であった。 彼らは回転円板上に 2 台のメーザーを配置し、エーテル風の影響による、方向転換角 度に対する振動周波数 (25 kHz) の変化の依存性を発見しようとした。彼らは、エー テル風の作用の下で、エーテル風の速度に比例した周波数のドップラーシフトが観測 されるはずであると予想していた。そのような依存性は検出されず、上記と同じ結論 が現われた。――エーテル風は存在せず、エーテルも存在しない、特殊相対性理論は 正しい。

これらの科学者たちは、相互に静止している振動源と受振器においては周波数のシ フトは原理的に存在しないこと、そして実験をそのようなやり方で設定したことによ り,彼らはこの問題における自分自身の無知を証明しただけであることを忘れていた。 残念ながら、この実験の結論は科学界において広く宣伝された。

このように、光速度があれこれの形で利用されているあらゆる実験は、エーテル風 の存在を考慮するだけでなく、結果の歪曲を回避するためのしかるべき措置を取らな ければならない。

そのような必要性があることは、様々な研究者によって行われたいくつかの実験が 証明している。

1. Yu.M.ガラエフ(ハリコフ, 1993年)は気象条件に対する電波の伝播速度の依存 性を研究する任務を与えられた。彼は研究を進めるうちに、その速度の周期的変化が 気象条件の変化だけでなく、1 日のうちの時間や季節にさえ依存していることに気づ いた。彼は実験条件を改善することにより、観測結果の気象条件に対する依存性と、 1 日間および1年間の周期的依存性とを分離した。得られた結果と D.C.ミラーによる エーテル風の測定結果との比較は、それらの完全な相関を示した。エーテル風を考慮 することにより、気象条件に対する電波の進行速度の依存性を明確に特定することが 可能になった。

2. 低高度衛星(地表からの高度約 200 km)の追跡を専門的に行っているクリミアの観測所において、衛星の光学的像が、それと同じ衛星の電波測位像と約 35 秒角だけずれていること(そのとき、望遠鏡と電波測位装置の誤差はそれぞれ1秒角以下であった)、また、その差のベクトルは1年間のうちに360°方向転換し、ちょうど1年後に初期位置に戻ることが検出された(図 1.4)。



図1.4. 衛星の相異なる像: 1-真の位置; 2-電波測位像; 3-光学的像; 4-電波測位 装置; 5-光学的像の受光器; C-太陽

この研究において, 観測者たちは, 地球に吹き付けるエーテル風による光およびレ ーダービームのドリフトを考慮していなかった。

そのドリフトを考慮すれば、その効果を説明するだけでなく(衛星から反射した太陽光線は衛星から地球までの距離を1回だけ進行するのに対し、レーダービームはそ

の距離を2回進行する。それゆえ、光とレーダービームはエーテル風によって相異なる仕方でドリフトされる)、衛星の真の位置をより正確に捉えることができたはずである。

3. 地球の自転速度と公転速度に関する一連の研究から明らかになったように、これら2種類の回転は経時的に不安定である。その不安定性は相対的に小さいが、それでも天文学的方法を含め、様々な方法によって測定することができる。基準とみなされている星の方向自体が、その星が放射する光や月が反射させる光が地球に吹き付けるエーテル流の中を通過する際に変化している可能性があることに注意を払う必要がある。

波としての光の横方向へのドリフトの計算は現実とは一致しておらず,実際には光 はそれより小さくドリフトしていることに注目する必要がある。なぜなら,光子は波 ではなく,高密度の渦構造物であるからである。そのドリフトのある種のアナロジー を,煙突による煙の放出のうちに見て取ることができる(図1.5)。そこでは,煙の層 流は風によってドリフトされるが,風による煙塊 [puff]のドリフトの度合はそれより はるかに小さい。



図 1.5. 普通の煙と比べた場合の風による煙環のドリフトの小ささ

4. エーテル流の速度は一定ではなく、したがってエーテルの運動がそれに対して影響を及ぼしている光速度も変化することを考慮する必要がある。

第1に、地球表面に対するエーテル流の速度は、高度の減少とともに減少する。

第2に,エーテル流の速度と方向に対しては,その場所の物体,すなわち山岳や丘陵,さらには建物さえもが著しい影響を及ぼす。

第3に,光または電波の速度に対するエーテル流の影響を計算する際は,第2宇宙 速度で地球に入って来るエーテル流を考慮する必要がある。

結論

1. 光に関する学説の発展の歴史においては、2つの構想、すなわち光を粒子流として理解する粒子説と、光をエーテル中を伝播する波として理解する波動説が長い間にわたって競い合っていた。20世紀にルイ・ド・ブロイがこれら2つの構想を粒子と波動の二重性という1つの構想に統合した。

2. 正統派科学においては、光の物理的本質は今にいたるまで解明されていない。光 と電磁波は同じ部類の現象であり、それらは周波数の範囲が異なっているだけである とみなされているが、しかし実際には、それらは相異なる現象である。なぜなら、半 導電性媒質、例えば海水中における減衰は、光と電磁波では何桁も異なっているから である。これに対する説明もまた、正統派科学においては見出されていない。電磁気 現象の物理的本質も正統派科学においては解明されていない。

3. これまでに行われた光速度に関するすべての研究は,空間中におけるエーテル流の移動が及ぼす影響を考慮していなかった。自然界におけるエーテルの存在自体が正統派科学によって否定されているからである。しかし,エーテルは存在するのであるから,それぞれの種類の測定を行う際には,エーテルが存在する事実およびエーテルのバルクが移動する事実を考慮する必要があるか否かを決定しなければならない。さもないと,測定誤差が許容し難いほど大きなものになってしまう可能性がある。

第2章 光の構造的組織化

2.1. 光子の構造

様々な研究者によって行われた研究の過程で,光およびその基本的構成要素である 光子の基礎的性質が解明された。その性質とは次のようなものである[1]。

1. 光の最小要素である光子はその内にエネルギーを持っており, プランクの法則に よれば, そのエネルギーは周波数に比例している。すなわち,

$$E = h\nu \tag{2.1}$$

ここで、 $h = 6.62 \cdot 10^{-34}$ J·sはプランク定数である。

2. 原子によって放射された光は偏極している。光は普通の光線中では偏極していない(円偏極)。なぜなら,相異なる原子は光を相異なる時点に放射し,個々の単位量 [portion]の光は相互に独立して放射されるからである。

3. 粒子としての光子は電荷をもっていない。

4. 光子は+1 と-1の2 つスピン値のうち一方を持つことができる。

5. 光は圧力を持っている。したがって、光子は質量を持っている。

6. 光子は空間中において局在化しており,真空中を直線的に伝播し,一定不変の速度を持っている。このことが光子を粒子流に似たものにしている。

7. 光は干渉と回折という性質を持っている。このことが光子を波とみなすことを可能にしている。

8. 互いに平行に配向している光子は干渉し,互いに垂直に偏極している光子は干渉しない。

これまで様々な研究者によって考案されたすべての光子モデルは,上に列挙した性 質を総合的に満足することができていない。創出されたいくつかの理論は,光子と光 の性質全体を矛盾なく記述することだけにとどまっており,光子の構造を解明してお らず,また,光がまさにそのような性質を持っているのはなぜなのかを説明していな い。

それだけではなく、今のところしかるべき意義が与えられていない、さらにもう 1 つの性質が検出されている。すなわち、光と電磁波は同じ部類に属する現象とみなさ れており、その論拠は、光と電磁波は同じ速度で伝播するということである(この主 張を裏づけるそれ以外の論拠は事実上存在しない)にもかかわらず、半導電性媒質(海 水)中における光の減衰は、そのような媒質中における平面電磁波の減衰法則とまっ たく一致していないことが判明したのである。

周知のように、平面電磁波は、半導電性媒質中においてはマクスウェルの法則に従って次のように減衰する。

$$H = H_0 e^{\left(\frac{\mu_0 \mu \sigma \omega}{2}\right)^{1/2}} r \tag{2.1}$$

ここで、H₀は媒質の境界面、例えば海水面上における磁場強度; µは媒質の相対透磁

165 第2部 第2章 光の構造的組織化

率; σ は媒質の電気伝導率; $\omega = 2\pi f$ であり, fは電磁波の周波数; rは媒質の境界 面からの距離である。

実践は、この公式が海水中における平面電波の減衰を完全に裏づけていること、そ してこの公式が透明な海水中における光の減衰と完全に食い違っていることを示して いる。

海水の電気伝導率が1Ω⁻¹・m⁻¹,周波数が1mHzのとき,電磁波の完全減衰は水深 3mにおいて生じる。電磁波の減衰が周波数の2乗根に比例して生じること,すなわ ち

$$r_1/r_2 = \sqrt{(f_2/f_1)} \tag{2.2}$$

であること、また緑色光の場合、波長は5.6・10⁻⁷mであり、これは周波数5・10¹⁴Hzに 相当することを考慮すると、マクスウェルにもとづく計算値の場合には、海水中への 光の透過深度として

$r_2 = r_1 \sqrt{(10^6/10^{14})} = 3 \cdot 10^{-4} \text{ m}$

が得られる。したがって,光が透過する水深は3·10⁻⁴ m = 0.3 mm以下でなければな らないはずである。ところが実際には,光はおよそ 150~200 m の水深まで透過して いる。このように,ここでの理論と実践の食い違いは 50 万倍(!)にも達している。

理論はこのことを、そのような周波数のとき、海水はその伝導性を失うという理由 によって説明しているが、その理由は説明されていない。しかし実際には、それは推 測以上のものではない。なぜなら、それはまったく研究されたことがないからである。

実は、このことは、光子の構造は平面電波の構造とはまったく一致しておらず、また、上記の計算においては最も重要な2つの要因――光子のエネルギーは光子を形成している渦の総数に比例していること、また光子の各渦が持っている内部エネルギー ――が排除されているという理由によってきわめて簡単に説明される。

J.J.トムソンは光子の渦モデルを構築しようと試みた [2]。しかし,彼のモデルは偏極現象の説明という基本的な要求にすら応えていなかった。なぜなら、トムソンが光子のモデルとして提案していた単純な渦環は、そのような性質を持っていないからである。

上に挙げた光のすべての性質は,エーテル動力学的渦にもとづいて容易に説明される。

光子の形成は,励起された原子の電子殻のエーテル中における振動の結果として理 解することができる。

原子の電子殻は、十分な弾性を持ったエーテル束縛渦である。電子殻に衝撃が加わ ると、電子殻上に凸部と凹部が生じ、それらが原子の中心の周りで振動する。励起さ れたらせん渦電子殻は、振動子ながら、その表面に隣接するエーテル層中においてら せん細流を励起する。そのとき、そのらせん細流中のエーテル流の方向は、電子殻の 表面層中におけるエーテル流の方向と一致している。このことは容易に説明すること ができる。なぜなら、電子殻の衝突する側におけるエーテルの圧力は、擾乱を受けて いない媒質中における圧力よりも大きいからである。エーテルらせん細流は、周囲エ ーテル中において、その細流に対して縦方向の変位を創出する。そのような細流は、 流体力学における要素らせんダブレット [elementary helical doublet] に相当する。各気体 中におけるのと同様、ダブレットは媒質のらせん流を創出する。しかし、エーテル細 流はらせん性を持っているため、創出された要素渦もらせん性を持つことになる。

電子殻の凸部が戻り運動をすると、その反対の側が衝突する側となり、その結果、 2番目の側の上に第2の気体細流が創出され、その気体細流がやはりらせん構造を持っている第2の渦を形成する。2つの渦は交互に創出され、そのとき、電子殻の凸部の運動が、2つの渦を交互に、それらの将来の運動方向へ押しやり、形成されつつある光子に初期運動量を与える(図2.1)。



