

RODreP叢書

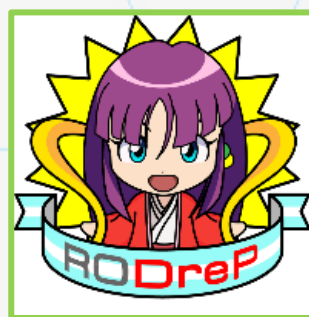
# 研究解説ブックレット

第1巻

## ドレスト光子が開くオフシェル科学の扉

--特異点での光・物質相互作用の科学と技術--

(令和3年1月)



(一社)ドレスト光子研究起点  
研究解説ブックレット編集委員会 編

登録番号 RSBN 2021-01

(一社)ドレスト光子研究起点  
〒221-0022 神奈川県横浜市神奈川区守屋町3-13-19  
本館1階ロビー

URL: <http://jpn.rodrep.or.jp>



## まえがき

本稿はドレスト光子 (DP) の革新的な実験研究をきっかけに始まったオフシェル科学の研究の進展について解説します。

まず第 1 章では DP の実験研究の過去、現在について紹介します。従来の光科学において受け入れられている 5 つの常識も示します。その後、DP に起因し、かつこれら 5 つの常識に反する 15 の新奇な現象を示します。

第 2 章は本稿の中心をなし、ここでは DP の理論研究について紹介します。この理論は筆者が代表を務める〔一般社団法人〕ドレスト光子研究起点 (RODreP) の理事である佐久間弘文博士が開拓したものです。まず 2.1 節では空間的に局在する DP がオフシェル量子場であることを示し、その性質を説明するにはナノメートル寸法領域での光・物質相互作用を記述する必要があることを指摘して、そのような新理論を構築する 3 つの足掛かりを提示します。2.2 節では従来の科学 (オンシェル科学) は空間的運動量場を取り扱わないことから光・物質相互作用の理論を構築し得ないことを指摘します。2.3 節では上記の空間的運動量場を取り扱い得る新しいオフシェル科学の理論を展開します。そのために電磁場の Clebsch 変数を導出し Clebsch 双対場を定義します。これにより上記の空間的運動量場、さらには相互作用に関わる Coulomb モードと密接な関係にある縦波を取り入れます。最後に 2.4 節では物質場の特異点の存在が DP 生成に必須であり、この特異点において相互作用に関わる空間的運動量場が時間的場に変換された結果、粒子一反粒子対としての時間的 Majorana 場が生成されることを示します。この対が消滅すると局在化した量子場が特異点付近に生じますが、これこそが DP であると結論付けます。

第 3 章では Clebsch 双対場に基づく DP 理論と宇宙論との関わりを指摘します。すなわち光の場が持つ共形不変性という数学的概念を拡大すると自己同形かつ宇宙を膨張させるダークエネルギーと同型の

宇宙論が得られることを示します。そしてこの指摘に基づき、DP の最大寸法という基本的な物理量が基礎物理定数を用いて表されることを示します。最後にこの値が実験結果と一致することを指摘します。

第 4 章では本稿のまとめと今後の展望を記します。付録では従来のオンシェル科学でよく使われてきた「仮想光子」の術語について触れ、「オフシェル光子」と対比します。それをもとに DP はオフシェル光子の事例として考えるべきであることを指摘します。

本稿の執筆にあたり、理論の開拓者、佐久間弘文博士には原稿の詳細にわたる査読、助言を頂きました。ここに感謝いたします。また、仮想光子、オフシェル光子、さらに DP の考え方についてご指導いただきました小嶋泉博士 (RODreP 顧問)、西郷甲矢人博士 (長浜バイオ大学教授) に感謝いたします。

令和 3 年 1 月

大津元一

# 目次

第 1 章	歴史、最近の発展、問題点	1
1.1	過去	1
1.2	現在	2
コラム 1	消えてしまったレーザー	7
コラム 2	押し寄せる津波	8
第 2 章	相互作用の記述を可能にしたオフシェル科学	9
2.1	オフシェル場としての DP	9
2.2	オンシェル科学が要求に応えない理由の再考	12
2.3	Clebsch 双対場の導出	14
2.4	Clebsch 双対場によるドレスト光子の記述	21
第 3 章	ドレスト光子の最大寸法	25
第 4 章	まとめと展望	29
付録	仮想光子とオフシェル光子	31
参考文献		33

# 第 1 章

## 歴史、最近の発展、問題点

ドレスト光子 (DP) を扱う新しいオフシェル (off-shell) 科学が始まっています。DP はナノメートル寸法の粒子 (ナノ粒子 : NP) の中の光子と電子 (または励起子) からなる複合系において、両者が相互作用することにより生成される量子場です。この科学の成果は質的変革を実現するための包括的技術 (例えば、ナノ寸法の光デバイス、それらを使った光情報システム、ナノ加工技術、エネルギー変換技術) に応用されています。オフシェル科学ではナノメートル寸法の空間での光・物質相互作用を研究し、同時に従来の光科学とは異なる新しい応用を探ります。

### 1.1 過去

まず DP の生成と測定の原理の概略を説明しましょう： ナノ粒子 (NP1) に光を照射すると散乱光が生成されます (図 1.1(a))。この時 NP1 の中またはその表面には DP と呼ばれる別の形態の電磁場も生成されます。DP は NP1 に局在し、その空間的広がり (寸法) は NP1 の寸法と同等です。DP は遠方に伝搬しないので、遠方に置かれた光検出器では測定されません。それを測定するには、もう一つのナノ粒子 (NP2) を DP の場の中に挿入します (図 1.1(b))。すると DP は NP2 により乱され散乱光に変換されます。この散乱光は遠方に伝搬するので光検出器で測定されるのです。

DP の寸法は NP1 の寸法と同等であることに注目し、従来の光学顕微鏡の空間分解能を決めていた回折限界を打破する新しい顕微鏡が開発されました。この場合、NP1 は光源、NP2 は測定試料に対応します。すなわち NP1 は NP2 の像を得るための照明用光源として働くのです。

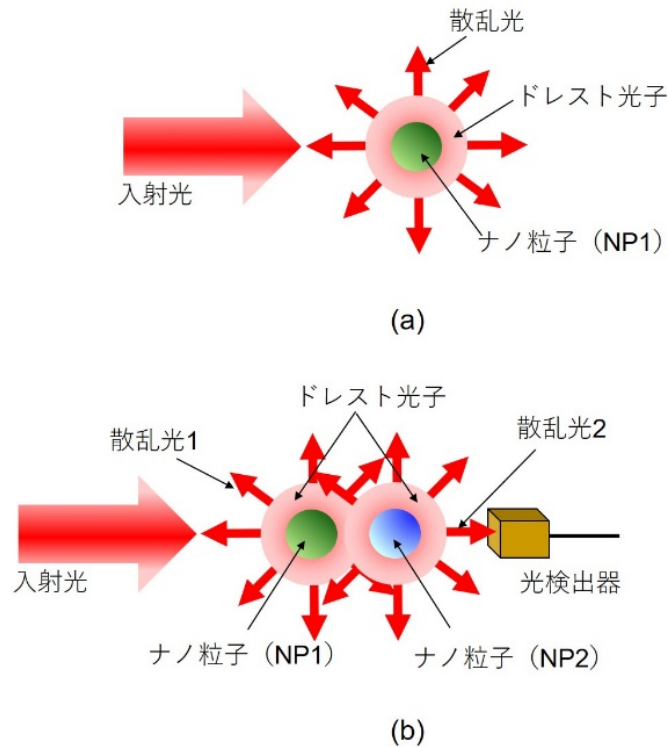


図 1.1 近接場光の生成 (a) と測定 (b)

