

解 説

自由電子からの渦電磁波の放射

加藤 政博*^{1,2}

Vortex Radiation from Relativistic Electrons

Masahiro KATOH*^{1,2}

Abstract

An electron in circular motion radiates an electromagnetic wave possessing a helical wave-front and carrying angular momentum other than spin. I discuss the theoretical background of this process and give an intuitive explanation. I also show some evidences from experiments at a synchrotron light source. Radiation from an electron in circular motion is the basis of various important radiation processes, such as cyclotron/synchrotron radiations, Thomson/Compton scatterings of circular polarized light and so on. This finding indicates that vortex radiations in the VUV, X-rays and gamma-rays can be produced by accelerator based technologies. Moreover, it indicates that vortex photons can be naturally created in various situations in the universe.

1. はじめに

通常の光（電磁波）の波面は球面あるいは平面である。これに対して、螺旋状の波面を有する光渦というものがあり、それはスピンとは別に軌道角運動量を運ぶ。1992年のAllenらによる理論的な研究¹⁾以降、実験領域においても特殊な波長板やフィルターを用いることで通常のレーザー光を光渦に変換する手法が開発され、情報通信、ナノテクノロジー、イメージングなど様々な分野への応用を目指して活発に研究が行われている^{2,3)}。一方、佐々木らは2007年に円偏光アンジュレータの高次光が螺旋状の波面を有することを理論的に示し⁴⁾、その後、2013年にBahrdtらが螺旋状の波面の検証に成功した⁵⁾。最近では、分子科学研究所、広島大学、名古屋大学他の共同研究チームは分子研の放射光源 UVSOR-III において、円偏光アンジュレータからの放射の基本波は通常光であり、高次光が光渦であること、また次数が上がるにつれ渦の次数も大きくなることを実証した⁶⁾。これらの実験結果の一部は既に本誌にも佐々木が寄稿しているが⁷⁾、その後の新しい結果も含めて後ほど紹介する。

本稿の主題は、これらの実験結果ではなく、その背後にある物理である。アンジュレータの磁場中をほぼ光速で走る電子が螺旋状の波面を有する光を出す。レーザー分野で行われているように通常光を特殊な光学素子を使って変換しているわけではない。何故このような奇妙な放射が起きるのであろうか。

円偏光アンジュレータの中で電子は螺旋軌道を描く⁸⁾。螺旋軌道は円運動と等速直線運動の合成である。つまり、円偏光アンジュレータ放射というのは円運動する電子からの放射をローレンツ変換したものである。ローレンツ変換で平面や球面状の波面が螺旋状の波面に変換されることはないだろう。とすると、円運動する電子からの放射が螺旋状の波面を有しているはずである。本当だろうか。これが、筆者が一連の実験に参加して抱いた疑問であった。

円運動する電子からの放射（以下、円軌道放射）はサイクロトロン放射をはじめ様々な重要な放射過程の基礎である。1904年にO. Heavisideが高エネルギー電子からの放射に関する一連の論文を公表しているが、その中の一つで円軌道放射を取り扱っている⁹⁾。これが最も初期の研究ではない

*1 自然科学研究機構分子科学研究所 Institute for Molecular Science, National Institutes of Natural Sciences (E-mail: mkatoh@ims.ac.jp)

*2 総合研究大学院大学 Sokendai (The Graduate University for Advanced Studies)

かと思われるが、それ以降も数多くの教科書や論文で議論されている¹⁰⁻¹³⁾。しかし筆者の知る限り円軌道放射が螺旋状の波面を持って角運動量を運ぶというような記述は見たことがない。そこで学生時代の教科書を引っ張り出し、また、周囲の古典電磁気学の得意な人たちの助言を受けながら円軌道放射について再考してみた。計算の詳細は文献14)に述べてある。本稿ではその概要を解説する。

以下、まず、これまでの光渦研究について短く概観する。次に、円軌道放射が螺旋状の波面を有することを理論的に示し、その直感的な説明を試みる。次に円軌道放射の運ぶ角運動量について議論する。続いて円軌道放射が螺旋状の波面を有することを示す実験結果を紹介する。最後に、今後の展望を述べる。