図 2.1. 励起された原子の電子殻による光子の形成: 1-励起された原子; 2-誘導され たエーテル細流; 3-渦同士の間のエーテル流

光子の運動は、その光子 [単数] の渦 [複数] の隣接する表面上におけるエーテルの運動方向を向いている。すなわち、それは、普通の環状渦において生じるのと同様である。原子の大きさはおよそ10⁻¹⁰ mであるから、ダブレットの大きさもそれと同じオーダーでなければならない。形成された渦の閉鎖は著しく大きな領域内で生じる可能性があり、その領域は次の渦の出現によってのみ制限される。したがって、光子中の渦の大きさは、それらの渦を創出した振動子――励起された電子殻――の振動周波数によって制限される。

互いにチェス盤状に配置され、互いに離れているエーテル線状渦からなる、らせん 渦構造の形をした光子を図 2.2 に示す。このような形成物は、流体力学においてカル マン渦列(図 2.3) [3~5] と呼ばれている類似物を持っている。この構造においては、 1 列目の渦がある方向に回転しているとすると、2 列目の渦はそれとは反対方向に回 転している。光子の波長とは、1 つの列に含まれる渦の中心同士の間の距離である。 光子の各渦は質量を持っているのだから、光子が粒子であり、同時に波でもあること が容易に分かる。

光子を構成している渦はらせん構造を持っている。したがって、それらの渦の軸に 沿ってエーテル流が存在している。1 列目の渦の中のエーテル流がある方向を向いて いるとすると、2 列目の渦の中のエーテル流はそれとは反対方向を向いている。その エーテル流に対し、渦はダブレットとしても立ち現れる。それゆえ、渦軸に沿って流 れるエーテル流は、1 列目の渦から 2 列目の渦に移行し、反対側の端面においてはそ れとは逆に、2 列目の渦から 1 列目の渦に移行する。



図 2.2. 光子の構造: (a)縦断面; (b)スピン-1の場合の横断面; (c) スピン+1の場合の 横断面 [図中の B は B]

渦の端面におけるらせん渦流の閉鎖は,渦運動が,光子に隣接する空間の狭い領域 の範囲外に伝播しなくなるという結果をもたらす。光子は,周囲エーテル中において はいかなる円周運動も創出せず,したがって電気的に中性な粒子として感受される。

普通の渦環と同様,線状渦系は直線的に移動することになる。なぜなら,線状渦系 内においては

$$\sum_{i=1}^{n} \Gamma_i = \sum_{i=1}^{n/2} \Gamma_{1i} + \sum_{i=1}^{n/2} \Gamma_{2i} = 0$$
(2.2)

である、すなわち、すべての線状渦の円周速度の循環の総和はゼロに等しい、言い換 えると、線状渦の2つの列の循環の総和同士は互いに対して反対方向を向いているか らである。

各渦中における軸流の方向は原理的に2つあり得る(エーテルの左巻らせん運動と 右巻らせん運動)ので、本来、スピンが取ることができる値は2つである。スピンの 第3の値はゼロである。この値は、軸流が存在しておらず、光子を形成している線状 渦がまったく連結されていないことを意味している。線状渦にとってそのような状態 は不安定であり、それゆえ、構造全体は分裂して個々の渦環となり、それらは急速に 拡散する。

励起された原子の電子殻によって光子が形成される場合には、その過程は相対的に 長い時間続き、その間に光子の著しく多数の渦が形成される。光の古典論から知られ ているように [22 [ママ]]、単独原子による光の放射時間は次のようになる。

$$\tau = \frac{3m_{\rm e}c^3}{2\omega_0^2 e^2} \tag{2.3}$$



図2.3. カルマン渦列: (a)流れの構造; (b)水中のカルマン渦。カメラは渦と一緒に動いている。(c)円筒の背後におけるカルマン渦列(*Re* = 105のとき)。左側部分に渦列形成の初期段階が見える。(d)空気媒質中におけるカルマン渦のモデル化; (e)渦列の存在の最終段階における渦列の流れの構造

ここで、 $m_e \ge e$ は、それぞれ、電子の質量と電荷である。 ω_0 の代わりに可視領域における平均周波数 ($\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ m、すなわち $\omega_0 = 4 \cdot 10^{15}$ s⁻¹)を取り、 $m_e = 9 \cdot 10^{-31}$ kg $\ge e/m_e c = 1.76 \cdot 10^7$ を代入すると、 $\tau \approx 10^{-8}$ sが得られる。

振動子の振動周波数はおよそ10¹⁴ Hzであるから、その放射時間の間に、すなわちエネルギーがe分の1に減少する時間の間に、振動子はおよそ10⁶回振動することが容易に分かる。

したがって、原子の放射の結果得られる光子は、1 辺がおよそ 2 λ のほぼ正方形の断面とおよそ10⁶ λ の長さを持つ渦形成物、すなわち細長い渦糸でなければならない。波長が 0.5 µm (緑色光)の場合、要素光子は1 µm × 1 µm × 0.5 mの寸法を持つことになる。しかし、波長が同一の場合でも、光子の長さはきわめて多様なものであり得る。カーセル [Kerr cell]を用いることにより、光子は任意の長さの諸部分に切断することができる。

光子は有限な長さを持っている。なぜなら、各渦の形成は、励起された電子殻のあ る一定の振動値のときにのみ可能であり、振動子の振幅のある最小値以降においては、 渦は媒質中においてもはやそれ以上形成されなくなるからである。この過程は、原子 の振動の各半周期の間における、励起した原子の電子殻のバルクの一部の剥離とみな すこともできる。 固体の原子間距離が10⁻¹⁰ mであるのに対し,光子の幅と厚さはおよそ10⁶ mである ことが知られている。したがって,1 個の光子の断面積上には10⁸個の原子が収まる。 このことは,各光子の創出には1 個ではなく,多数の原子が関与しており,それらが 光子にそのエネルギーを与えているということを意味している。原子が多数の場合に は,各原子にとっての放射抵抗は低下し,それらの原子は同期状態に入り,放射時間 は光子の創出に関与する原子の数に比例して増大する。このように,光子の長さは不 変量ではない。

多数の原子が同期的かつ同相的に振動している場合には、それらの原子が、それら に隣接する領域中において共通のエーテルらせん細流を共同で形成することにより、 原子が消費するエネルギーは最小となる。なぜなら、それ以外のどの場合にも、励起 され振動している電子殻と細流の間に追加的な粘性摩擦が発生し、そのため、細流の 位相に先行している位相を持つ原子の減速が生じ、また逆に、位相が振動子より先行 している細流はその振動子にエネルギーを与え始め、その結果、遅行している原子は 細流の位相の方へ引き寄せられるからである。こうして、励起された相異なる原子の 電子殻の振動の、相互の同期化と同相化が生じる。そのとき、互いに隣接する領域中 において創出された光子の同方向の渦は互いに引き寄せられるようになり、共通のエ ーテル流を創出する(図 2.4)。



図 2.4. 相異なる原子によって形成された光子の共通の渦系への結合

光子の創出に関与する原子の数の増大は光子の長さの増大だけでなく,波長が維持 されたままでの光子の横断面増大,ならびに光子中のエーテル密度の上昇をももたら す。なぜなら,複数のダブレットによって形成されたらせん細流中における圧力は, 1 個のダブレットによって形成されたらせん細流中における圧力よりも高くなるから であり,またそれだけでなく,周波数が固定されている状態での細流の強度の増大は, 各渦の構造の再編成をもたらすからである。それはちょうど,気体渦中において生じ るように,渦壁が高密度化し始め,気体の全体的な質量と密度が増大し始めるのと同 様である。 コヒーレント光の現実の光源はけっして点状ではなく、その面積は少なくとも数 mm²を占めている。ところで、そのような光源から出た光は、2 つの光ビームに分割 された後、共通のスクリーン上に集められると、干渉像を創出する能力を持っている。 このことは、2 つの光ビーム中の光子は同じ周波数だけでなく、単一の位相も持って いることを意味している。そうでないとすると、干渉像は得られないはずであるから である。図 2.4 には、同じ周波数の光子は単一の系を創出する能力を持っており、そ の系内におけるすべての光子は同相であることが示されている。このことは、コヒー レント光の面積を持つ光源のすべての原子もまた、各時点において互いに同期化して いることを意味している。

電子と陽電子の衝突時における光子の形成は、上記において検討されているものと は本質的に異なっていなければならない。そこで生じているのは、らせんトロイドの 間における1回限りの相互作用であるからである。衝突したとき、電子と陽電子は崩 壊し、別の構造を形成しなければならない。そのような構造再編の様々なバリエーシ ョンの1つを図 2.5 に示す。



図 2.5. 電子と陽電子の消滅時における光子の形成

電子と陽電子はそれぞれ4つの部分に分裂し、それらの部分の方向転換が生じ、その結果、2つの光子が形成される。それらの各光子のスピンは、軸流が存在するにもかかわらず、おそらくゼロであると思われる。こうして得られた光子は、原子の放射の結果形成された光子とは異なり、波連を形成しない。飛散する光子は互いに垂直に 偏極している。

このように、電子と陽電子の消滅の結果形成された光子は、原子の放射の結果形成 された光子とは本質的に異なっている。当然のことながら、ここに述べたすべてのこ とは実験的検証を受けなければならない。

光子中の渦系のエネルギーは次式によって決定される [23 [ママ]]。

$$E = \frac{\rho}{4\pi} \sum_{i=1}^{n} \Gamma_{1i} \Gamma_{2i} \iint \frac{\cos \alpha}{r_i} dl_{1i} dl_{2i}$$
(2.4)

ここで、 Γ_{1i} 、 Γ_{2i} は渦対の強度; r_i は渦対の軸間距離; dl_{1i} 、 dl_{2i} は渦の線素; α は それらの線素の間の角度である。このとき、二重積分は渦糸の軸に沿って取られ、総 和は、1回ごとに、存在するすべての渦糸対を含んでいる。

渦間距離が小さいほど、渦系のエネルギーが大きいことは明らかである。渦間距離 は同じ列内に存在している渦と渦の間の距離,すなわち光子の波長λに厳密に比例し ているのだから,

$$E \sim \frac{1}{\lambda} \sim \nu \tag{2.5}$$

(ここで、νは光子の振動周波数)となる。これはプランクの法則と完全に一致している。プランクの法則は、事実上、相互作用する渦の系のエネルギーに関する表式に対応しているのである。

プランクの法則を上の表式と比較すると、原子によって創出された光子のすべての 渦は、同一の内部エネルギーを持っていると結論することができる。これは自明なこ とではないが、しかし、光子の内部エネルギーは外部効果においては発現していない。 一方、プランクの法則は、光子のエネルギーのまさにその外部への発現に対しては十 分に厳密である。人工的な電磁放射の創出に際しては、この事情が重大となる。なぜ なら、各渦の創出のために消費される放射源のパワーが増大したときにおける、各渦 内におけるエネルギーの蓄積という問題が生じるからである。

プランクの法則とマクスウェル方程式においては,光子の内部エネルギーはまった く考慮されていない。光子の内部エネルギーは次の成分からなっている。

・各渦のエネルギー

・光子を形成している渦全体のエネルギー

・結合エネルギー

光子の構造中の各エーテル渦に含まれるエーテル細流の内部回転エネルギーこそが, そのエーテル渦の強度と形状を決定している。エーテル渦がその内部に持つエネルギ ーがより大きいほど,エーテル渦を形成しているエーテル細流の周速度はより大きく なり,エーテル細流の角速度もより大きくなるので,渦の質量が同じとき,渦の直径 はより小さくなる。今最後に述べた点は,気体力学の命題から直接導き出される。