## 1.2 現在

従来の光学理論では、光子の運動量は確定した値として扱われてきました。それにならい、DP 研究の初期段階では DP の運動量  $p$  も確定した値として扱われました。しかし DP の寸法  $\Delta x$  は入射光の波長  $\lambda$  よりずっと小さい ( $\Delta x \ll \lambda$ ) ので、Heisenberg の不確定性原理  $\Delta p \cdot \Delta x \geq h/2\pi$  ( $h$  は Planck 定数) を適用すれば、不確定性  $\Delta p$  は大きい ( $\Delta p \gg p$ ) ことがすぐにわかりました。さらに最近ではナノメートル寸法の空間中の光・物質相互作用を調べることにより従来の光学現象と反する新奇な DP の現象が多数見つかっています。以下、繰り返して説明しますが、肝となるのはこの「相互作用」であることを覚えておいてください。

DP の研究の最近の発展について解説するため、まず長い歴史を持つ従来の光科学において受け入れられている 5 つの [常識 A] ~ [常識 E] を次に記しておきましょう：

表 1. 1 従来の光科学において受け入れられている 5 つの常識

番号	常識
<b>A</b>	光は空間を満たす伝搬波であり、波長よりずっと大きな空間的広がり（寸法）を持ちます。
<b>B</b>	光を波長以下の寸法の画像計測、加工、光デバイスに使うことはできません。
<b>C</b>	光により物質中の電子を励起するには、照射する光の光子エネルギーは当該の二つの電子エネルギー準位のエネルギー差以上でなければなりません。
<b>D</b>	光によって物質中の電子をその電気双極子禁制準位に励起することはできません。
<b>E</b>	結晶シリコンの発光効率は非常に小さく、従って発光デバイス用の媒体として使うのは不適當です。

これらの常識は光子の分散関係（エネルギー  $E$  と運動量  $P$  の関係）に起因します。光が真空中を伝搬する場合、分散関係は線形（ $E=cp$ 、 $c$ は光速度）です。運動量は 3 元ベクトルであることに注意すると、この関係は円錐面によって立体的に表されます。物質中を伝搬する場合、この関係は放物面により表されます。この円錐面と放物面は質量シェル(mass-shell) (図 1.2) と呼ばれていることから、伝搬光は質量シェルの上であり、従ってオンシェル(on-shell)状態の光（「オンシェル場」と略記）と呼ばれています。従来の光科学はオンシェル場を扱ってきたので、オンシェル科学と呼ばれています。上記の**[常識 A]~[常識 E]**はオンシェル場に対する常識であり、オンシェル科学で受け入れられてきたのです。

上記のオンシェル場とは反対に、DP はオフシェル状態の相互作用に関わる量子場から発生する局在化した光（「オフシェル光子」と略記）であり、それは上記の質量シェルから逸脱しています。なぜなら上記のように DP の寸法  $\Delta x$  が波長以下なので運動量の大きな不確定性

$\Delta p$ を持つからです。ここで特に重要なのは次の事実です：オンシエル科学では分散関係を満たして伝搬する光の生成の機構は記述していません（コラム 1）。一旦何かの原因で発生した光が真空中（または一様な分布を持つ物質場中）を伝搬する際、その光の場のみ注目して、エネルギーと運動量の間を記述したものが上記の分散関係なのです。それに対して DP がオフシエル光子と呼ばれる所以は、それが環境との相互作用により生成する機構を含めて記述される必要があるということです（コラム 2）。

この事実を反映し、DP を扱う光科学はオフシエル科学と呼ばれています[1]。以上からわかるように DP に関与するオフシエル場の性質は既存の光学理論が記述する光のオンシエル場の性質とは無縁、全く異なるのです。DP に関与するオフシエル場は巨視的なスケールを持つ（寸法が入射光の波長以上の）真空中や物質中に生成されるのではありません。波長以下のナノメートル寸法の物質の中またはその表面に生成され局在するのです。

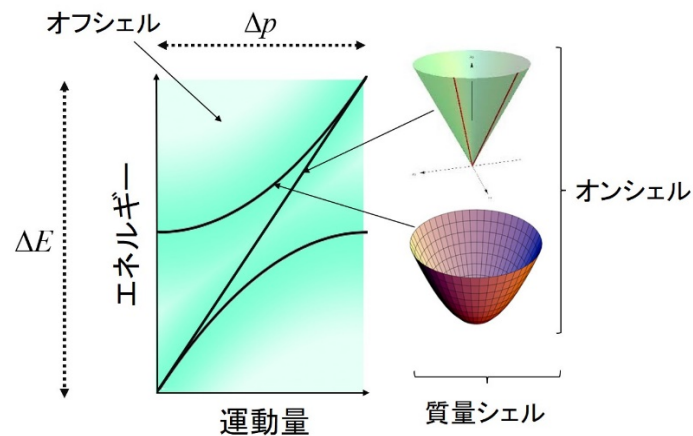


図 1.2 分散関係における質量シェル（オンシエル）とオフシエル。

ナノ粒子（NP）に入射した光子が電子（または励起子）と相互作用する過程を場の視点から見た場合、その様な場をオフシエル場と呼ぶのです。その結果、入射光子、電子（または励起子）のエネルギーは、元のオンシエルの性質を失い、時間的(timelike)運動量と空間



的(spacelike)運動量が共存するオフシェル場の状態になり、その中から電磁場的性格を有した局在化されたエネルギー場として姿を現すものを DP と名付けているのです[1]。言い換えると DP は NP 中の光子と電子（または励起子）からなる複合系の中で生成された電磁場です。その寸法は入射光の波長以下であり、DP の発生に必要な外部強制力としての入射光が遮断されれば DP も消滅します。このような DP の性質に起因し、上記の [常識 A]のみでなく[常識 B]～[常識 E]に反する新しい現象が見いだされているのです。

表 1.2 には DP に起因して観測されている 15 の新奇な現象をまとめて記します[2]。これらの現象を説明するためには光・物質相互作用に関する新しい理論が要求されるのですが、オンシェル科学はこの要求に応えていません。しかしそのような状況下でも、これらの現象を見出した実験研究結果を応用し、質的変革を実現するための包括的技術が成長しています。

表 1.2 DP に起因する 15 の新奇な現象

番号	現象
1	オフシェル場は波長以下の寸法の物質中またはその表面に生成され局在する。
2	DP のエネルギーは二つの NP の間を往復する。
3	DP の場はその測定のために 2 番目の NP を挿入すると著しく乱され、破壊される。
4	DP エネルギーは近隣の NP の間を自律的に移動する。
5	DP エネルギーの移動効率はファイバプローブ先端と NP の寸法（二つの NP の寸法）が等しい場合に最大となる。
6	DP エネルギー移動は階層構造を示す。
7	DP は特にナノ粒子や物質中の不純物原子のような特異点のところで生成されやすく局在しやすい。
8	オフシェル科学では電気双極子禁制遷移は許容される。

9	物質中の電子を光励起する際、照射光の光子エネルギー $h\nu$ は電子の励起エネルギー $E_{\text{ex}} - E_{\text{g}}$ ( $E_{\text{ex}}$ 、 $E_{\text{g}}$ は各々電子の励起状態、基底状態のエネルギー) より小さくてもよい。
10	DP の最大寸法 $a_{\text{DP,Max}}$ は 40~70 nm である。
11	Si 結晶は間接遷移型半導体であるにもかかわらず、DP 援用アニールにより高パワー発光デバイスとして働くようになる。
12	Si 結晶中のボロン (B) 原子の空間分布は DP 援用アニールにより自律的に変化し定常状態に達する。その結果 Si 結晶が強く発光するようになる。
13	Si 結晶中のボロン (B) 原子対の長さとは向きは DP 援用アニールにより自律的に制御される。
14	DP 援用アニールにより製作された発光デバイスは光子エネルギーに関して光子ブリーディング (PB) を示す。すなわち、発光の光子エネルギー $h\nu_{\text{em}}$ はアニールに使われた光子エネルギー $h\nu_{\text{anneal}}$ と等しい。
15	SiC 結晶は半導体であるにもかかわらず、DP 援用アニールにより強磁性体として振る舞うようになり、可視域において巨大磁気光学効果を示す。