2. 光渦とは

光渦というものが注目を集めるきっかけになったのは、Helmholtz方程式の近軸近似解として知られるLaguerre-Gauss解に関するAllenらの理論的な研究である¹⁾。直線偏光のLaguerre-Gauss解は光の進行方向をz軸にとりその位相項だけを陽に書き出すと下記のように表わせる。

$$\vec{A}(\rho, \phi, z, t) = \vec{e}_x u(\rho, z) \exp(-i(\omega t - kz - l\phi)) \quad (1)$$

ここで ρ , ϕ , z は円筒座標系の座標であり、 \vec{e}_x はx方向の単位ベクトル、 ω , k は角周波数と波数、また l は任意の整数である。このベクトルポテンシャルで表わされる電磁波の波面(ある時刻における等位相面)は以下のような式で表わされ、

$$kz + l\phi = \text{const.} \quad (2)$$

z の変化につれて ϕ が変化する螺旋を表していることがわかる。これを図示すると図1のようになる。なおこの模式図には示されていないが、式(1)で l がゼロである場合を除くとLGモードの光の中心($\rho = 0$)は位相の定まらない位相特異点となり、そこでの光強度はゼロ、すなわちドーナツ状の強度分布を有する。

Allenらはこの電磁波がz軸方向に輸送するエ

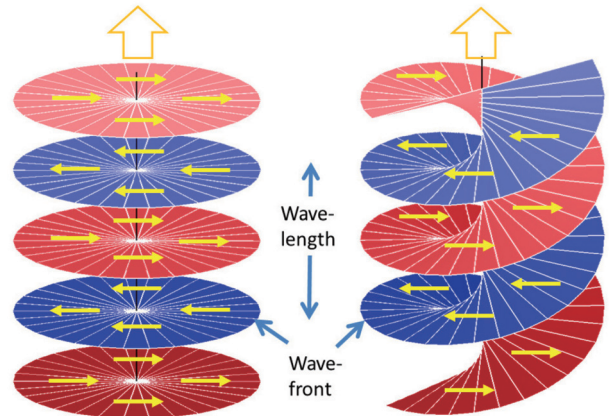


図1 平面電磁波(左)と渦電磁波(右)の波面。上方へ進行している。矢印は波面上での電場ベクトルの向きを示す。

ネルギー量と角運動量を古典論的に見積もり、その結果が

$$\frac{dJ_z/dt}{dU/dt} = \frac{l}{\omega} = \frac{\hbar l}{\hbar \omega} \quad (3)$$

となることを示した¹⁾。ここで U はエネルギー、 J_z は角運動量のz成分である。二つ目の等号は古典論の結果の分母分子にプランク定数 \hbar をかけただけであるが、量子論的に解釈すれば、分母が1光子のエネルギーであることから分子は1光子の運ぶ角運動量ということになる。式(1)は直線偏光の解であることから、円偏光に対応するスピン角運動量はゼロである。一方 l は整数であるが、その大きさに制約はない。このように式(1)で表わされるような電磁波はスピンとは別の角運動量を運ぶ。Allenらはこれを軌道角運動量と呼んだ¹⁾。なお、円偏光の場合にも同様な議論ができ、その場合にはスピン角運動量と軌道角運動量の両方を運ぶということが示されている¹⁾。

このような螺旋状の波面を有する光、光渦を作り出す手法はいくつか考案されている²⁾。ホログラフィックフィルターと呼ばれる特殊なフィルターを用いる手法がよく用いられているようであるが¹⁵⁾、直感的に最もわかりやすいのは、ある屈折率を有する媒質を用いて光軸のまわりの方位角に応じて媒質の厚みが連続的に変化するようにすることで式(1)のような位相の空間構造をもつ電磁波を生成するというものであろう¹⁶⁾。

光渦は角運動量を運ぶことから照射した対象物

にトルクを及ぼす。これを利用して溶液中の微粒子を回転させたり¹⁷⁾、高分子フィルムや金属面に渦巻き状の微細構造を作り出すなど^{18, 19)}のナノテクノロジーへの応用に向けた研究が行われている。また、ドーナツ状の強度分布を利用した顕微鏡への応用²⁰⁾などイメージング技術へも応用されている。

Allen らの研究は古典電磁気学に基づいたものであるが、一方、1個1個の光子をそれが持つ軌道角運動量の大きさによって分別する手法も開発され²¹⁾、光渦を用いた量子もつれの実験が行われるなど²²⁾、量子論的なレベルでの研究も進められている。光子1個に軌道角運動量という新たな情報を付与できることに着目した大容量情報通信への応用も注目されている²³⁾。