渦の端面の大きさは渦の軸間距離によって決定され、したがって渦創出の周波数に のみ依存しているのだから、エネルギーの蓄積は、各渦の中心部において、その中心 部の直径の減少によって生じなければならない。すなわち、周波数が同じとき、各渦 に注入されるエネルギーがより大きいほど、その中心部(コア)の直径はより小さく ならなければならない。それゆえ、各エーテル渦は、その中央に細い高密度の部分を 持っており(図 2.2)、そのエネルギーの主要部分はまさにそこに蓄積されている。そ の部分はエーテル渦の質量の主要部分を含んでいる。

光子を形成している渦全体のエネルギーは、ある列の渦から別の列の渦へ流れ移る、 端面エーテル流によって光子の全体に分配される。それゆえ、光子の先頭を進む渦が エーテルの抵抗に打ち勝つ際に生じるその渦のエネルギー損失は、その光子を形成し ているすべての渦によって補填される。 ここでは、少数の渦(渦の最小個数は 3)からなる短い光子のエネルギーと、数百 万個の渦からなる長い光子のエネルギーを区別しなければならない。それらの光子の 外的性質——周波数とプランクエネルギー——がまったく同一であっても、それらが 持つ透過力は本質的に異なったものとなる。すなわち、半導電性媒質中において、短 い光子は長い光子より著しく急速に減衰する。

このように、一体的な渦構造物としての光子の内部エネルギー $E_{\rm ph}$ は次の 3 つの成分からなっている。

・光子の周波数特性のみを考慮している、プランクエネルギー

・各渦の内部エネルギー

・光子の構造中における渦の数に比例する、渦全体のエネルギー

光子の内部エネルギーは次のように記述することができる。

$$E_{\rm ph} = h' n E_{\rm v} \nu \tag{2.6}$$

ここで、h'は比例係数であり、プランク定数のある種の類似物; nは光子を形成している渦(振動)の個数; E_v は各渦のエネルギー; vは光子の周波数(普通,電波工学では文字fで表される)である。

上記の2つの事実――光子全体のエネルギー,すなわち光子の渦系全体のエネルギーに関する事実,および各渦の中心部におけるエネルギーの蓄積に関する事実――から,光子の構造は半導電性媒質中における減衰に関するマクスウェルの法則には従っていないという,きわめて重要な帰結が導き出される。

あらゆる物質*的形成物の場合と同様,光子の場合にも

$$E = E_{\text{ext}} + E_{\text{int}} \tag{2.7}$$

(ここで, *E*_{ext}は(他の系との関係における)外部エネルギー; *E*_{int}は内部エネルギー)が成り立つ。空間中を並進運動している光子の場合の外部エネルギーは,あらゆる運動物体の場合と同様,

$$E_{\rm ext} = mc^2/2 \tag{2.8}$$

である。

光子の内部エネルギーとは、エーテル流のらせん回転のエネルギーである。マクス ウェルのエネルギー分布則によれば、らせん回転エネルギーは移動エネルギーと等し い、すなわち

$$E_{\rm ext} = E_{\rm int} \tag{2.9}$$

であると考えることができる。

したがって、光子の全エネルギーは、普通そうされているように、

$$E_{\rm ph} = mc^2 \tag{2.10}$$

とおくことができる。

$$dE_{\rm ph} = c^2 dm \tag{2.11}$$

の形でのこの表式は、1912年、0.ヘヴィサイドがマクスウェル方程式に関する検討に もとづき、自然界にエーテルは存在するという予想を考慮に入れて得たものである。 173 第2部 第2章 光の構造的組織化

光子中の磁場エネルギーと電場エネルギーの相等性

$$W_H = \frac{\mu H^2}{4\pi} = W_E = \frac{\varepsilon E^2}{4\pi}$$
 (2.12)

は、そのような各場に関して、エーテル流――トロイダル流と円周流――に伴う回転 エネルギーと移動エネルギーも互いに等しく、2つの場に関して互いに同一であると みなすことを余儀なくさせる。

しかし,上記の表式においては,光子の質量とエネルギーの他ならぬ主要部分がそ こに集中している,光子のコアのエネルギーが考慮されていない。

波長 $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ の光子を例として、光子の平均密度を決定しよう。

光子の1個の渦の質量を既知の表式

$$E_{\rm ph} = m_{\rm ph}c^2 \tag{2.13}$$

から決定し、さらに

$$E_{\rm ph} = h\nu = hc/\lambda \tag{2.14}$$

であることを考慮すると、

$$m_{\rm ph} = \frac{h}{c\lambda} \tag{2.15}$$

が得られる。ここで、 $E_{\rm ph}$ は光子のエネルギー;hはプランク定数; ν は光子の周波数; λ は光子の波長;cは光速度である。

1個の渦の質量は

$$m_{\rm ph} = \frac{6.6256 \cdot 10^{-34}}{3 \cdot 10^8 \cdot 5 \cdot 10^{-7}} = 4.42 \cdot 10^{-36} \,\rm kg \tag{2.16}$$

となる。

光子の1個の渦の体積は、およそ

$$V_{\rm ph} = 4 \cdot \lambda^3 \tag{2.17}$$

であるから、この場合には

$$V_{\rm ph} = 4(5 \cdot 10^{-7})^3 = 5 \cdot 10^{-19} \,\mathrm{m}^3 \tag{2.18}$$

となる。

したがって, 光子の平均密度は

$$\rho_{\rm ph.mean} = m_{\rm ph} / V_{\rm ph} = 4.42 \cdot 10^{-36} / 5 \cdot 10^{-19} \approx 10^{-17} \,\mathrm{kg} \cdot \mathrm{m}^{-3}$$
 (2.19)

となる。すなわち,光子の平均密度は自由エーテルの密度 [8.85・10⁻¹² kg/m³] より著し く小さい。もちろん,そのような渦は,それ自体としてはけっして存在することがで きないはずである。すなわち,そのような渦は,その存在をコア――そこにおける密 度が自由エーテルの密度より著しく高い中心部――に負っているのである。コアの体 積をおよそ

$$V_{\rm co} = 10 d_{\rm co}^{3} \tag{2.20}$$

とみなし、渦の質量のほぼすべてがコア中に存在すること、すなわち、コアの密度は

$$\rho_{\rm co} = m_{\rm co} / V_{\rm co} \approx m_{\rm ph} / 10 d_{\rm co}^{-3} \le \rho_{\rm p}$$
(2.21)

であることを考慮すると、もしコアの密度が陽子の密度 ($\rho_p = 4 \cdot 10^{17} \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$) と同じであるとすれば、光子のコアの直径は

$$d_{\rm co} = \left(\frac{m_{\rm ph}}{10\rho_{\rm p}}\right)^{1/3} \approx 10^{-18} \,\mathrm{m}$$
 (2.22)

となるはずである。

ただし、もしそうであるとすると、光の透過力は、実際の透過力より何倍も大きい ということになる。それゆえ、コアの直径は光子の渦の直径より著しく小さいとは言 え、しかしその小ささの程度はそれほどのものではない。おおよその見当としては、 コアの直径は光子の渦の直径よりせいぜい 2~3 桁だけ小さいにすぎないであろうと 推測することができる。

このように、高密度のコアの存在は、一方においては、光子の構造を非圧縮性媒質 中におけるような構造とは異なった仕方で理解することを余儀なくさせていると同時 に、他方においては、光子の安定性という事実、また光子同士が相互作用しない理由 を説明している。

光子と渦列の各渦中におけるコアの存在は、海水中における光の高い透過性を説明 している。現代電気力学の理解にもとづいた場合には、10¹⁴~10¹⁵ Hzの光周波数のと き,およそ1~10 siemens/mの電気伝導率を持つ海水中における光の減衰は数 mm の水 深で生じなければならない。光の現実の透過力は 100~150 m であり、それより 5 桁 大きい。そのような周波数においては海水の電気伝導率は減少するという理由でこの 事実を説明しようとする普通の試みは、いかなる根拠も持っていない。このように、 次なるパラドックスが存在する。

しかし,光子および光子の各渦の構造に関する上記の諸点を考慮すれば,海水中への光子の侵入メカニズムはより明瞭となる。光子のエネルギーは,平面電磁波としての光子の中にはまったく含まれていない。そのエネルギーは,コア,および多数の渦からなる光子全体の中に含まれているのである。

2.2. 空間中における光子の移動

空間中における光子の移動の特徴について検討しよう。

175 第2部 第2章 光の構造的組織化

線状渦系としての光子の運動の原因は,普通の渦環の場合と同様,光子自体の諸部 分の渦運動による媒質中における気体流の創出である。この意味において,光子の運 動法則は,普通の渦環の運動法則と原理的に異なっていてはならない。

光子が形成される際には、渦環が形成される際と同様、周囲媒質の圧力による渦の 圧縮が生じ、このことが渦のエネルギーの増大と渦の直径の減少をもたらす。光子を 渦環と区別する特徴は、光子が形成される瞬間に圧縮を受けるのが主として線状渦の 中心部であり、その結果、コアが形成されるということである。それ以降の運動過程 においては、光子のエネルギーは、基本的に渦が回転するときにエーテルの粘性摩擦 に打ち勝つためにのみ消費される。

光子の並進運動においては、気体の渦環の並進運動におけるのと同様、3 つの段階 が区別されなければならない [6~9]。

運動の第1段階は,光子の形成の直後における光子の運動である。あらゆる渦環の 場合と同様,光子においては,光子の構造と速度の確立に関連するすべての基礎的な 遷移過程は,(4~5)λの長さ(渦環の場合は渦環の直径の4~5倍の長さ)内において, すなわち,およそ5·10⁻⁶mの長さの経路内において,およそ2·10⁻¹⁴ sの時間内に終了 しなければならない。

光子の初期運動速度は、光速度――確立後における光子の速度――とは等しくない。 なぜなら、光子を形成したエーテルの質量は原子に対して静止していたからである。 エーテルのその質量は慣性を持っており、したがって光子の加速は指数関数的に生じ なければならない。[次式のT_{ph.longi}は光子の縦運動の時間]

$$v_0 = c - (c - c_0)e^{-\frac{t - t_0}{T_{\text{ph.longi}}}}$$
(2.23)

以上に述べたことから,光子の加速時間は10⁻¹⁵~10⁻¹⁴ sの範囲内にあると考えることができる。もちろん,相異なる波長の場合,加速時定数は相異なるものとなる。

原子の放射によって形成された光子は渦列であることを考慮すると、同一の光子中 において、渦列が形成されつつある時間においては、相異なる過程が進行していると みなさなければならない。渦の形成後、放射中の原子から波長5個分以上遠ざかった 部分においては、すべての基礎的過程は既に完了している。それに対し、まだ原子の 近傍に存在している部分においては、それらの過程はまだ継続している。光子の加速 時定数は、光子の運動方向に対して横方向のエーテル細流に光子が入ったときの光子 の横方向の変位の時定数と区別されなければならない。横方向の変位の時定数は、光 子のコアに対するエーテル流の横圧力とコアの質量によって決定され、光子の縦運動 の時定数より何倍も大きい。

光子の運動の第2段階は、10²⁴~10²⁵ mまでの区間内、またおよそ10¹⁷~10¹⁸ s(数 +億年)の生存時間内に収まる、主要経路全体上における光子の安定的運動である。