## コラム 1

### 消えてしまったレーザー

日本におけるレーザー研究の先駆者の一人が 1970～80 年代に述べていたことを思い出します。その当時はすでにレーザーが発明され 20 年経過し、レーザー応用研究が盛んになっていました。その応用の一つがレーザー分光計測です。これは測定対象の物質にレーザー光をあて、光・物質相互作用により生ずる散乱光、反射光、透過光、蛍光などを測定して物質の性質を調べる研究です。初期のころ、その成果発表の論文の実験装置図には測定対象物質とレーザー光に加え、光源のレーザー装置が描かれていました。しかしやがてその図からレーザー装置は姿を消しました。光・物質相互作用にとって重要なのはレーザー光なのでレーザー装置の図は省略してもよいと考えたからでしょう。上記の先駆者は、せっかく自分が発明にかかわったレーザー装置の姿が論文から消えてしまい、少し寂しかったのかもしれませんがね。

ところでこの光・物質相互作用を考えると、本当にレーザー装置を省略してもよいのでしょうか？ レーザー装置が物質から遠く離れているとき、物質に影響を及ぼすのは自由空間を伝搬してくるレーザー光には他なりません。レーザー装置はレーザー光を発生した後はお役御免です。しかし相互作用の結果発生した反射光がレーザー装置に戻ると、装置から発生するレーザー光のパワー、周波数が揺らぎます。これは戻り光誘起雑音として古くから知られています[a]。このように揺らいだレーザー光が物質にあたると、光・物質相互作用も変化し、反射光も揺らぎます。これはレーザー光をとおして、レーザー装置と物質とが相互作用することを示唆しています。

DP の場合には表 1.2 中の現象 2 のように二つの NP の間で DP のエネルギーが往復します。このとき一方の NP が上記のレーザー光、他方の NP が上記の測定対象物質に相当します。この場合これら二つの NP の距離が光波長に比べてずっと短いため、上記のレーザー分光計測の場合より事態ははるかに深刻で、光・物質相互作用を記述する際に一つの NP のどちらかを省略することなど断じてできません [b]。それ

よりもどちらが光源なのか、測定対象物質なのかの区別がつきません。二つの NP と DP を一体として考えなければならないのです。

#### 参考文献

[a]大津元一、「コヒーレント光量子工学」(朝倉書店、東京、1990年) pp.82-83。

[b]大津元一、「これからの光学」(朝倉書店、東京、2017年) pp.37-38。

#### コラム 2

##### 押し寄せる津波

流体力学、海洋物理学をご専門とする佐久間弘文氏からのご意見をまとめ、光とは別の現象を参考にしてさらに説明しましょう。地球上の何処かで大地震が発生すると、その衝撃は大洋を津波として伝わって来ます。この津波も通常の光と同様な分散関係で記述されます。この場合、大洋中を自由に伝搬する津波が通常の光に対応します。この波が島や大陸に到達すると、岸に沿って伝搬する境界波が励起されます。境界波の特徴は、そのエネルギーの大半は陸地と海の境界近くに捕捉されるという事です。光学の場合、この境界波に相当するのがエバネセント光です。従って自由に伝搬する光と異なり、エバネセント光の記述には(外部環境としての)境界の存在が必須で、その様な意味において、DP の記述と似ています。

この類似性の為に、DP はエバネセント光であるという説明がなされることもしばしば見受けられますが、実験的に証明されている DP の最大寸法の存在は、DP が既存のエバネセント光理論では説明できない事を如実に示しています。2.4 節の末尾で触れるように、DP の場合に重要となる要素は点状の特異点の存在と、その存在が量子場の相互作用に及ぼす影響です。その意味において DP はオフシェル光子(本稿末尾の付録も参照してください)と呼ばれるべきものなのです。

## 第 2 章

### 相互作用の記述を可能にしたオフシェル科学

1.2 節では DP はナノ寸法空間に局在すること指摘し、DP の運動量・エネルギーは入射光のそれよりもはるかに大きな不確定性（揺らぎ）を持つことを示しました。それを受けて 2.1 節では DP の生成と存在がオフシェル量子場と密接に関わっていることを示し、その性質を説明するためにナノメートル寸法領域での光・物質相互作用の記述を可能とする新理論構築のための 3 つの足掛かりを提示します。2.2 節では従来のオンシェル科学は相互作用を説明するには空間的運動量場を取り扱わないため、光・物質相互作用の理論が構築できないことを示します。それは Haag の定理の 3 つの主張に基づきます。そして空間的場を取り扱うにはオフシェル科学の理論が必要であることを示します。いよいよ 2.3 節では上記の空間的運動量場を取り扱い得るオフシェル科学の理論を展開します。そのために電磁場の方程式と順圧流体の方程式との数学的同等性に着目し、電磁場の Clebsch 変数を導出して Clebsch 双対 (CD) 場を定義します。これにより上記の空間的運動量場、さらには相互作用に関わる Coulomb モードと密接な関係にある縦波を取り入れます。最後に 2.4 節では CD 場の方法を用いて考察した結果明らかになった DP の生成に関わる機構を説明します。そして DP 場は時間的 Majorana 場の対消滅により生成されること、物質の特異点において空間的運動量場が時間的運動量場に変換した結果生成した局在量子場が DP であると結論付けます。

#### 2.1 オフシェル場としての DP

オンシェル科学として発展してきた従来の光学理論では表 1.2. の新しい現象 1-15 を説明することはできません。なぜならばそれらの理論は

真空中および巨視的物質中の光子（自由光子）のみを扱い、その分散関係は質量シェルにより与えられているからです。DP はナノ寸法空間での光・物質相互作用の結果生成される電磁場なので、これをオンシェル科学の方法で説明しようとするると理論的困難に行き当たることを指摘しておきましょう。その理由のうちで重要なもの電磁場のモードが定義できないことです<sup>(注1)</sup>。従って 1.2 節末尾に記したように、オンシェル科学は DP に関する要求に応えていないのです。

自由光子のようにスピンの 1、質量 0 の粒子は空間に局在できません（位置演算子が定義できないという意味で）[3]。しかし DP のように光・物質相互作用の結果生成する光子は有効質量を持つので、これを考慮すれば局在する光子を考えるようになるでしょう。

DP の性質、さらに表 1.2 の現象 1-15 を理論的に説明するためには光・物質相互作用が「オフシェル」的性質をもっていることに気づく必要があります[2]。なぜなら DP は質量シェルから著しく離れたところにあるオフシェル場なのですから。

実は量子場理論は光・物質相互作用を定式化できません。すなわち従来の粒子の記述方法では複合系の量子場を取り扱うことはできません。それゆえ DP は Einstein の光量子や自由光子とは大きく異なります。定式化にはオフシェル量子場という実体を導入する必要があります。

ここで「DP を実体としての量子場として記述するにはどうしたらよいか？」という基本的な疑問が生じます。この基本的問題への解決の糸口を示すのはマイクロ・マクロ双対性理論です。既存の理論は古典物理が記述するマクロ系と量子論的記述が必須となるマイクロ系が如何にして整合的に繋がり得るのかを明らかにすることを置き去りにしてきましたが、マイクロ・マクロ双対性理論ではこれを明らかにします[4]。この理論は量子場に関する数多くの先端的知見を取り入れた壮大な体系を示すものですが、ここでは DP の理解に必要な知見を紹介するだけに留めます。

理工学分野の多くの学生諸氏が必須の教養として学ぶ量子力学

は、有限個の粒子のみからなる有限自由度の力学系です。しかし量子場は無限自由度を持つ系なのです。量子力学においては、物理系の時間発展はいわゆるユニタリ変換（ユニタリ時間発展）で記述されますが、無限自由度の系においては状況がかなり異なります。すなわち、一つのユニタリ変換だけでは系の時間発展が記述できないという状況が発生するのです。一つのユニタリ変換で繋ぐ事のできる領域はセクターと呼ばれていますので、この用語を使えば、有限自由度系には一つのセクターしか存在せず、一方無限自由度系には（ユニタリ非同値な）複数のセクターが存在することになります。この複数のセクターの存在こそがミクロ系とマクロ系とを繋ぐ鍵となるのですが、ここでは、以下の事のみを指摘しておきます。