個々の光子が軌道角運動量を運ぶとすると、それらは原子や分子とどのように相互作用するのだろうか？ 角運動量保存則から通常は禁制となるような光励起が起こせるのだろうか？ 理論的な研究はいろいろなされているが、実験的な論文は未だ数少ない。その中で、最近になって、特異な光励起や渦二色性が観測できたとする論文も出始めている^{24, 25)}。また、金安らはアンジュレータからの極端紫外光渦を用いた原子分子との相互作用に関する実験を世界に先駆けて開始している²⁶⁾。

3. 円軌道放射

3.1 円軌道放射の波面

Helmholz 方程式は電荷や電流の存在しない自由空間での Maxwell 方程式に基づくものであることを考えると、Allen らの研究¹⁾は、光渦という奇妙な電磁波が存在し得ることを示したものと考えられるが、しかしこのような電磁波がどのようにして放射されるのかについては何も言っていない。円軌道放射が光渦であるかどうかを議論するには荷電粒子の運動を含んだ Maxwell 方程式を解かなくてはならない。

一般に荷電粒子からの放射場は Liénard-Wiechert ポテンシャルを用いて下記のように表わすことができる¹⁰⁾。

$$\vec{E}(t) = \frac{e}{cR} \frac{\vec{n} \times \left\{ (\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}} \right\}}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Bigg|_{t'} \quad (4)$$

$$\vec{H}(t) = \vec{n} \times \vec{E} \Big|_{t'} \quad (5)$$

ここで t' は遅延時間、

$$t' = t - \frac{R}{c} \quad (6)$$

である。

円軌道放射を取り扱っているほとんどの教科書や論文もこの表式から出発しているが、ここでの取扱いがそれらと異なるのは、方位角 ϕ を陽に含んだ形で計算を進める点である。円軌道放射の放射場は z 軸に対して回転対称であると考え、**図 2** において原点からの距離 r と天頂角 θ が同じであれば方位角 ϕ は何処に選んでも放射場は同じということになる。確かに放射のパワーや偏光はその通りである。しかし我々は、位相は同じなのか、という点に興味がある。

式 (4) に円軌道を描く電子の運動を代入し、初等的な計算を進めると

$$\vec{E}(R, \theta, \phi, t) = \frac{e}{cR} \frac{\beta\omega}{\{1 - \beta \sin \theta \cos(\omega t' - \phi)\}^3} [\cos \theta \sin(\omega t' - \phi) \vec{e}_\theta - \{\cos(\omega t' - \phi) - \beta \sin \theta\} \vec{e}_\phi] \quad (7)$$

という形にまとめることができる。ここで \vec{e}_θ ,

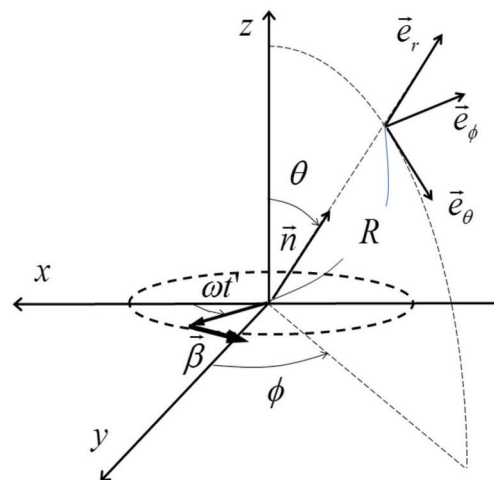


図 2 座標系¹⁴⁾。電子は xy 平面上を原点を中心に円運動し、観測者は球面座標 (R, θ, ϕ) の位置にいる。方位角は y 軸を基準とする。

\vec{e}_ϕ は図 2 に示す観測者の系での単位ベクトルである。この式は電子の速度 β が小さいときには正弦波となるが、 β が大きくなるにつれ相対論的な効果により歪みが現れ高調波を含むようになる。それぞれの高調波の位相をみるために式 (7) を Fourier 級数に展開すると結果は、

$$\vec{E}(R, \theta, \phi, \omega t) = \operatorname{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{e}{cR} l \omega \left[\begin{array}{l} \varepsilon_+^l(\theta) e^{i(l-1)\phi} \vec{e}_+ \\ + \varepsilon_-^l(\theta) e^{i(l+1)\phi} \vec{e}_- \\ + i \varepsilon_z^l(\theta) \vec{e}_z e^{il\phi} \end{array} \right] e^{-il(\omega t - \frac{R}{c})} \quad (8)$$