あらゆる気体渦と同様,光子の渦の半径と光子の波長は経時的に次の法則に従って 増大する[25 [ママ]]。

$$\Delta R(t) = \alpha(\lambda)L(t) \tag{2.24}$$

ここで, *a*は小さいパラメーターである。その大きさは, 空気渦の場合は 0.01~0.001, エーテルの場合はそれより著しく小さい。

光子は形成された時点においてある初期波長と大きさを持っていることを考慮する と、上式は次の形に書いた方がより正しい。

$$R(t) = R_0 + \alpha R L(t) \tag{2.25}$$

または

$$\lambda(t) = \lambda_0 + \alpha \lambda L(t) \tag{2.26}$$

この表式をスペクトルの「赤方偏移」に関するハッブルの法則と比較すると

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = H \frac{L(t)}{c}$$
(2.27)

(ここで、 $H = 3 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ はハッブル定数)となり、次式が得られる。

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_0 \frac{H}{c} L(t)$$
(2.28)

すなわち,

$$\alpha \lambda = \lambda_0 \frac{H}{c} = \lambda_0 \frac{3 \cdot 10^{-18}}{3 \cdot 10^8} = 10^{-26} \lambda_0$$
(2.29)

 $\lambda_0 = 5 \cdot 10^{-7} \text{ m}$ の場合は, $\alpha \lambda = 5 \cdot 10^{-33}$ となる。 渦系が進んだ距離は次式によって決定される。

$$L(t) = \frac{R_0}{\alpha} \left[\left(1 + 4 \frac{\alpha v_0}{R_0} t \right)^{1/4} - 1 \right]$$
(2.30)

 $\alpha v_0/R_0 = 2H$ とみなすと、この式は光子に関して次式を与える。

$$L(t) = \frac{ct}{2Ht} \left[(1 + 8Ht)^{1/4} - 1 \right]$$
(2.31)

これに対応して, 光子の速度は

$$c_{\rm ph} = \frac{ct}{(1+8Ht)^{3/4}} \tag{2.32}$$

となる。

したがって、光子の速度を不変とみなしてはならない。光子の速度は経時的に減少するのである。ただし、光子は環状渦系ではなく、線状渦系であることを考慮すると、その依存性はそれほど強いものであってはならない。表式(2.32)から導き出されるように、この表式が正確に満たされている場合には、*Ht* = 1のとき、光子の速度はわずか 0.37 *c*となる。

環状渦と光子の性質の違いは、光子と媒質の密度の違い、環状渦によって創出され る媒質流の形状と光子によって創出される媒質流の形状の違い、渦同士の境界上、特 に境界層中における非線形現象、そして重要なのは、光子の線状渦中には高密度のコ アが存在する点に見出すべきである。これらの点が総合的な形で、普通の渦より高い 光子の安定性をもたらしているのである。 プランクの法則の表式を遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」に関するハッブルの 法則[10]に代入すると、光子の運動の第2段階の間における光子のエネルギー損失 に関する法則を定めることができる。周知のように、遠方銀河の星のスペクトルは、 波長が増大する方向へのスペクトルのいわゆる「赤方偏移」が存在するという特徴を 持っている。「赤方偏移」に関する法則は天文学者のハッブルによって導出され、彼の 名前を与えられた。すなわち、

$$z = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} = H \frac{L}{c}$$
(2.33)

ここで、 λ_0 は光源の波長; λ は観測者が受け取った光の波長; Lは光源から観測者までの距離; cは光速度; $H = 3 \cdot 10^{-18} \text{ s}^{-1}$ はハッブル定数 ($T = 1/\text{H} = 3.3 \cdot 10^{17} \text{ s} = 10^{10} \text{ y}$)である。

光子のエネルギーはプランクの法則

$$E = h\nu \tag{2.34}$$

によって決定される。

$$\lambda = c/\nu \tag{2.35}$$

であることを考慮すると、次式が得られる。

$$\dot{z} = \frac{E_0 - E}{E} = \frac{\Delta E}{E} = -H\frac{\Delta L}{c}$$
(2.36)

または、極限において

$$\frac{\mathrm{d}E}{E} = -H\frac{\mathrm{d}L}{c} \tag{2.37}$$

これを積分し、L = 0のとき、 $E = E_0$ であることを考慮すると、次式が得られる。

$$E = E_0 e^{-\frac{H}{c}t} = E_0 e^{-10^{-26}L} = E_0 e^{-10^{-10}t}$$
(2.38)

ここで、距離Lはメートル単位で、時間tは年単位で測定される。

このようにして,光子のエネルギー損失に関する自然指数関数則が得られる。これ は,現在一般に認められているように「宇宙の後退」の結果ではなく,光子がその中 を進行するエーテルの粘性の結果とみなすことができる。光子の波長が2倍に増加す る時間は次の関係式によって決定される。

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_0} = \frac{E_0}{E_2} = e^{\tau/3.3 \cdot 10^{17}} = 2$$
(2.39)

これより,

$$\tau = 3.3 \cdot 10^{17} \ln 2 = 2.31 \cdot 10^{17} \text{ s} = 7 \cdot 10^9 \text{ y}$$
(2.40)

光子の運動の第3段階は、その形成からおよそ100億年~200億年後、光子の生存 の最終段階に訪れる。この時間の間に、光子はエネルギーを2.7分の1ないし7.3分 の1まで失う。光子のエネルギー損失はその安定性に影響しなければならない。光子 の構造は崩壊しつつあり、コアは既にそのエネルギーを使い果たし、もはや存在しな 178 第2部 第2章 光の構造的組織化

い。光子は分裂して破片になり,互いに衝突し,こう表現してよければ,「光子ガス」 を形成する。光子はそのガスの中で衝突し合い,最初に持っていた方向を失う。

環状渦とのアナロジーに従えば、この段階においては、光子を形成しているエーテ ル物質*の減速、さらには拡散、そして渦運動とは結合していない自由状態への移行が 生じなければならない。おそらく、その生存の第3段階における光子は、いわゆる宇 宙空間の背景放射(「残存」放射)として感受されるか[11]、あるいは少なくとも、 その放射の一部をなしているものと思われる。

上に挙げた関係式は,媒質中における渦の拡散に関する既知の理解 [9] と定性的に 合致している。

2.3. 遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」

遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」とは、星によって放出される電磁放射の周波 数が低下するということである。そのような周波数の低下はドップラー効果に起因し ており、宇宙が膨張していることを証明しているとみなされている。宇宙の膨張それ 自体は、かつてある時宇宙の全質量がそこに集中していた特異点のビッグバンの結果 である。ビッグバン後、全質量は飛散し始め、それは現在も進行している。「赤方偏移」 はまさにこのことを証明しているとされている[12]。

その周波数の低下が「赤方」と呼ばれている理由は、周波数スペクトルがスペクト ルの赤端の方へ、すなわち紫色の部分の波長よりも長い波長の方へ偏移しているから である。赤方偏移は1912~1914年にアメリカの天文学者 V.スライファー [Vesto Melvin Slipher]によって発見され、1929年、より遠い銀河からのスペクトルはより近い銀河 からのスペクトルよりも強く変位しており、近似的に距離に比例していることがアメ リカの天文学者 E.ハッブルによって解明された。その結果、電磁放射の波長の増大の 法則が定められ、ハッブルの法則と呼ばれるようになった [10]。すなわち、

$$z = \frac{v_0 - v}{v_0} = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda}$$

正統派宇宙論は「赤方偏移」という事実を完全に一義的に解釈している。すなわち, 銀河のスペクトルの「赤方偏移」とは宇宙の膨張の結果によるドップラーシフトであ り,そのとき,銀河の後退速度は,それらの銀河が互いにより遠く離れているほど大 きい。ハッブルは,ある銀河が我々からより遠い所にあるほど,その銀河はより大き い速度で遠ざかっていることを明らかにした。この,局所的観測地点から遠ざかるに つれて増大する速度を持つ,可視的宇宙の向心的「後退」という現象そのものが,ハ ッブルの法則と呼ばれるようになった。数学的には,この法則は次のようにきわめて 単純な形で定式化される。

v = Hr

ここで、*v*は銀河が我々から遠ざかる速度; *r*は銀河から我々までの距離; *H*はいわゆるハッブル定数である。ハッブル定数は実験的に決定され、現時点ではおよそ70 km/(s・Mpc)(キロメートル毎秒毎メガパーセク。1 Mpc はほぼ 330 万光年に等し

179 第2部 第2章 光の構造的組織化

い)という値が与えられている。これは,我々から 10 Mpc 離れた銀河は我々から 700 km/s の速度で,100 Mpc 離れた銀河は 7000 km/s の速度で遠ざかっている,等々ということを意味している。そして,そもそもハッブルは,我々に最も近いわずかな数の銀河の観測結果にもとづいてこの法則に到達したにもかかわらず,それ以降に新たに発見された,可視的宇宙内の天の川銀河からそれよりはるかに遠く離れた多数の銀河のうちどれ1つとして,この法則から外れていないとされている。

実際には、ある量(この場合は銀河間の距離)に対する別の量(この場合はスペク トルの周波数)の関数的依存関係としての「赤方偏移」は、銀河の「後退」や宇宙の 膨張とはまったく無関係な解釈を含め、無数の解釈を持つことができる。しかし、そ の客観的分析に対し、政治的成分、すなわち、当該の事実が既存パラダイム(この場 合はアインシュタインの相対性理論)の裏づけとなることに対する利害関係が介入し ている。それゆえ、それ以外の解釈は検討されることなく、与えられた目的に応える ドップラー的解釈が、唯一可能な解釈としてうやうやしく扱われている。

2.4. 背景放射

背景放射(または宇宙マイクロ波背景放射)[11]とは,高度の等方性と,温度2.725 Kの完全黒体に特徴的なスペクトルを持つ宇宙電磁放射である。ロシア語文献で普通 用いられている残存放射という用語は、ソ連の宇宙物理学者 I.S.シクロフスキー [losif Samuilovich Shklovsky][13]によって導入された。彼は、かつてある時宇宙の全質量がそ こに集中していたある種の特異点の「ビッグバン」の結果が宇宙の起源であることが、 この用語によって強調されると考えたのである。

残存放射はジョージ・ガモフ, ラルフ・アルファー, ロバート・ハーマンが創出し た最初の熱的ビッグバン理論にもとづいて,1948年にこの3人によって予言された。 さらに, アルファーとハーマンは残存放射の温度は5Kでなければならないことを明 らかにしたが, ガモフは, それは3Kであると予言した[2[ママ]]。空間の温度のい くつかの推定はそれ以前にも存在していたが,それらはいくつかの欠点を持っていた。 第1に, それらは空間の有効温度のみの測定であり,放射スペクトルはプランクの法 則に従っていることは想定されていなかった。第2に,それらは,天の川銀河の縁辺 における我々の特殊な位置に対して依存しており,放射は等方的であることを想定し ていなかった。それだけでなく,もし地球が宇宙のどこか別の場所に存在していたと すれば,それらの推定はまったく別の結果を与えたかもしれない。

背景放射の存在は 1965 年に実験的に裏づけられ,ペンジアスとウィルソンはその 発見により 1978 年にノーベル賞を受賞した。1983 年,宇宙機器からの残存放射の測 定に関する最初の実験 RELIKT-1 が行われた。1992 年 2 月, RELIKT-1 の実験データの 解析にもとづき,ロシアの科学者は残存放射の異方性が発見されたことを発表した。 その双極的異方性はおとめ座への方向に沿った速度≈ 370 km/sの太陽系の運動と一 致している [5 [ママ]]。