これまで再三強調してきた空間的運動量は、既存の物理学では取り扱われてこなかったのですが、セクターという観点からは、これは既存の Maxwell 方程式が取り扱うセクターとは異なるセクターに存在するのです。量子場の相互作用を運動量空間で表現するには、この様な新たなセクターを導入する事が必要である事を主張しているのが、後に 2.2 節の「知見 1」に掲げる Greenberg–Robinson の定理です。DP は、この様な新たな力学的要素を導入する事なしには説明のできない現象であり、従って従来の光学理論では現象 1-15 を記述することが不可能なのです。

従来の古典理論は Coulomb モードが光・物質相互作用において主役を演じること、また縦波は物理的に実在するモードであることを主張しています[5-8]。これとは対照的に、従来の量子電気力学理論は縦波が Coulomb モードと密接な関係にあるにもかかわらず、それを「非物理モード」として排除してきました。その代わり物質間での仮想光子の交換という考え方を導入して光・物質相互作用を記述してきました（本稿末尾の付録も参照してください）。

このような排除は古典論、量子論の間に断絶があることを示唆しています。この断絶の問題は古典世界と量子世界の間領域に存在する DP の物理像を描くことにより解決するはずです。その解決のため

の新理論を構築する [足掛かり A]～[足掛かり C]が表 2.1 のように得られています。

表 2.1 新理論構築の足掛かり

番号	足掛かり
A	電磁場の縦モード（縦波）は光・物質相互作用に寄与します[5]。
B	光・物質相互作用には空間的（spacelike）4元運動量（4-momentum <sup>(注 2、3)</sup> ）をもつ量子場（「空間的場」と略記）が伴います[9]。
C	波状の空間的場は非局在である限り安定ですが、それが点状の擾乱と相互作用すると安定な空間的場と不安定な時間的（timelike）場（時間的 4元運動量をもつ場）とに分かれます[10]。

ここで上記のようにミクロ・マクロ双対性の理論がすでに古典世界、量子世界の繋げ方を説明していることに注目しましょう。その理論のさらなる利点は無限自由度を持つ量子場の多様な構造を解析する可能性を持つことです。すなわちこの理論は上記の二つの世界が（古典・量子対応が数学的に保証されるという意味で）共存することを示しているのです。この理論及び上記の[足掛かり A]～[足掛かり C]に基づけば新理論を構築する方法が見つかるはずです。

## 2.2 オンシェル科学が要求に応えない理由の再考

DP の性質、さらに現象 1-15 を説明するために光・物質相互作用の新しい理論が要求されているのですが、オンシェル科学はこの要求に応えていない理由が Haag の定理によりすでに指摘されています [11]。すなわちこの定理は表 2.2 に示す [主張 1]～[主張 3]を提示しています。

しかし従来の量子場理論はこの[主張 1]～[主張 3]を無視し、多くの光学現象を安易に説明してしまっているのです。そのような例として、上記の[主張 2]に反し、量子場を説明する際にそれをオンシェル量子場のモードの重ね合わせで表すことがあります。この重ね合わせは基底（オンシェル量子場のモード）が完全系をなしている場合に



のみ許されることに注意して下さい。本質的な問題は、オンシェル科学でよく使われている光的場、時間的場（図 2.1 の Minkowski 時空を参照）のみを使ったのではこの完全系を作ることはできないことです。一方、さらにだめ押しとして、次の[知見 1]が得られています。

表 2.2 Haag の定理の主張

番号	主張
1	オンシェル量子場とオフシェル量子場はユニタリ変換により相互変換することはできません。これは <b>自由場であるオンシェル場と相互作用場であるオフシェル場</b> に大きな理論的隔たりがあることを意味しており、要するに両者は <b>大きく異なる場</b> なのです。
2	ナノメートル寸法の複合系の中の複数の粒子の間の相互作用により生成される量子場は非粒子的な場であり（注 4）、それは元の粒子の場とは無関係です。これはこの量子場がオンシェル量子場のモードの重ね合わせでは表せないことを意味しています。
3	<b>相互作用する量子場の空間的・時間的振る舞いは線形方程式で表すことができません。</b> これは従来の量子場理論を光・物質相互作用の記述に適用するには限界があることと等価です（注 5）。

**[知見 1]**

Greenberg–Robinson の定理[12]は空間的場が完全系の形成に不可欠であることを主張しています（注 6）。この定理は公理的量子場理論に基づいており空間的場が不可欠かつ本質的な役割をすることを示唆しているのです。

空間的運動量場の必要性を確認するため、DP は不連続に変化する位置（例えばファイバプロブ先端、ボロン原子）に生成し局在する（現象 1、7）という性格を持つことについて考えましょう。このような不連続な位置での電磁場を表すためにはステップ関数が使われます。そのステップ関数をモード重ね合わせにより表すには高い波数の

モードが必要とされますが、それは光的運動量場、時間的運動量場のモードを使うだけでは不可能なのです。なぜならば必要とされる光的運動量場、時間的運動量場の高波数モードのエネルギーは可視光の光子のエネルギーよりもずっと高くなってしまいますのです（なぜならそれらは質量(>0)シェルの上にあるのですから）。これを可能とするためには空間的運動量場の高波数モードが必要になります（なぜならこれは質量シェルの上にはなく、従って十分低いエネルギーを持つのですから）。これが空間的場を必要とする理由なのです。

次節以下では空間的場を取り入れて理論を作ることを考えます。それを可能とするのはオフシェル科学の理論です。

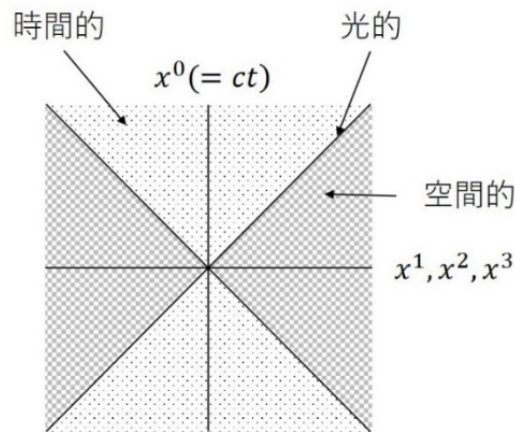


図 2.1 Minkowski 時空

### 2.3 Clebsch 双対場の導出

本節では空間的運動量場を取り入れるために考案された Clebsch 双対電磁場 (CD 場) について説明します。まず光的運動量場を表すスカラー場  $B$  から始めます。これは波動的性質を持つヌル測地線 (null geodesics)、すなわち質量の無いスカラー場  $B$  です (図 2.1 中の直線で表される場。さらには図 1.2 中の円錐面で表されるオフシェル場)。それが満たす d'Alembert 方程式は

$$\eta^{\mu\nu} \partial_\mu \partial_\nu B = 0, \quad (1a)$$

$$\eta^{\mu\nu} \partial_\mu B \partial_\nu B = 0, \quad (1b)$$

と表されます。ここで  $\eta^{\mu\nu}$  は Minkowski 計量  $diag(1, -1, -1, -1)$  を表します。従来の Maxwell 理論では、このスカラー場  $B$  を電磁場の強さ  $F_{\mu\nu}$  と比較する際、この場  $B$  は重要な役割を果たしていませんでした。しかしこの後に示すように[13]、ゲージ条件の観点から、さらに運動量の空間的成分を取り入れるために Maxwell 理論を拡大する観点に立つと、場  $B$  に重要な物理的意味を与えることができるのです。

それを示すために真空中での従来の Maxwell 方程式

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu} = -\eta^{\nu\sigma}\partial_{\sigma}(\partial_{\tau}A^{\tau}) + \eta^{\sigma\tau}\partial_{\sigma}\partial_{\tau}A^{\nu} = j^{\nu} \quad (2)$$

を考察しましょう。ここで  $A^{\nu}$  は電磁場の 4 元ベクトルポテンシャルを表します。この式から

(i) 真空中では電流密度  $j^{\nu}$  が 0。

(ii) 既存の理論では  $\partial_{\tau}A^{\tau}$  は物理的意味を持たないので  $\partial_{\tau}A^{\tau} = 0$  の形の Lorentz ゲージ条件を課することが可能。