とまとめることができる。ここで、

$$\varepsilon_{\pm}^l(\theta) \equiv \frac{\varepsilon_x^l(\theta) \pm \varepsilon_y^l(\theta)}{\sqrt{2}} = \beta J_l'(l\beta \sin \theta) \pm \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} J_l(l\beta \sin \theta) \quad (9)$$

$$\varepsilon_z^l \equiv \cos \theta J_l(l\beta \sin \theta) \quad (10)$$

$$\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) / \sqrt{2} \quad (11)$$

である。また J_l は第一種ベッセル関数である。

式 (8) から、方位角に依存する位相項が現れ

ていることが直ちに見て取れる。特に z 軸近傍 ($\theta \ll 1$) では第一項が主要となり、放射場は電子の周回と同じ向きの円偏光であり、その基本波 ($l=1$) は螺旋波ではないが、高調波 ($l>1$) は螺旋波であることがわかる。さらに高調波の次数が大きくなると螺旋の次数も大きくなる。

先に述べた通り、円偏光アンジュレータ放射は円軌道放射を z 軸方向にローレンツ変換したものと考えることができるが、この場合、相対論的な効果で、放射パワーは z 軸の近傍に集中する。佐々木らによる計算⁴⁾ は式 (8) の第一項のみをとる近似に対応している。

円軌道放射が何故このような波面を形成するのかは以下のようにして直感的に理解することができる。先に述べた通り、式 (7) は電子の速度 β が小さい場合には正弦波であるが、 β が大きくなるにつれて図 3 に示すような歪みが生じる。これは電子の瞬間的な運動方向に放射場が集中する相対論的な効果である。この歪みが高調波を生み出す。電子が観測者の方向を向いたときに場が顕著に歪むが、この歪みが観測者に到着するタイミングは観測者のいる方位角 ϕ に依存する。このようにして高調波の位相が方位角に依存するようになる。

3.2 円軌道放射の角運動量

放射場の運ぶエネルギーと角運動量は以下のような式で計算できる¹⁰⁾。

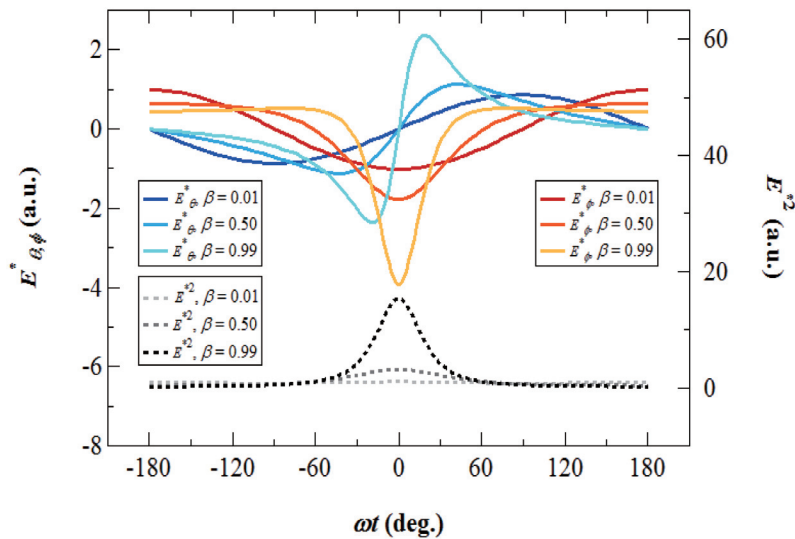


図 3 電場波形の電子速度 (β) 依存性⁶⁾。電場強度は電子の速度で規格化している。点線は電磁場のエネルギー密度 (電場の 2 乗) を示す。

$$\frac{dU}{dt} = \int r^2 d\Omega \vec{n} \cdot \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}) \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \frac{dJ}{dt} &= \int cr^2 d\Omega \frac{1}{4\pi} \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{H}) \\ &= \int \frac{r^3}{4\pi} d\Omega (\vec{E}(\vec{n} \cdot \vec{H}) - \vec{H}(\vec{n} \cdot \vec{E})) \end{aligned} \quad (13)$$

Allen らの計算¹⁾では z 軸方向に進行する電磁波を考えていたので、(12)、(13) 式に対応する式を z 軸に垂直な平面で積分しているが、円軌道放射の場合はその等方性から、原点を囲む球面上で積分を取る必要がある。