宇宙論的な赤方偏移とともに,残存放射はビッグバン理論の主な裏づけの一つとみ なされている。 残存放射は宇宙の存在の初期段階から保存されており、宇宙を一様に満たしている とみなされている。均衡状態の確立は、ビッグバン――宇宙の誕生の始まり――から 40万年後に訪れた。それ以後、放射温度は低下し、現在は 2.725 K となっているが、 これは完全黒体のスペクトルと一致している。

実際には,背景放射は,光子が宇宙エーテル中に完全に溶解する直前の段階に既に 至ったときにおける,光子によるエネルギー損失の結果として生じたのである。

0.2 mm にピークを持つ, 波長 0.05 mm から 100 cm までの残存放射のスペクトル強度分布はきわめて興味深い(図 2.6) [2 [ママ]]。



図 2.6. 温度 2.7 K の完全黒体の放射スペクトルと事実上一致している残存放射のスペクトル

紫外放射の境界は波長 0.4 μm, 赤外放射の境界は波長 0.7 μm である。水素の共鳴 波長は 0.1216 μm, ヘリウムの共鳴波長は 0.0584 μm である。0.05 mm の波長は光子 の崩壊の開始を意味し, 100 cm の波長は,光子がエーテルの渦形成物としての生存を 停止したときにおける,エーテル中への光子の完全溶解を意味している。このことか ら,ハッブルの法則に依拠することにより,情報の担体としての光子の寿命(波長 0.05 mm まで)および残存放射としての光子の生存の終了段階(波長 0.05 mm から 100 cm まで)の時間的長さを見出すことができる。

光子のエネルギー損失に関する自然指数関数則は,現在一般に認められているよう に宇宙の「後退」の結果ではなく,光子がその中を進行するエーテルの粘性の結果と みなすことができる。

同一の光子の相異なる時点における波長の比は次式のようになる。

$$\frac{\lambda_2}{\lambda_0} = \frac{E_0}{E_2} = e^{\Delta \tau / 3.3 \cdot 10^{17}}$$
(2.39)

ここで, Δτ, sはそれらの時点の間の時間間隔である。これより,

$$\Delta \tau = 3.3 \cdot 10^{17} \ln \lambda_2 / \lambda_0, s = 10^{10} \ln \lambda_2 / \lambda_0, y$$

となる。

最大の光を放射している若い星は、4.2·10⁻⁷ mから4.9·10⁻⁷ mまでの波長に相当す る青い色を持っている。また、0.05 mm から1 m までの残存放射の全波長域は、200 億年から1500億年までの時間間隔の中で形成される。それより遠い星からの光は我々 に到達しない。光子は安定性を完全に失い、エーテル中に溶解するからである。
光子の運動のこの段階は、その形成からおよそ 100 億~200 億年後、光子の生存の 最終段階に訪れる。この時間の間に、光子はエネルギーを 2.7 分の 1 ないし 7.3 分の 1 まで失う。光子のエネルギー損失はその安定性に影響しなければならない。光子の 構造は崩壊しつつあり、コアは既にそのエネルギーは使い果たし、もはや存在しない。 光子は分裂して破片になり、互いに衝突し、こう表現してよければ、「光子ガス」を形 成する。光子はそのガスの中で衝突し合い、最初に持っていた方向を失う。観測され ているのは、この状態に他ならない。なぜなら、残存放射にはいかなる特定の方向も ないからである。

このことから,光学機器の観測能力の限界はおよそ 100 億~200 億光年であるという結論が導き出される。そして光子は,それらが原子によって形成されてから 1500 億 年後に崩壊し,自由エーテルとなる。ただし,これは,実際にはそれより急速に進む。 なぜなら,あらゆる気体渦構造物におけるのと同様,光子の生存の終末に近づくにつ れて,その大きさの増大とエネルギー損失の加速化との関連により,この過程は加速 してゆくからである。当然のことながら,ここで得られた推定値はきわめて近似的な ものである。

次の点にも注目する必要がある。すなわち、その生存の終末に近づくにつれて、空間中における光子の速度は減少し、 cの約 37%となる。光子本体の膨張と速度の減少が、様々な方向の様々な遠方の星からやって来る光子同士の衝突の確率を増大させ、このことが空間中における光子の運動方向をますます平均化させる。

182 第2部 第2章 光の構造的組織化

結論

1. 光子はチェス盤状に配置されている線状渦からなる構造物である。各線状渦中に はコアが存在しており、渦のエネルギーの主要部分はそこに集中している。エーテル 流は、渦の一方の端面に沿っては上側の層から下側の層へ流れ移り、他方の端面に沿 っては下側の層から上側の層へ流れ移っており、このことによって系全体のエネルギ ー的一体性が確保されている。各列は数百万個に及ぶ多数の渦を含んでいる。

各光子は質量を持っており、このことにおいて光子の粒子性が実現されている。1つ の列内の渦の中心間距離は光子の波長と一致しており、これによって光子の波動性が 実現されている。普通の波と同様、同じ波長を持つ光子は干渉する能力を持っている。

光のすべての既知の性質とすべての既知の光学現象は、ここに示されているモデル によって実現されている。

2. 光速度の不変性は、空間中における光子の移動速度の不変性であり、光子の周囲のエーテルの性質――エーテルの圧力、および空間中におけるアーメルの平均自由行程に対するアーメルの半径の比――によって条件づけられている。

3. 遠方銀河のスペクトルの「赤方偏移」(ハッブルの法則)は、空間の膨張あるいは 銀河の後退ではなく、光子が空間中を移動する際におけるエーテルの粘性による光子 のエネルギー損失によって説明される。そのエネルギー損失は、10¹⁰年を時定数とし て指数関数的に生じる。

4. 光子の生存時間は数百億年間に制限されている。光子の生存の最終段階においては、光子の速度が減少し、その大きさが増大し、このことが波長の増大として感受される。この段階では、光子は相互に衝突し合い、最初に持っていた方向を失う。これが残存放射に他ならない。

第3章 光学現象

3.1. 光の反射

光の反射という現象の要点は、光(光放射)がある媒質から、その媒質と第2の媒 質の区分境界に入射したとき、光と物質の相互作用が、その区分境界から第1の媒質 中へ逆に伝播する光波の出現をもたらすということである。自ら光を発しない物体が 見えるようになるのは、その物体の表面から光が反射するためである[1]。

文献においては、光の反射のメカニズムは、入射光の作用によるフェルミ面の電子の振動によって引き起こされた 2 次波の発生と結びつけて論じられている。しかし、 そのような主張を裏づける根拠はない。なぜなら、もしそうだとすれば、反射面の物 質の組成が反射光のスペクトルに及ぼす影響が認められるはずであるからである。実 際には、光子はそのような表面から、普通の弾性法則のすべての法則 [2~4] に従っ て反射するのであって、現在そう想定されているように [5]、再放射の法則に従って 反射するのではまったくない。

光子が2つの媒質の境界から反射するとき、光子の各要素細流のエーテルの一部は 反射し、他の一部は屈折して第2の媒質中に入射する。第2の媒質が金属の場合には、 金属の表面はいわゆる「フェルミ面」――1対ずつ反平行に配向し、表面の面積全体 を占めている電子からなる殻――によって覆われている(図3.1)[4]。



図 3.1. 「フェルミ面」の構造

周知のように [6~8], 実際, 1 cm³の金属には10²²~10²³個の自由電子が含まれている。金属中への光の侵入深さは

$$d = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{c\lambda_0}{\mu\sigma}\right)^{1/2} \tag{3.1}$$

(ここで, σは金属の電気伝導率)である。

可視光の場合, その侵入深さは10⁻⁷~10⁻⁵ mであり, その層の中には

$$n = (2\lambda)^2 (10^{22} \sim 10^{23}) = 5(10^9 \sim 10^{10}) \text{(B)}$$
(3.2)

の電子が集中している。

各電子の質量は光子の1個の線状渦の質量にほぼ等しい。光子は、それらの総質量 が光子の質量の数十億倍もある電子と衝突することを考慮すると、それらの電子は、 光子の作用の下では微々たる大きさしか変位せず、その大きさは、光子の再放射をい かなる程度においてももたらすことはできないと断言せざるを得ない。 「フェルミ面」あるいは「自由」電子の形状の平面からの逸脱によって引き起こさ れた要素細流の散乱は、反射後には即座に停止することに注目するべきである。なぜ なら、反射した要素細流は、それらの要素細流にとって共通の渦およびその渦中にお ける共通の流れを創出し、反射したすべての要素細流は、その流れの中で再び秩序化 されるからである。エーテル流のうち、金属中に侵入し、表面に出なかった部分は金 属中で散乱され、そのエネルギーは金属の温度上昇のために消費される。

このように、金属表面からのエーテル要素細流の反射は、単なる機械的衝撃の法則 に従って生じているのであって、そのとき、要素細流の入射角と反射角は互いに等し くなるという結果が自動的に得られる。金属表面からの光子本体の反射についても、 これと同じ仕方で検討することができる。

光子が障害物(鏡)に衝突するとき,各時点において障害物と反応するのは1個の 渦のみである。なぜなら,光子の励起は光子中を光速度で移動するが,しかし光子自 体もそれと同じ速度で移動しているからである。

反射面に対して法線方向と接線方向の速度成分を持っている要素渦が反射面に接触 し、そのままその運動を続ける場合には、その渦の中で円の形状を持っているその各 要素細流は、弾性衝突の法則に従って反射するとき、円形を維持するが、しかしその 要素細流中の流れは、衝突後は衝突前と反対の方向を向くことになる(図 3.2)。その 結果、反射した要素渦における渦の速度循環(磁場強度)は、入射しつつある渦中に おける速度循環の符号とは反対の符号を持つようになる。

1列目と2列目の渦は運動方向に対しての位置を交換するので、その方向に対する 速度循環の符号は以前と同じままとなる。



図 3.2. 要素渦の反射と屈折

エーテルの縦運動の循環の場合には、状況はそれとは異なる。金属表面から反射す るとき、エーテルの縦運動は保存されるが、しかし反射した光子の運動の方向自体は 変化し、渦列は位置を交換し、このことがスピンの符号の反対の符号への変化をもた らす。入射光が+1 のスピンを持っていたとき、反射光は-1のスピンを持つようにな り、またその逆となる。このことは普通の理論からは導き出されない(図 3.3)。

3.2. 光の屈折

光の屈折とは、光(光放射)が2つの媒質の境界を通過するとき、その伝播方向が



図 3.3. 反射時における光子のスピンの符号の変化

変化することである [9]。

2 つの媒質の境界面に入射したとき,光の一部は反射し,他の一部は屈折する。こ の現象の基礎には,あるエーテル密度を持つ媒質から,別のエーテル密度を持つ媒質 中へ通過する気体要素細流の反射と屈折が横たわっている(図 3.4)。2 つの媒質の境 界におけるそれらの媒質中のエーテルの圧力が等しい場合,それらの密度の差は,例 えば,それらの媒質中におけるエーテルの温度差によって引き起こされることができ る。これは,それらの媒質の渦構造の違いから生まれる結果である。



図 3.4. 気体細流の屈折

各媒質中において、エーテル密度は平均すると一定であると仮定し、2 つの媒質の 境界を越えるとき、各気体細流の全エネルギーは保存されることを考慮すると、ベル ヌーイ方程式にもとづき、各媒質に対して次の関係式が当てはまることになる。

$$v_1^2 + P/\rho_1 = v_2^2 + P/\rho_2 = C (3.3)$$

これより,

$$\rho_1/\rho_2 = v_2^2/v_1^2 \tag{3.4}$$

となる。

真空中と媒質中における電磁波の伝播速度の比は屈折率であり,相対透磁率がすべての透明媒質に関して事実上1であることを考慮すると,次式が得られる。

$$\rho_{\rm med}/\rho_{\rm vac} = v_{\rm vac}^2/v_{\rm med}^2 = n^2 = \mu\varepsilon = \varepsilon$$
(3.5)