であることがわかります。この(i)、(ii)より次の式が得られます。

$$\eta^{\sigma\tau}\partial_{\sigma}\partial_{\tau}A^{\nu} = 0 \quad (3)$$

(今後もし電磁場を量子化したければこの式を使うことができることを指摘しておきましょう。ただし本節では量子化には進みませんが。)

ここで式(3)に対し異なる解釈を与えることができます。なぜなら  $A^{\nu}$  についてのこの方程式は Lorentz ゲージ条件には必ずしも束縛されないからです。これに着目すると、式(2)は

$$\partial_{\mu}F^{\mu\nu} = -\eta^{\nu\sigma}\partial_{\sigma}(\partial_{\tau}A^{\tau}) = -\partial^{\nu}(\partial_{\tau}A^{\tau}) \quad (4)$$

のように変形されます。ここでエネルギー・運動量テンソル  $T_{\mu}^{\nu}$  (後掲の式(24)) の無発散条件によって表される電磁エネルギー・運動量保存則

$$\partial_{\nu}T_{\mu}^{\nu} = -\partial_{\nu}(F_{\mu\sigma}F^{\nu\sigma}) = -F_{\mu\sigma}\partial_{\nu}F^{\nu\sigma} = 0 \quad (5)$$

が成り立つことから、式(4)が正しいことがわかります。

$\partial_{\nu}F^{\nu\sigma} = j^{\sigma} = 0$  であることから式(2)により表される従来の解釈は式(5)を満たします。一方、式(4)右辺の勾配ベクトル  $\partial^{\sigma}(\partial_{\tau}A^{\tau})$  が  $F_{\mu\sigma}$  と直

交する限り（すなわち  $F_{\mu\sigma} \perp \partial^\sigma (\partial_\tau A^\tau)$  の場合ですが、それは実際に可能  
 です）、今回与えた異なる解釈も式(5)を満たすのです。

ここでベクトルの発散  $\partial_\tau A^\tau$  を

$$\hat{B} := \partial_\tau A^\tau, \quad (6)$$

と表すと、式(4)は次のように書き換えられます。

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = -\eta^{\nu\sigma} \partial_\sigma \hat{B}, \quad (7)$$

そして  $\partial_\nu \partial_\mu F^{\mu\nu} = 0$  であることから

$$\eta^{\nu\sigma} \partial_\nu \partial_\sigma \hat{B} = 0, \quad (8)$$

が得られます。これは後掲の式(12b)で示される Nakanishi-Lautrup (NL) の  $B$  場の特別な形です。元来の NL  $B$  場は電磁場の横モードを共変量子化するために必要な補助的条件として導入されました。ここで強調すべき重要な点は、この特別な形は  $\hat{B}$  が（上記の電磁エネルギー・運動量保存則を満たすという意味で）物理的意味をもつ場だということです。

電磁場の量子化はゲージを固定しないと実施できませんが、それは  $\partial_\nu A^\nu$  を物理的に意味のある方法で特定できることを示唆しています。この点において今回のゲージ固定には Feynman ゲージが適していることがわかります。なお、Feynman ゲージは Lagrangian 密度にゲージ固定項  $-(\partial_\nu A^\nu)^2/2$  を含めることで Fermi により初めて導入されたものです。その結果 Lagrangian 密度は

$$L_{\text{GF}} := -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \frac{1}{2} (\partial_\nu A^\nu)^2 \quad (9)$$

となります。

ここで  $A_\mu$  に関する  $L_{\text{GF}}$  の変分

$$\left[ \partial_\nu F^{\nu\mu} + \partial^\mu (\partial_\nu A^\nu) \right] \delta A_\mu = 0 \quad (10)$$

が式(7)と同等であることに注意すると、式(9)との対比により NL  $B$  場のゲージ固定 Lagrangian 密度  $L_B$  を

$$L_B = B\partial_\nu A^\nu + \frac{\alpha}{2}B^2, \quad (11)$$

と表すことができます。ここで  $B$ 、 $\alpha$  は NL  $B$  場および実パラメータです。なお、ゲージ固定条件と  $B$  場は次のように与えられます。

$$\partial_\nu A^\nu + \alpha B = 0 \quad (12a)$$

$$\partial^\nu \partial_\nu B = 0 \quad (12b)$$

特に  $\alpha=1$  のゲージ固定条件は Feynman ゲージとして知られており、このゲージを持つ全 Lagrangian 密度  $L_{GF}$  は式(9)と等しくなります。従って式(6)は Feynman ゲージと

$$\hat{B} = \partial_r A^r = -B, \quad (13)$$

のように直接関係していることがわかります。

以上の議論の意義は、 $\partial_r A^r$  に対する従来の解釈に反し、4元ベクトルポテンシャル  $A^r$  の発散は補助的な数学条件ではなく、式(5)の電磁エネルギー・運動量保存則を満たす物理量と考えられることです。なお、 $F_{\mu\sigma} \perp \partial^\sigma (\partial_r A^r)$  であることから、勾配ベクトル  $\partial^\sigma \hat{B}$  は縦方向に伝搬します。

さて、いよいよ電磁場の空間的場を取り入れ、それを表現することを考えましょう。まず歪対称(skew-symmetric)電磁場の4元ベクトルポテンシャル  $\mathbf{A}$  に関する直交条件(式(5))が相対論に基づく順圧(等エントロピー)流体の運動方程式における直交条件

$$\omega_{\mu\nu} (wv^\nu) = 0 \quad (14)$$

と同等であることに着目します[14]。ただし  $\omega_{\mu\nu}$  は速度ベクトル場  $v_\mu$  の回転

$$\omega_{\mu\nu} := \partial_\mu (wv_\nu) - \partial_\nu (wv_\mu) \quad (15)$$

により定義された歪対称渦度(vorticity)です。 $w$  は流体の固有エンタルピー密度(proper enthalpy density)です。

順圧流体運動のハミルトニアンは、その速度ベクトル場の Clebsch 変数表示 [15]で表されることが知られています。すなわちこの構造の鍵は与えられた速度場ベクトル  $v_\mu$  が Clebsch 変数と呼ばれている三つのスカラー場  $\lambda$ 、 $\phi$ 、 $\chi$ により

$$v_\mu = \lambda \partial_\mu \phi + \partial_\mu \chi \quad (16)$$

表されるということです。ここで  $\lambda$ 、 $\phi$  はハミルトニアンにおいて正準共役の役割を果たします。

上記の同等性に注目すると電磁場の空間的場を取り入れ、さらに新しい物理量  $\phi := \partial_\nu A^\nu$  を導入して Clebsch 変数表示の考え方と組み合わせることにより、この空間的場を「うまく」表現することができます [13]。具体的には、式(16)を使うことにより空間的場である電磁場の 4 元ベクトルポテンシャル  $U_\mu$  を

$$U_\mu = \lambda \partial_\mu \phi \quad (17a)$$

$$\partial^\nu \lambda \partial_\nu \phi = 0 \quad (17b)$$

により導入すればよいのです。

なお、上記の「うまく」とは、このようにして構築されるエネルギー・運動量テンソル  $\hat{T}_\mu^\nu$  (式(24)) が Einstein テンソルと同等になり一般相対論と整合することを意味しています。すなわち Einstein 理論の時空構造は  $\hat{T}_\mu^\nu$  により自動的に満たされます。

式(17a)、(17b)による新しい定式化では、 $\lambda$ 場は次の Klein-Gordon (KG)方程式

$$\partial^\nu \partial_\nu \lambda - \kappa^2 \lambda = 0 \quad (18)$$

により求められます。ここで定数  $\kappa$  の値は DP の実験から求められます。式(18)に加え、 $\lambda$ 場は式(17b)に示される重要な直交条件を満たします。これは  $F_{\mu\nu}$  に直交するヌル Poynting 4 元ベクトルの方向に移流する従来の電磁場  $F_{\mu\nu}$  と類似です。