ここで、*n*は媒質の屈折率; *µ*は相対透磁率; *ε*は相対誘電率である。したがって, 媒 質の誘電率とは, 真空中におけるエーテル流の密度に対する, 媒質中におけるそれと 同じエーテル流のエーテル密度の比である。 光子の一方の端が 2 つの媒質の境界に到達したとき、光学的により高密度な媒質中における方がエーテル密度がより大きいため、その速度は n_2/n_1 倍に減少する一方、光子の他方の端は速度 v_1 で運動し続けている(図 3.5)。



図3.5. 光の屈折法則の導出に関する参考図

したがって,光子の2番目の端が光学的により高密度な媒質に接触するまでの間に, 時間 t_0 が過ぎることになり,その時間の間に,1番目の端は第2の媒質中を距離 $v_2t_0 = OE$ だけ,2番目の端は $v_1t_0 = B'B_1$ だけ進む。さらに,

$$\frac{B'B_1}{OB_1} = \sin i = \frac{v_1 t_0}{OB_1}; \quad \frac{OE}{OB_1} = \sin r = \frac{v_2 t_0}{OB_1}$$
(3.6)

あるいは

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_1}{n_2}$$
(3.7)

であるから,これより,

$$\lambda_2 = \lambda_1 \frac{n_1}{n_2} \tag{3.8}$$

となる。それゆえ、より高密度の媒質中における渦の直径は、より低密度の媒質中に おける渦の直径よりもそれに対応して小さくなるという結論が導き出される。

3.3. 干涉

光の干渉とは、光波の重ね合わせであり、そのとき、普通、明るい帯と暗い帯が交 互に配置されている、光の強度の特徴的な空間的分布(干渉像)が観測される。光の 干渉は、光波の位相差が経時的に不変である場合、すなわち光波がコヒーレントであ る(光波の周波数が倍数で、相互の間で経時的に揃っている)場合にのみ生じる[10]。

干渉は,光の波動的本性を裏づける基礎的現象の一つとみなされている [9]。しか し,光の干渉と波の干渉との類似性は表面的なものであり,現象の本質を解明してい ないことを示すのは難しくない。 何よりもまず、振動の重ね合わせは、けっして波のみに見られる現象ではない。渦 構造物もまた、運動方向に対して横方向の波とまったく同じように振る舞う。渦構造 物の強度は、それらの大きさと運動方向が同じであるときに互いに足し合わされるこ とができ、運動方向または大きさが相異なるときは相互作用することができない。

光子中のエーテルの密度は媒質の密度より小さく、平均行程はアーメルの大きさよ り何桁も大きいため、光子は、観測し得るような相互作用をすることなく、互いの中 を透過する能力を持っている。高い密度を持っているが、しかし大きさが小さいコア は、ただ単に互いに迂回し合うだけである。それと同時に、障害物――任意のスクリ ーン――上においては、細流の変位およびそれに対応した細流の強度の増大または減 少が生じなければならない。光の放射源の相異なる地点から出る光子が同相でない場 合には、干渉は起こり得ないはずである。なぜなら、干渉し合う光ビーム中の光子は、 それらの光ビームの周波数が同一であったとしても、位相という点では互いの間でま ったく結びついていないはずであるからである。個別の光子の位相は互いに対して無 秩序な変位を持っているはずであり、したがっていかなる干渉も起こり得ないはずで ある。光の干渉は現実の現象である。このことが意味しているのは、放射原子は、互 いの間で必ず同期化し、同相化しなければならないということである。しかし、波動 理論はこのことを説明することができない。

互いに同期化し、同相化する放射原子の原理的メカニズムについては既に述べた。 波動モデルにはあり得ないそのようなメカニズムは、同一の時点に放射されるすべて の光子の同期的かつ同相的な放射をもたらすことを可能にする。

その結果,個別の光子の断面積を何倍も上回る放射体の全面積上において,各時点 において単一の放射位相が確立される。光ビームが分割された後,各光ビームは干渉 計中において互いに対して安定的な放射位相を維持し,まさにこのことが,それらの 光ビームを重ね合わせたとき,干渉像を得ることを可能にしているのである。

放射位相は経時的に変化し得るため、干渉光ビームの長さが著しく異なっている場合には、干渉像の明確性が損なわれる。ここから実践上の推奨事項が導き出される。 すなわち、干渉計の開発に際しては、2 つの干渉光ビームの長さの相等性を得るため に努力を払うべきである。

それ以外のすべての点においては,渦光子の干渉像は波動的な干渉像とまったく同様である。なぜなら,渦の強度は,普通の波の強度とまったく同様に足し合わされる ことができ,したがって渦光子も波と同様に干渉像を創出する能力を持っているからである。

3.4. 回折

光の回折とは、不透明または透明な物体の鋭い端部のそば、または狭い穴を通って 光が伝播するときに観測される現象である[11]。

普通,回折は,干渉とともに,光の波動的本性を裏づけるものとみなされている[9]。 しかし,干渉と同様,回折は光子の渦構造の観点から検討することができる。 周知のように,光の回折――不透明な物体の端部の近傍における光の伝播方向の直 線方向からの偏向――は,光とその端部の相互作用の結果生じる。これに対しては既 に 1800 年にヤングが注意を払っていた。そのとき,光は物体の端部を越えてその物 体の方へ偏向し,陰の領域を照らす。

物体の端部の各点を新たな波源とみなす,ホイヘンスの原理を考慮した回折の解釈 [13] はまったく人為的である。なぜなら,それと同じ原理に従って任意の1点を波 源とみなすことが可能であり,その意味において,物体の端部は何ら特別なものでは ないからである。そのような説明は回折の物理的本質に光を当てるものではなく,最 良の場合でも,単なる計算手法にすぎない。

不透明な物体の直近における渦光子の通過を検討すれば、回折の本質を理解することは難しくない。図 3.6 から分かるように、それに並行して光子が飛び過ぎて行く不透明な物体の表面とは、平均すれば静止した状態にある、エーテルの表面なのである。このことは、原子間距離が10⁻¹⁰ mのオーダーであるのに対し、光子の波長のオーダーは10⁻⁶ mであることから導き出される。それゆえ、光子との関係において、原子表面の渦運動は平均化されている。



図 3.6. 光子の回折のメカニズム

光子と物体の間の隙間中には大きな速度勾配が生じている。なぜなら,光子渦の端 部は光子の運動方向とは逆の方向へ大速度で運動しており,隙間は相対的に小さいか らである。光子の反対側には外部物体は存在せず,したがって速度勾配は相対的に小 さい。このことから,物体の側のエーテルの圧力は自由エーテルの側の圧力より著し く小さく,そのため,光子は物体に押し付けられるという結論が導き出される。

光子が物体を通り過ぎたとき,光子は,そこにはもう物体が存在しないため,圧力 が均等化し始める領域に入る。その領域中における圧力は,既に隙間中の圧力より高 くなっているが,しかしまだ自由エーテル中の圧力より低い。不透明な物体はもはや 光子の変位を妨げておらず,しかし圧力差はまだ存在しているため,光子は物体の陰 の方へ偏向する。

以上において述べたことから,光子の方向転換角度は物体の端部の形状に依存して いなければならないという結論が導き出される。不透明な物体の端部の丸みの半径が 増大したとき,光子の方向転換角度は幾分増大しなければならない。このことは実験 的に検証することができる。この効果は,丸みの半径が数十 cm ないし数 m のオーダ ーの場合に顕著に発現し始めると予想することができる。

3.5. 光行差

天文学では,天球上における天体の視位置の変化は光行差と呼ばれている。これは, 光速度の有限性,また地球の自転(日周光行差),地球の公転(年周光行差)および空 間中における太陽系の移動(永年光行差)の結果による観測者の運動に起因している [9]。

周知のように、光行差理論は光の本性についての理解の変化とともに変化してきた [14]。ブラッドリーが 1725 年に光行差理論を創出したとき、彼は当時支配的であっ た粒子説から出発していた。フレネルは、エーテルは引きずられないという説と部分 的に引きずられるという説にもとづいて光行差理論を作り出した(1823 年)。運動す る物体の光学が困難に直面したとき、ストークスはそれを克服しようと試み、エーテ ルの完全引きずり仮説を用いて光行差を説明した(1852 年)。量子論と相対性理論が 出現したことに伴い、エーテル理論抜きの現代の相対論的光行差理論が登場した。し かし、既に今日、若干の研究者たちは、エーテルに対する考慮にもとづいた光行差現 象の説明の可能性に再び注意を払っている[15]。

静止エーテル中における光の伝播という理解にもとづいている古典的光行差理論 (図 3.7)は、次の形の依存関係をもたらす。すなわち、当該の天体と向点――観測者 がそこへ向かって運動している地点――を通る天球の大円に沿った光行差による変位 *a*と、天体の方向と向点の方向の間の角度*u*と、観測者の運動速度*v*との間の依存関係

$$\operatorname{ctg}\left(\psi-a\right) = \operatorname{ctg}\psi + \frac{v}{c}\operatorname{cosec}\psi \tag{3.9}$$

(ここで, cは光速度) である。





相対性理論から導き出されるいわゆる相対論的補正はわずかに0.0005"であり,それ ゆえ,まったく用いられていない [14]。方程式(3.9)は次の形で書くことができる。

$$\sin a = \frac{v}{c} \sin \varphi \tag{3.10}$$

ここで、*φ*は観測場所の地理緯度である。角度*a*は小さいので、普通、この方程式は次の形で示される。

$$a^{\prime\prime} = 206265^{\prime\prime} \frac{v}{c} \sin \varphi = k \sin \varphi \tag{3.11}$$

現在,年周光行差の場合のkの大きさは20.50"とみなされているが,この値は近似的なものである。なぜなら,太陽の視差,地球の離心率,恒星時および赤道半径を考慮に入れることにより,より精度の高い値を決定することができるからである。

日周光行差の結果,星は天球の大円に沿って東側地点に向かって $\cos \varphi' \sin(0.319''\sigma)$ の大きさだけ変位する。ここで、 φ' は観測場所の地心緯度; σ は東側地点からの天体の角距離である。

空間中における太陽系の運動方向の変化はきわめてゆっくりとしているため,永年 光行差の変位は事実上検出されていない。

光行差の原因についての上記の説明は不完全であると思われる。銀河系および太陽 に対する地球の運動速度のベクトル和(軌道運動)および地球の1日間の自転を考慮 するべきである(図 3.8)。



図 3.8. 地球表面上に位置する1地点の運動; (a)銀河系速度,軌道速度および1日間の 自転速度; (b)速度ベクトルの和 [添え字の gal は galactic; orb は orbit; diu は diurnal]

世界空間中における地球表面上の1 地点の移動は、次の移動のベクトル和である。

1. 地球のそれ自体の周りにおける移動(赤道上における 1 日間の自転速度 v_{equ} = 463 m/s)。この速度は両極に近づくにつれて減少する。すなわち,

$$v_{\varphi} = v_{\text{equ}} \cos \varphi \tag{3.12}$$

ここで、 v_{α} は地理緯度 φ 上に存在する観測場所の移動速度である。

2. 太陽の周りにおける地球の移動(近日点で 30.27 km/s, 遠日点で 29.27 km/s)。

3. 銀河系の中心の周りにおける太陽の移動(180~200 km/s)。

4. 他の銀河に対する銀河系の移動(速度は不明であるが,数百 km/s と予想されている)。

エーテルが空間中において絶対的に静止していることを想定している古典的観点 (フレネルーローレンツ理論)は、もし実際にエーテルが空間中において変位しておら ず、かつ地球がその運動時にエーテルを捕獲していないならば、完全に正しい。しか し、それはそうではない。エーテル風が地球に吹き付けており[16,17]、その相対速 度は標高が減少するにつれて減少している[18,19]。それゆえ、今後は、光行差現象 に関する分析はこの事情を考慮して行なうことが適切である。以上に述べたことから, 次の結論が導き出される。

1) 南緯 44.6~90°帯における年周光行差は,北緯 44.6~90°帯における年周光行差より小さい値を持っている。

2) 低高度,またとりわけ地下深部の坑道における年周光行差は,同じ緯度の高高度 におけるより若干小さい値を持っていなければならない。

3) 宇宙飛行時に飛行体の位置の修正を行う際は、その修正が飛行体に搭載されている天文機器によって行われる場合には、エーテル流に対する飛行体の運動の固有速度を考慮に入れて行う必要がある。

地球に対するエーテル流の吹き付けは、厳密に一様な性格を持っていない。なぜな ら、それらのエーテル流自体が様々な変化、特に太陽活動に関連した変化を受けてい るである。それだけでなく、光行差現象には大気流も関与している。地球に対するエ ーテル流の吹き付けについては、別の個所で詳しく述べられている^[駅注]。

光行差の本性に関する古典的理解は本書で述べられている理解と一致している。た だし、本研究においては、いくつかの修正が加えられている。それらの修正は、地球 が空間中を移動しているだけでなく、エーテル流による吹き付けを受けていることに 関連している。エーテル流の方向と速度は定常的な性格だけでなく、部分的には変動 的な性格も持っている。現在では、定常流――エーテル風――と非定常流が実験的に 検出され、研究されている。地球表面に対するエーテル流の相対速度は、地表からの 高度の減少とともに減少している。これは既に 1925 年に D.C.ミラーによって発見さ れたが、当時はそれに対する説明は与えられなかった。今日では、その減少はエーテ ルの粘性と関連しており、球に吹き付ける気体流の境界層理論と一致していることが 既に明らかになっている。

実験的に得られた光行差の値と計算値の一致は、光子は、地球大気中においてエー テル境界層を通過する際、その速度の方向を著しく変化させないということ、すなわ ち、既に述べたように、側方エーテル流と光子の相互作用は小さく、横方向流に対す る横方向光速度の確立の時定数は十分に大きいということを証明している。そのある 種のアナロジーを、水平風が存在するとき、煙突から放出される煙環の伝播のうちに 見て取ることができる(図 3.9)。



図 3.9. 普通の煙と比べた場合の風による煙環のドリフトの小ささ

^[訳注]地球とエーテル風の関係の詳細については、本シリーズ第3巻第6章「地球と宇宙」その他を 参照されたい。

風は煙を著しくドリフトさせるのに対し、煙環はごく僅かしかドリフトされない。

それにもかかわらず,相異なる緯度と高度に位置している観測所で得られる光行差 の実験データの違いが,地球の運動時に地球によって捕獲されるエーテル境界層の存 在という観点から,さらに分析されなければならない。

このように、空間中におけるエーテルの存在を考慮している古典的光行差理論は、 若干の修正点を考慮に入れた場合には、一次近似において満足すべき理論とみなす ことができる。

3.6. 光線の相互作用

光線はまったく相互作用しないとみなされている。大部分の場合には、それはその とおりである。そしてそれは、コアを除き、光子本体は十分に希薄な構造物であると いう理由によって説明される。ただし、光子が出会ったとき、光子本体は互いの中を 自由に通り抜けるのに対し、コアは、その大きさはきわめて小さいものの、互いに迂 回し合う。そのときに生じる可能性のある小さな変化は、光子が自由空間中に出た後 はただちに元に戻る。

しかし、コヒーレントな偏光が相互作用する場合には、その状況は変化する可能性 がある。図 3.10 から見て取れるように、同じスピンを持つ2つの光子が互いに近傍を 通過する場合には、それらの間において、円周運動によって速度勾配が形成される。 その速度勾配中ではエーテルの圧力が低下し、光子は互いに引き付けられることにな る。2 つの光子が互いに反対の符号のスピンを持っている場合には、それらは逆に、 互いに斥け合うことになる。それに対応して、光束の伝播方向も変化する。おそらく、 弱い散乱性を持つ媒質、例えば金属蒸気中においては、そのような現象が最も顕著に 観測されるはずである。





図 3.10. コヒーレントな偏極光子の相互作用: (a)同じスピンの場合; (b)反対のスピン の場合

結論

1. 光は電磁波ではない。光と電磁波の伝播速度が等しいことを根拠としてそれらを 同一視することは、それらの同一性の証明にはなり得ない。このことを裏づけている のは、半導電性媒質――海水――中における光と電磁波の減衰法則の完全な不一致で ある。そこでは、光は電磁波より 5~6 桁大きい深度まで透過している。

2. 光子の構造は, エーテルの線状らせん渦の2列の連鎖の形で理解することができる。そこでは, ある列の渦がある方向に回転しているとすると, 第2の列の渦はそれとは反対方向に回転している。各渦は, その中心部に圧縮されている。そのような構造は, 粒子と波動の二重性, すなわち光の粒子的性質と波動的性質, また偏極, スピン, 空間の当該地点におけるエーテルに対する速度の不変性その他の光の性質を自然な仕方で説明している。

3. すべての光学現象はエーテル動力学の立場から解釈することができる。基礎的な 光学現象――光の反射,屈折,干渉,回折および光行差――に関して,それに該当す るエーテル動力学的モデルを構築することが可能であることが判明した。これに伴い, 光学現象の本質に関する理解が本質的に精緻化された。また,金属鏡から反射される たびに光子のスピンの符号が変化すること,偏光が相互作用することが予言された。

4. 光のスペクトルの「赤方偏移」に関するハッブルの法則は、「宇宙の後退」ではな く、エーテルの粘性による光子のエネルギー損失を物語っている。光子のエネルギー 損失はおよそ 100 億年を時定数として指数関数的に生じる。

5. 背景放射は「ビッグバン」の結果ではない。それは、遠方の星によって放出され た光子の生存の最終段階である。この段階では、光子は最初の構造と伝播方向を既に 失っている。可視的宇宙の境界は、まさにこの事実によって説明することができる。

あとがき

以上に述べたことから,光学現象の計算方法や光学機器の方面における高度の成果, 実践におけるそれらの幅広い適用,光学機器の創出と利用の方面において蓄積された 多大な経験にもかかわらず,光および光学現象の物理的本質の説明を求められている 物理光学は危機的状況にあり,光の物理的本質も,基礎的光学現象の物理的本質さえ も説明する能力を持っていないという結論が導き出される。これは,理論物理学が自 然界におけるエーテル――世界媒質――の存在という考え方そのものを原理的に否定 したことに起因している。エーテルに関する理解を物理学に復活させない限り,理論 光学を含め,物理学に生じている危機から脱出することはできない。

光および光学現象の本質に関するエーテル動力学的理解は、そのために必要とされ るあらゆる物理的モデルを開発するだけでなく、宣言されたり、公準として設定され たりしているのみで、今日にいたるまでまったく説明されていない諸現象を説明する ことを可能としている。言うまでもなく、これは道の始まりにすぎない。しかし、本 格的な発展が物理学全体、そして光学を含む物理学の個別領域を待ち受けているのは、 他ならぬこの道においてであることに疑いはない。

文 献

第1章

- 1. Bonch-Bruevich A.M.「光学」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事 典, 1974,第18巻,442頁.
- 2. Kudryavtsev P.S. 『物理学の歴史』, モスクワ, 国営学習教育出版所, 1956.
- 3. **Tseitlin Z.A.**「光の本性に対する見方の発展」, Tomson J.J.『電気と物質*』, モスクワ・レニ ングラード, 国営出版所, 1928, 128 頁.
- 4. Descartes R. 『著作選集』, フランス語からの翻訳/監修: V.V.Sokolov, モスクワ, 国営政治 文献出版所, 1950.
- 5. Newton I. 『光学: 反射, 屈折, 光の伝播と色について』, 英語からの翻訳/監修: G.S. Landsberg, モスクワ, 国営技術理論文献出版所, 1954.
- 6. Hooke R. 『自然哲学の一般的スキームまたはその現状についての考え方』, 『科学遺産. 自然 科学シリーズ』, モスクワ・レニングラード, ソ連科学アカデミー出版部, 1948, 第1巻.
- 7. Huygens Ch. 『光についての論考』,フランス語からの翻訳/監修: V. Frederiks, モスクワ・ レニングラード,合同科学技術出版所, 1935.
- 8. Vavilov S.I.「ニュートン物理学におけるエーテル,光および物質」,『アイザック・ニュートン. 生誕 300 周年記念論文集』,監修: S.I. Vavilov,モスクワ・レニングラード,ソ連科学アカデミー出版部,1943,33~52 頁.
- 9. Maxwell J.C.「電磁場の動力学的理論」,第6部光の電磁理論,『電磁場理論に関する著作選 集』,英語からの翻訳/監修: P.S. Kudryavtsev, モスクワ, 国営技術理論出版所, 1952, 317~331 頁.
- 10. Helmholtz H. 『力の保存について』,ドイツ語からの翻訳:科学アカデミー会員 P.P.Lazarev, モスクワ・レニングラード,国立技術理論文献出版所,1934.
- 11. Lorentz H.A. 『電子理論と光放射・熱放射現象へのその適用』,英語からの翻訳/監修: A.K. Timiryazev, Z.A. Tseitlin,モスクワ,国営技術理論出版所,1956.
- 12. Stoletov A.G. 『著作選集』, 第1巻~第3巻, モスクワ・レニングラード, 国営技術出版所, 1939~1947.
- 13. Lebedev P.N. 『著作選集』, モスクワ, ソ連科学アカデミー出版部, 1963.
- 14. Landsberg G.S. 『光学』,物理学一般教程,第3巻,モスクワ, Nauka, 1976.
- 15. Born M., Wolf E. 『光学の原理』,英語からの翻訳/監修: G.P. Motulevich,モスクワ, Nauka, 1973.
- 16. Akhiezer A.I., Berestetsky V.B. 『量子電気力学』,第3版,モスクワ, Nauka, 1969.
- 17. Klauder J., Sudarshan E. 『量子光学の基礎』,英語からの翻訳/監修: S.A. Akhmanov, モスクワ, Mir, 1970.
- 18. Bonch-Bruevich A.M.「光速度」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科 事典,1976,第23巻,520~521頁.
- 19. Bernard J. 『マイケルソンと光速度』, 英語からの翻訳, 1963.
- 20. 『エーテル風』, 論文集, 監修:工学博士 V.A. Atsukovsky, モスクワ, Energoatomizdat, 1993.
- 21. Maxwell J.C. Ether. Gr. Brit. Enc. v. 8, 1878. Maxwell J.C. 「エーテル」, Maxwell J.C. 論文集『論文 と講演』, モスクワ, Nauka, 1968, 193~206 頁.
- 22. Michelson A.A. The relation motion of the Earth and the Luminiferous Aether. Amer. J. of Sci. (3). XXXII.1881. P. 220; Amer. J. Phys. 1881. Vol. 22. P. 120-129; Compt. Rend. 1882. Vol. 94. P. 520-