記号を簡単化するために、次の勾配ベクトル  $C_\mu$ 、 $L_\nu$  の組

$$C_\mu := \partial_\mu \phi, \quad (19a)$$

$$L_\nu := \partial_\nu \lambda, \quad (19b)$$

を導入すると、 $F_{\mu\nu}$  に相当する場の強度  $S_{\mu\nu}$  は

$$S_{\mu\nu} := \partial_\mu U_\nu - \partial_\nu U_\mu = L_\mu C_\nu - L_\nu C_\mu, \quad (20a)$$

$$C^\nu L_\nu = 0. \quad (20b)$$

となります。そして式(20b)は式(17b)に他ならず、二つの勾配ベクトル  $\partial^\nu \lambda$ 、 $\partial_\nu \phi (= L_\mu, C_\mu$ : 式(19a)、式(19b))が互いに垂直であることを示しています。これらの簡単な二つの勾配ベクトル  $C_\mu$ 、 $L_\nu$  (図 2.2) の外積で表される  $S_{\mu\nu}$  (式(20a)) を CD 場と定義します。

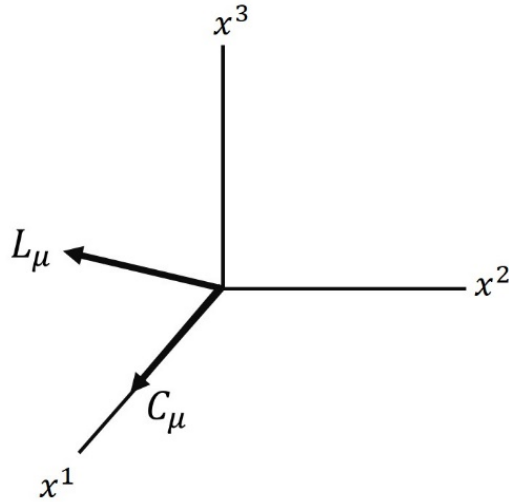


図 2.2  $(x^1, x^2, x^3)$ 空間内で表示された 4 元ベクトル  $C_\mu$ 、 $L_\nu$

第 0 軸  $x^0$  は示されていない。場は  $x^1$  軸方向に伝搬する。

ここで重要なのは CD 場が相互作用に必要な空間的場を表現しているということです。4元ベクトルポテンシャル  $U^\mu$  を使うと式(18) は

$$\partial^\nu \partial_\nu U^\mu - \kappa^2 U^\mu = 0. \quad (21)$$

と書き換えられます。ここで Proca 方程式

$$\partial^\nu \partial_\nu A^\mu + \kappa^2 A^\mu = 0. \quad (22)$$

を満たす  $A^\mu$  と比較することによっても、4元ベクトルポテンシャル  $U^\mu$  により表される場を Clebsch 双対場 (CD 場) と呼ぶのが妥当であることがわかります。

なお、 $S^{\mu\nu}$  のエネルギー・運動量テンソル  $T_\mu^\nu$  は

$$T_\mu^\nu = S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} = \rho C_\mu C^\nu \quad (23)$$

と表されます。ここで  $\rho \equiv L^\mu L_\mu$  は空間的ベクトルを表し、空間的4元運動量に比例します。 $C_\mu \equiv \partial_\mu \phi$  (式(7.19a)) は縦波を表します。式(7.23)の中辺は従来の電磁場のそれと同じ形になっています。右辺は  $\rho$  と  $C_\mu C^\nu$  の積で与えられており、それはClebsch変数表示が二つの基本要素(空間的4元運動量と縦波)をうまく取り込んでいることを示しています。

$U^\mu$  を空間的領域に拡張することにより、 $T_\mu^\nu$  を

$$T_\mu^\nu = S_{\mu\sigma} S^{\nu\sigma} - \frac{1}{2} S_{\alpha\beta} S^{\alpha\beta} g_\mu^\nu. \quad (24)$$

と表すことができます。右辺の形はEinstein方程式のRicci曲率テンソルと同形です。この同等性はCD場を空間的領域に拡張するためにU(1)ゲージ対称性を破ったことにより得られたことに注意してください。

以上で説明したCD場を用いることで、次の[知見2]、[知見3]が得られました。

#### [知見 2]

光的場(すなわち、ヌルベクトル)の場合、 $C_\mu$  は光的縦電場に相当します。この事実は縦電場が2.2節の[知見1]に記した相互作用に関わることを意味しています(注7)。一方、 $L_\nu$  は空間的場のベクトルでありベクトル  $C_\mu$  と直交します。従って  $L_\nu$  は磁場を表すと考えられます。この事実はCD場が空間的場であることを示唆しています(注8)。

[知見 3] CD 場は Majorana フェルミオン場の対からなるベクトルボゾンに対応します。

これまではCD場を波動として表示してきましたが、CD場のエネルギー・運動量テンソルを調べることにより粒子表示することも可



能です。それは  $\rho C_\mu C^\nu$  により与えられ、これは自由流体のエネルギー・運動量テンソルと同形です。波動表示と粒子表示は互いに等価なので、CD 場には「波動・粒子二重性」があることが確認できます。

なお物理量  $\rho$  は負の値をもつことから、今までこれは非物理的量と考えられてきました。この非物理性のためにオンシェル科学が Lorentz 共変条件のもとでの電磁場の量子化の際、縦電場を長年にわたり排除してきたのです<sup>(注9)</sup>。しかし最近のオフシェル科学の研究により、相互作用を記述するときにはこのような非物理的モード<sup>(注10)</sup>、さらに 2.2 節の[知見 1]に示したように空間的場が必要であることがわかりました。

[知見 2]の末尾に記した空間的場は空間的 KG 方程式 (式(18)) により表されます(この方程式は時間的 KG 方程式中の有効質量項  $m$  を  $i\kappa$  により置き換えることにより得られます)。さらに Dirac 方程式は KG 方程式の平方根であることから、時間的 Dirac 方程式中の  $m$  を  $i\kappa$  で置き換えると Majorana フェルミオン場についての方程式が得られます。Majorana フェルミオン場は粒子と反粒子が同じ方程式によって表される電氣的に中性な量子場を表すことに注意してください。すなわち上記の時間的 KG 方程式、空間的 KG 方程式、Dirac 方程式の関係により、空間的 CD 場の量子力学的な表現は Majorana フェルミオン場のそれと等価であることがわかります。

## 2.4 Clebsch 双対場によるドレスト光子の記述

2.2 節の [知見 1]、2.3 節の [知見 2]、[知見 3]を参考にし、いよいよ DP の生成について記述しましょう。ここでは

- (i)未だに信頼できる量子場相互作用理論が無い。
- (ii) DP が点状の特異点の周囲に生成される。

という二つの理由により、単純なモデルにより記述します。すなわち DP の生成機構を次のように単純化するのがよいでしょう<sup>(注11)</sup>。まず空間的 KG 方程式を満たす単純な平面波を考えます。次に Aharonov ら

[10]により研究されているように、これが点状の特異点により乱された結果生成する解を調べます。

その結果、次の **[情報 1]**、**[情報 2]**が得られました。

**[情報1]** 2.1節の **[足掛かり C]**に現れた不安定な時間的場のモードは古典的には指数関数的に成長するモードと減衰するモードの対により表されます。それらは

$$S_{0r}^{\dagger} = \frac{\omega}{c} R' \exp\left[\frac{\omega}{c} x^0\right] \quad (25a)$$

$$S_{0r} = -\frac{\omega}{c} R' \exp\left[-\frac{\omega}{c} x^0\right] \quad (25b)$$