196 第2部 文 献

523. Michelson A.A.「地球の相対運動と光伝達エーテル [原文ママ]」[20, 6~17 頁].

- 23. Michelson A.A., Morley E.W. The Relative Motion of the Medium on the Velocity of light. Ibid. (3). XXXII.1886. P. 337; The Relative Motion of the Earth and the Luminiferous Aether. Ibid. (3).XXXIV.1887. P. 333; Phil. Mag. (4) XXIV. 1887. P. 449; Amer. J. Sci. 1887. Vol. 34. P. 333-345; Phil. Mag. 1887. Vol. 24. P. 120-129. Michelson A.A., Morley E.W. 「光伝達エーテル中における 地球の相対運動について」[20, 17~31 頁].
- 24. Morley E., Miller D. Phil. Mag. 1905. Vol. 9. P. 680-685. Morley E.W., Miller D.C. 「フィッツジェ ラルド-ローレンツ効果の検出実験に関する報告」[20, 35~42 頁].
- 25. Miller D.C. Phys. Rev. 1922. Vol. 19. P. 407-408; Proc. Nat. Acad. Amer. 1925. Vol. 11.№ 6. P. 306-314; Science. 1925. Vol. 6/1, № 1590. P. 617-621. Miller D.C. 「エーテル風」(ワシントン州科 学アカデミーで行なわれた報告),『物理科学の成果』, 1925, 第 5 巻, 177~185 頁, [20, 62~71 頁].
- 26. Miller D.C. Significance of the ether-drift experiments of 1925 at Mount Wilson. Science. 1926. Vol. 68. No. 1635. P. 617-621. Miller D.C. 「ウィルソン山における 1925 年のエーテル風検出 実験の意義」 [20, 71~95 頁].
- 27. Conference on Michelson-Morley experiments. The Astrophysical J. 1928. Vol. 68, № 5. P. 34-402. 「1927 年 2 月 4・5 日にカリフォルニア州パサデナ市ウィルソン山天文台で開催され たマイケルソン-モーリーの実験に関する会議」[20, 112~173 頁].
- 28. Miller D.C. The ether-drift experiment and the Determination of the Absolute Motion of the Earth. 1933. Miller D.C.「エーテル風に関する実験と地球の絶対運動の決定」 [20, 185~259 頁].
- 29. Michelson A.A., Pease F.G., Pearson F. Repetition of the Michelson-Morley experiments. J. of the Optical Society of America. 1929. Vol. 18. №. 3. P. 181-182; Michelson A.A., Pease F.G., Pearson F. 「マイケルソン-モーリーの実験の再実施」 [20, 177~178 頁].
- 30. Pease F.G. Ether drift data. Astron. Soc. of t. Pacific. S.-Fr. Calif. Aug. 1930. V. XLII, N 248, p. 197-202; Pease F.G. 「エーテルの運動に関するデータ」 [20, 179~185 頁].
- 31. Galaev Yu.M.「電波伝播実験におけるエーテル風の効果」,『電波物理学と電子工学』,第5巻,第1号,119~132頁,ハリコフ,ウクライナ国立科学アカデミー,2000.

第2章

- 1. Atsukovsky V.A.「光」,『一般エーテル動力学. 気体状エーテルに関する理解にもとづく物質 と場の構造のモデル化』, 第2版, モスクワ, Energoatomizdat, 2003, 410~447 頁.
- 2. Thomson J.J.「光の本性」,『電気と物質*』,英語からの翻訳, モスクワ・レニングラード, 国 営出版所, 1928, 113~132 頁.
- 3. Tietjens O., Prandtl L. Hydro- und Aeromechanik, I Band, Berlin, 1929. P. 217-235.
- 4. Karman T. Collected work. Vol. 1-4. London, 1956.
- 5. Petrov G.I. 「渦層の安定性について」, 『中央空気流体力学研究所論集』, 中央空気流体力学 研究所出版部, 1937, 第4冊.
- 6. Lamb H. 『流体力学』,英語からの翻訳/監修: N.A.Slezkin,モスクワ・レニングラード,国 営出版所連合会,1947.
- 7. Lavrentiev M.A., Shabat E.V.『流体力学の諸問題とその数学的モデル』, モスクワ, Nauka, 1973.
- 8. Lugovtsov A.A., Lugovtsov B.A., Tarasov V.F.「乱流渦環の運動について」,『連続媒質の動力学』, ノヴォシビルスク,ソ連科学アカデミーシベリア支部流体力学研究所出版部,1969,第3 冊,50~59頁.
- 9. Nekrasov A.N.「渦の拡散」,『著作集』, モスクワ, ソ連科学アカデミー出版部, 1961, 第1 巻, 92 頁.

197 第2部 文 献

- 10. **Hubble E.P.** A general study of diffuse galactic nebulae. The Astrophis. J. 56, № 3. 1922.30. The realm of the nebulae. N.Haven. Lond. 1936. The observation approach to cosmology. Oxf. 1937.
- 11. Syunyaev R.A.「残存放射」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1975,第21巻,632頁.
- 12. Ambartsumyan V.A.「宇宙」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事 典, 1971,第5巻,443~445頁.
- 13. Shklovsky I.S. 『宇宙・生命・知性』, モスクワ, Nauka, 1987.

第3章

- 1. Voishvillo N.A.「光の反射」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1972,第19巻,11~12頁.
- 2. Kaganov M.I.「フェルミ面」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事 典, 1977,第27巻, 306~307頁.
- 3. Kaganov M.I., Filatov A.P. 『フェルミ面』, モスクワ, Znanie, 1969.
- 4. Panovko Ya.G. 『力学的衝突理論入門』, モスクワ, Nauka, 1977.
- 5. Godzhaev N.M.「誘電体間の境界における光の屈折と反射」,『光学』, Vysshaya shkola, 1977, 45~66 頁.
- 6. Atsukovsky V.A.「金属の電気伝導と熱伝導の物理学的本質」,『一般エーテル動力学.気体状エーテルに関する理解にもとづく物質と場の構造のモデル化』,第2版, モスクワ, Energoatomizdat, 2003, 286~290頁.
- 7. Bethe H., Sommerfeld A. 『金属の電子理論』,ドイツ語からの翻訳/監修: M.A. Elyashevich, モスクワ・レニングラード,合同科学技術出版所,1938.
- 8. Lifshitz I.M., Azbel M.Ya., Kaganov M.I. 『金属の電子理論』, モスクワ, Nauka, 1971.
- 9. Voishvillo N.A.「光の屈折」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1975,第20巻,518頁.
- 10. Galanin M.D.「光の干渉」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1975,第10巻,337~338頁.
- 11. Vainshtein V.K.「光の回折」,『ソビエト大百科事典』, 第3版, モスクワ, ソビエト百科事 典, 1972, 第8巻, 325~328頁.
- 12. 「ホイヘンス-フレネルの原理」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百 科事典,1972,第7巻,475頁.
- 13. Born M., Wolf E. 『光学の原理』, 英語からの翻訳/監修: G.P. Motulevich, モスクワ, Nauka, 1973.
- 14. Kulikov K.A.「光行差」,『ソビエト大百科事典』,第3版,モスクワ,ソビエト百科事典, 1969,第1巻,20頁.
- 15. Kolokolov E.P. 「星の光行差について」, 論集『地球と星における宇宙的要因の発現』, 『宇宙 研究の諸問題』, 第9冊, モスクワ・レニングラード, 全連邦天文学・測地学協会, 1980, 114~124 頁.
- 16. 『エーテル風』, 論文集, 監修:工学博士 V.A. Atsukovsky, モスクワ, Energoatomizdat, 1993.
- 17. Galaev Yu.M.「電波伝播実験におけるエーテル風の効果」,『電波物理学と電子工学』,第5巻,第1号,119~132頁,ハリコフ,ウクライナ国立科学アカデミー,2000.
- 18. Schlichting H. 『境界層理論』,英語からの翻訳/監修: L.G. Loitsyansky, モスクワ, Nauka, 1974, 第11章, 227~232頁.
- 19. Boltze E. Grenzschichten und Rotationkörpern. Dis. Göttingen, 1908.

[訳注1] 日本語版における添え字一覧表

ロシア語原文においては、添え字の表記にはローマ字とロシア文字が併用されている。この訳文では、ロシア文字で表記されている添え字については、その意味に対応 する英語に訳した上でローマ字で表記した。日本語の物理学文献で一般的に用いられ ている添え字は、この一覧表には掲げられていない。

| 添え字 | 英語 | 記号例 |
|-------|-----------------------|---|
| С | circular (ring も含意 | v_{c} (円周運動の速度); R_{c} (渦環の半径) |
| | されている。) | *「円周運動」については19頁の訳注を参照されたい。 |
| со | core | <i>V</i> _{co} (コアの体積) |
| con | (1) conductor | S _{con} (導体の断面積) |
| | (2) condenser | S _{con} (コンデンサーの極板の面積) |
| c.p | circular+proton | v _{c.p} (陽子の表面におけるエーテルの円周運動の速 |
| | | 度) |
| d | (magnetic) domain | P _d (磁区表面におけるエーテルの圧力) |
| diu | diurnal | U _{diu} (1日間の速度) |
| ер | electric field+proton | wep (陽子の電場の比エネルギー) |
| eq | equivalent | Seq (等価表面積) |
| equ | equator | v _{equ} (赤道上の速度) |
| et | ether | <i>ρ</i> et (エーテルの密度) |
| ext | external | P _{ext} (外部圧力) |
| f | (1) field | $v_{\rm f}$ (電場の円周運動の速度) |
| | (2) flow | $v_{\rm f}$ (流速) |
| fb | feedback | <i>W</i> _{fb} (フィードバックの <i>W</i>) |
| gal | galactic | Ugal (銀河速度) |
| i | iron | V _i (鉄の体積) |
| in | input | θ_{in} (入力の θ) |
| int | internal | P _{int} (内部圧力) |
| longi | longitudinal | E _{longi} (電場の縦成分) |
| | | T _{ph.longi} (光子の縦運動の時間) |
| m | magnetic | $v_{\rm m}$ (磁場の構造中におけるエーテル流の速度) |
| | | R _m (磁気抵抗) |
| mat | matter | $ ho_{mat}$ (物質中における電場の運動に引き入れられる |
| | | エーテルの密度) |
| mean | mean | ρ _{ph mean} (光子の平均密度) |
| med | medium | v _{med} (媒質中における伝播速度) |
| nee | (magnetic) needle | M _{nee} (磁針に作用する全モーメント) |
| orb | orbit | n _{orb} (地球の軌道上における粒子数) |
| out | output | θ_{out} (出力の θ) |
| р | proton | rp (陽子の半径) |
| pro | process | W _{pro} (過程のW) |
| par | parasitic | C _{par} (寄生容量) |

199 [訳注 1] 日本語版における添え字一覧表

| ph | photon | <i>E</i> _{ph} (光子のエネルギー) |
|-------|----------------|--------------------------------------|
| rad | radiator | U _{rad} (放射器の電極の電位差) |
| rec | receiver | U _{rec} (受振器の電極の電位差) |
| sec | section | Sesec (電子の横断面積) |
| sound | sound | v _{sound} (音速) |
| sur | surface | Se sur (電子の表面積) |
| t | (1) toroid | (1) S _t (電子の環状断面積) |
| | (2) toroidal | (2) v _t (トロイダル速度) |
| tr | transformation | k _{tr} (変圧比) |
| trans | transverse | E _{trans} (電場の横成分) |
| v | vortex | ρ _v (渦の運動に引き入れられるエーテルの密度) |
| vac | vacuum | v _{vac} (真空中における伝播速度) |

[訳注 2] 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「Материя」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。

・вещество — 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」