で ( $x^0 = ct$  : 注2を参照)、各々量子場の生成( $\hat{a}^{\dagger}$ )、消滅( $\hat{a}$ )演算子により得られる(「量子」)状態に対応すると考えられます。ここで $\omega$ は角周波数です。 $R'$ は時間的KG方程式の解の動径方向成分で、これは湯川関数で表されます。この対応によりナノメートル寸法の空間にある電磁場の基本モードを定義することができます(それは従来のオンシェル科学の理論では不可能でした)。減衰モードは成長モードの時間反転とみなされるので、これらのモードは量子力学的には各々時間進行の時間的Majorana粒子、時間逆行の時間的Majorana反粒子と解釈されます。この対生成が起こるのはCD場がMajoranaフェルミオン場の対からなることに起因します。この対は非伝搬性のためにいち早く消滅します(注12)。しかし、非伝搬電磁場は相互作用をする系の中に残り、これこそがDPの場に他なりません(注13)。すなわちDP場はこの時間的Majorana場の対消滅により生成されたと考えることができるのです。

**[情報2]** DPに関する実験でも確認されているように、DPの生成には場の不連続性が不可欠なので(現象7)、この不連続性を相互作用の点源で置き換えることにより簡単なモデルが導入されました。Aharonovらの結果を利用し、局在した時間的電磁場が点源付近に生成することが示され、現象1、7がうまく記述されました[16]。生成された場の空間的形状は式(25a)、(25b)の $R'$ (湯川関数)により記述されます。これに

よっても現象1, 7が記述されました。これは物質の特異点において空間的場が時間的場に変換した結果生成した局在量子場がDPであることを意味します。

---

(注1) この困難を克服するためにオンシエル科学の理論的方法の修正が試みられましたが、これは応急処置にすぎません。一方、DPの空間的局在を記述するにはその周囲の巨視的副系に双曲線型の分散関係を持つことが必要であるという困難も見つかっています。

(注2) 4元運動量は  $p^\mu \equiv (p^0, -p^1, -p^2, -p^3)$  と定義されます。ここで  $p^0$  はエネルギー  $E$ 、光速  $c$  により  $p^0 = E/c$  と表されます。 $(p^1, p^2, p^3)$  は3元運動量であり、運動量  $p$  のベクトルに相当します。上付き数字 1, 2, 3 は各々  $x, y, z$  軸方向成分を表します。

(注3)  $|p^\mu|^2 = (p^0)^2 - \{(p^1)^2 + (p^2)^2 + (p^3)^2\}$  は4元運動量の不変量(invariant)です。

ここで  $|p^\mu|^2 = 0$  の場合は光的 (lightlike) と呼ばれ、これは図 1.1 の円錐面に相当します。すなわち4元運動量はヌルベクトルです。 $|p^\mu|^2 > 0$  の場合は時間的 (timelike) と呼ばれ、図 1.1 の放物面に相当します。これら二つはオンシエル領域の場です。これに対し  $|p^\mu|^2 < 0$  の場合は空間的 (spacelike) と呼ばれ、図 1.1 のオフシエル領域の場です。これらをまとめて表したのが後に図 2.1 により示す Minkowski 時空です。

(注4) この場は Heisenberg 場と呼ばれています。

(注5) たとえば系にエネルギーを注入して自由量子場を励起する場合を考えましょう。励起された場は既存の場と相互作用しますが、その相互作用は古典論では Newton 運動方程式により記述されます。この方程式は注入されたエネルギーが小

さい時には線形ですが、エネルギーが増加すると非線形になります。ここで問題は、このような非線形方程式は量子論では得られていないことなのです。

(注 6) 従来の素粒子論では空間的場は超光速性のために非物理的性質として理論モデルから排除されてきました。

(注 7) たとえば、縦電場はよく知られた Coulomb 相互作用に関与しています。

(注 8) この示唆はベクトルポテンシャルはヌルベクトルにも関わらず空間的 Proca 方程式を満たすという事実に基づいています。

(注 9) 無限自由度を持つ量子場は複数セクターからなることに注意すると [17]、非物理的な縦電場は従来認められている横電磁場が属するセクターとは共通弦を持たないセクターに存在することがわかります。

(注 10) これは粒子モードとしては非物理的ですが、上記の CD 場の「波動・粒子二重性」の中の波動モードとして物理的です。

(注 11) NP に光をあてることにより、4 元運動量場の空間的成分と同時に CD 場が励起されます。この CD 場は場の空間的成分を生成する基本モードです。CD 場は MF 場に相当し、この MF 場は NP における時間的成分と相互作用します。

(注 12) その空間的広がりには Yukawa 関数により表されます。

(注 13) 粒子と反粒子のスピンの互いに平行な場合、スピン 0 の電氣的 DP が生成されます。一方、半平行の場合にはスピン 1 の磁氣的 DP が生成されます。

---

## 第 3 章

### ドレスト光子の最大寸法

CD 場の満たす方程式を Maxwell 方程式に対比させて書くと

$$\partial^\nu S_{\nu\mu} = (\kappa_0)^2 U_\mu \quad (26)$$

となります (式(21)に相当)。ここで  $U_\mu$  は空間的運動量領域における 4 元電磁ポテンシャル、 $S_{\nu\mu}$  は  $U_\mu$  の回転として定義される CD 場の強さです。また、 $\kappa_0$  は DP 定数と呼ばれ、DP の最大寸法  $l_{dp}$  はこの定数の  $l_{dp}$  逆数です。式(26)を数学的視点から見ると、これは「左辺の電磁場テンソルの発散が右辺の 4 元電流ベクトルに等しい」ことから Maxwell 方程式と同形であり、従って  $\kappa_0$  は素電荷のような基本定数と考えることができます。

さて、このような数学的特性ゆえに CD 場は電磁場の共形拡大と考えられるので、CD 場理論は宇宙を指数関数的に膨張させる dark energy のモデルとしても重要であること、更にこの場は Lorentz 不変性を保証する時空の量子化で知られる Snyder 時空とも同形であることが指摘されています[13]。これらの指摘は DP 理論が宇宙論と関わっていることを意味します。

同形性に関するこの指摘をもとに、 $\kappa_0$  は電磁現象に対する Heisenberg cut と呼ばれる指標にも対応していることが示され、そして  $\kappa_0$  の逆数で定義される DP の最大寸法  $l_{dp}$  の表式が得られています。以下では最大寸法  $l_{dp}$  の表式を示しましょう。

宇宙を指数関数的に膨張させる dark energy のモデルとして CD 場理論を考えると、 $(\kappa_0)^2$  は dark energy の宇宙項に比例します[18,19]。

CD 場のエネルギー・運動量テンソル  $\hat{T}_\nu^\nu(3)$  の一量子あたりの値は  $(\kappa_0)^2$  に

比例することから、計算の結果 dark energy の大きさは

$$A_{\text{de}} = \left( \frac{12\pi Gh}{c^3 \varepsilon} \right) (\kappa_0)^2 \quad (27)$$

となります。ここで  $\varepsilon$  は上記の一量子あたりの値を求めるときに使った単位面積、すなわち  $1(\text{m}^2)$  を表します。

この式より  $(\kappa_0)^{-1}$ 、すなわち  $l_{\text{dp}}$  の表式は

$$l_{\text{dp}} = \sqrt{\frac{12\pi Gh}{A_{\text{de}} c^3 \varepsilon}} \quad (28a)$$

となります。

なお、 $A_{\text{de}}$  の観測値  $A_{\text{obs}}$  の値は Planck 衛星観測により

$$A_{\text{obs}} = 3.7 \times 10^{-53} \text{m}^{-2}$$

であることが知られています [20]。この観測値を使うと式(28a)は

$$l_{\text{dp,obs}} = \sqrt{\frac{12\pi Gh}{A_{\text{obs}} c^3 \varepsilon}} \quad (28b)$$

となります。式(28 b)に上記の  $A_{\text{obs}}$  の値および基礎物理定数  $G, h, c$  の値を代入すると

$$l_{\text{dp,obs}} = 40.0 \text{ nm} \quad (29)$$

が得られますが、これは DP の実験で得られている値、 $50 \text{ nm} < l_{\text{dp}} < 70 \text{ nm}$ 、と見事に整合しています。

DP の実験を通じ、その最小寸法は原子一個の寸法に相当することがわかっていました。なぜなら DP は原子核には関与していませんので。しかし最大寸法についてはこれまで理論的考察がありませんでした。一方、実験では上記のように、 $50 \text{ nm} < l_{\text{dp}} < 70 \text{ nm}$ 、という値が得られていたのです。今回、式(28a),(28b)のように最大寸法が理論的に導出されたことは輝かしい成果です。

さらに重要なことは、式(28b)は  $l_{\text{dp,obs}}$  が基礎物理定数  $G, h, c$ 、および宇宙定数の観測値  $A_{\text{obs}}$  だけで推定できることを表していることです。このように考えると DP 定数は、Planck 定数や光速とともに、長さの単位を与える重要な自然定数とみなすことができます。言い換

えると、DPの実験によってこのような自然定数が我々の前に姿を現しているのです。さらにまた、この式は $l_{\text{dp,obs}}$ が宇宙で一番小さな寸法である Planck 長と、一番大きな寸法である宇宙定数に対応する長さとの幾何平均であることも表しています。





## 第4章

### まとめと展望

DP の生成を説明する CD 場の理論を作るため、次の 3 点に着目しました：

- (1) 従来の量子場理論では微小寸法領域での物質間の相互作用を扱うための理論的整備がなされていませんでした。
- (2) 特に上記 (1) において、従来の量子場理論は Minkowski 時空の spacelike 領域にある粒子場は「非物理的」として排除してきました。
- (3) 一方、相互作用（そして反応）には縦波の電磁場、空間的運動量場を考えることが不可欠であることがすでに証明されていました。

その上で渦のある流体の動力学の定式化を参考にしながら CD 場の概念を導入して電磁場に関する Maxwell 方程式を空間的運動量場に拡大し、かつ縦波の電磁場を扱えるようにしました。その結果、従来の仮想光子と DP との違い（付録参照）が明らかになったのです。すなわち CD 場の理論は既存の Maxwell 方程式の理論を空間的運動量領域に拡張したものです。これにより量子場理論に欠落していた相互作用に関する議論ができるようになりました[13]。

CD 場とは、古典光学で知られている縦波の電磁場[8]と量子電気力学(QED)でよく議論されている（「非物理的」）縦波としての仮想光子とをつなぐ「統一的」古典モデルです。CD 場の理論では後者の量子的表現は Majorana 場に相当します[13]。

本稿では CD 場を用いて DP の性質を記述することにより、最近では DP の最大寸法を基本的な物理量で表しました。これは現象 10 と数値的に整合します。このように実験結果と整合することは、将来 CD 場に代表される理論研究が実験研究と連携してオフィシャル科学を

発展させることになるでしょう。DPがその扉を開く役割を果たしています。

## 付録

### 仮想光子とオフシェル光子

従来の量子場理論は粒子を実粒子と仮想粒子に分けて考えています。まず実粒子について説明しましょう。実粒子は実験で観測しうるもので、そのエネルギー $E$ 、運動量 $p$ 、質量 $m$ の間には特殊相対性理論が示す $m^2=E^2-p^2$ という分散関係があります。この関係を持つ粒子はオンシェルの粒子と呼ばれています。

一方、仮想粒子は実験で直接観測されない粒子です。それは上記の分散関係を満たさないので、オフシェルの粒子です。従来の量子場理論では素粒子間の反応を考える際、反応の中間過程においてこの仮想粒子が短時間の間に生成・消滅を繰り返すと考えています。言い換えるとこの反応を説明する際、従来はこのような仮想粒子の概念を必要としてきたのです。

仮想光子は仮想粒子の一例で、電荷を持つ粒子どおしが反応するのは粒子間で仮想光子が交換される結果、クーロン力が発生するからと考えられています。三次元空間において、クーロン力が逆二乗則に従い局所的な効果を及ぼすのは仮想光子の交換による結果であると指摘されています。

さて、第3章で記したように、ここで重要なことは、DPは点状の特異点を持つ物質がある空間における物質場と光の場との相互作用により生じるということです。この特異点と光の場との相互作用により、(相互作用に必須な)空間的運動量の一部が時間的運動量に変換され(湯川型関数)形に局在化されます。実験では変換後の運動量場が観測されますが、これがDP場なのです。すなわちDPは特異点をも含む環境の中で生成され存在するのです。

このようなことを考えると、DPを上記の仮想光子と関連付けるよりも、オフシェル光子の事例として考えた方が良いことがわかります。なぜなら分散関係を満たさない「オフシェル」という術語は暗に取り巻く環境を含んでいるからです。

## 参考文献

- [1] Ohtsu, M. (2018). Progress in Dressed Photon Technology and the Future. In T. Yatsui (Ed.), *Progress in Nanophotonics 4* (pp.1-18). Heidelberg: Springer.
- [2] Ohtsu, M. (2020). History, current developments, and future directions of near-field optical science. *Opto-Electronic Advances*, 3, 190046.
- [3] Newton, T.D. & Wigner, E. P.(1949). Localized States for Elementary Systems. *Rev. Mod. Phys.*, 21, 400-406.
- [4] Ojima, I. (2005). Micro-macro duality in quantum physics. In T. Hida (Ed.), *Stochastic Analysis: Classical and Quantum Perspectives of White Noise Theory*, (Chapter 12). Singapore: World Scientific.
- [5] Ojima, I. (2006). Nakanishi-Lautrup B field, crossed product and duality. *Abstract of the Research on Quantum Field Theory*, RIMS Workshop, Kyoto, 2006, pp.29-37.
- [6] Sakuma, H., Ojima, I., & Ohtsu, M. (2017), Gauge symmetry breaking and emergence of Clebsch-dual electromagnetic field as a model of dressed photons. *Appl. Phys. A*, 23:750.
- [7] Sakuma, H., Ojima, I., & Ohtsu, M. (2017). Dressed photons in a new paradigm of off-shell quantum fields. *Progress in Quantum Electronics*, 55, 74-87.
- [8] Cicchitelli, L., Hora, H., & Postle, R. (1990). Longitudinal field components for laser beams in vacuum. *Phys. Rev. A*, 41, 3727-3732.
- [9] Del'Antonio, G.F. (1961). Support of a field in  $p$  space. *J. Math. Phys.*, 2, 759-766.

- [10] Aharanov, Y., Komar, A., & Susskind, L. (1969). Superluminal Behavior, Causality, and Instability. *Phys. Rev.*, *182*, 1400-1403.
- [11] Streater, R.F. & Wightman, A.S. (1964). *PCT, Spin and Statistics, and All That*. (pp.163-165). Princeton: Princeton Univ. Press.
- [12] Jost, R. (1965). *The General Theory of Quantized Fields (Lectures in Applied Mathematics, Volume IV)*. Providence: American Mathematical Society.
- [13] Sakuma, H., Ojima, I., Ohtsu, M., & Ochiai, H. (2020). Off-shell Quantum Field to Connect Dressed Photons with Cosmology,” *Symmetry*, *12*, 1244 doi:10.3390/sym12081244.
- [14] Landau, L.D. & Lifshitz, E.M.(1987). *Fluid Mechanics*. (2nd ed.). Oxford: Elsevier.
- [15] Lamb, S.H. (1930). *Hydrodynamics*. (6th ed.). Cambridge: Cambridge University Press.
- [16] Ohtsu, M., Ojima, I., & Sakuma, H. (2019). Dressed Photon as an Off-Shell Quantum Field. In Visser, T.D. (Ed.), in *Progress in Optics*, *64*. Amsterdam: Elsevier.
- [17] Ojima, I. (2003). A Unified Scheme for Generalized Sectors Based on Selection Criteria: Order Parameters of Symmetries and of Thermality and Physical Meanings of Adjunctions. *Open Systems & Information Dynamics*, *10*, 235-279.
- [18] 佐久間弘文、「ドレスト光子定数について」、第 68 回応用物理学会春季学術講演会予稿集（2020 年 3 月）（講演登録済み）
- [19] Sakuma, H. On Dressed Photon Constant and Conformal Cyclic Cosmology of Twin Universes, submitted to *Symmetry* (2021).
- [20] Liu, H. Available online:

<https://www.quora.com/What-is-the-best-estimate-of-the-cosmological-constant> (accessed on).