式 (13) に円軌道放射の電磁場 (例えば式 (7)、(8)) を代入すれば電磁場の運ぶ角運動量が求まりそうなものであるが、残念ながらそう簡単にはいかない。式 (7)、(8) は電磁場が進行方向に垂直な成分しか持たない、すなわち横波であることを示している。この場合、式 (13) に現れる電場や磁場の進行方向成分 ($\vec{n} \cdot \vec{E}$ や $\vec{n} \cdot \vec{H}$) はゼロになり、角運動量はゼロとなってしまう。ここで留意すべきは式 (13) の中の距離 r の次数である。式 (12) には r の 2 乗が現れ、エネルギーの流れに寄与するのは電磁場の $1/r$ に比例する項までである、従って放射場というのはそこまで考えれば十分である、というのが教科書に書いてあることである。ところが角運動量の流れを表す式 (13) では r の 3 乗が現れる。これは角運動量自身が原点からの距離 r に比例することからきている。そうすると、角運動量の流れを計算するには $1/r$ の高次の項まで考えないといけない可能性が出てくる。

この問題を取り扱うのに、遅延ポテンシャルを周波数展開する手法¹⁰⁾を用いてベクトルポテンシャルを求めてみる。これも初等的な計算であり¹⁴⁾、結果は以下のようなになる。

$$\begin{pmatrix} A_r \\ A_{l\theta} \\ A_{l\phi} \end{pmatrix} = e^{\frac{i(kr - l\omega t + l\phi)}{r}} \begin{pmatrix} J_l(l\beta \sin \theta) \\ \cot \theta J_l'(l\beta \sin \theta) \\ i\beta J_l'(l\beta \sin \theta) \end{pmatrix} + o\left(\frac{1}{r^2}\right) \quad (14)$$

実際、この式から式 (8) を導出することもできる。このベクトルポテンシャルを用いて電場は以下のように表わすことができる。

$$\begin{pmatrix} E_r \\ E_{l\theta} \\ E_{l\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{l\theta}^{(1)}) \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r A_{l\phi}^{(1)}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_{\theta}^{(1)}) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} A_{\phi}^{(1)} \\ o(r^{-2}) \\ o(r^{-2}) \end{pmatrix} + o(r^{-3}) \quad (15)$$

省略するが磁場も同様な表式が得られる。なお、ベクトルポテンシャルの肩の数字 (1) は式 (14) の第一項であることを示す。式 (15) の右辺の第一項は r^{-1} に比例し、第二項は r^{-2} に比例する。 r^{-1} に比例する項まで考えると進行方向に垂直な成分 (θ 方向、 ϕ 方向) のみとなるが、 r^{-2} に比例する項まで考えると進行方向 (r 方向) の成分が出てくる。この成分が存在することで式 (13) がゼロでなくなる。ここでも計算そのものは初等的であり詳細は省略するが、最終的な結果は下記のようにまとめることができる¹⁴⁾。

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dU_l}{dt} \right\rangle &= \hbar l \omega \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) \\ &= n_l \hbar l \omega \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \left\langle \frac{dJ_{lz}}{dt} \right\rangle &= \hbar l \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) \\ &= n_l \hbar l \end{aligned} \quad (17)$$

$$n_l \equiv \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) \quad (18)$$

ここで、 n_l は l 次の高調波の光子数を表す。上記の結果を Allen ら¹⁾と同様に解釈すれば、円軌道放射の l 次の高調波は光子 1 個当たり $\hbar l \omega$ のエ

エネルギーを運び、 lh の角運動量（の z 成分）を運ぶということになる（Allenらの論文と異なりここでの ω は電子の周回角周波数であることに注意）。なお角運動量の z 成分は z 軸方向へのローレンツ変換に関して不変量である。したがって、円偏光アンジュレータ放射のように電子が螺旋軌道を描く場合にも上の関係は成立する。

なお上記で求めた角運動量はスピンと軌道角運動量の両方を含む全角運動量である。先に述べたようにアンジュレータ放射などのように放射場が z 軸近傍に集中している場合には、式(8)において第一項が主要となり、放射場は円偏光で且つ $\exp\{i(l-1)\phi\}$ という位相項を持つ。Allenら¹⁾の解釈に倣えば、これはスピン h 、軌道角運動量 $(l-1)h$ 、全角運動量 lh を有すると考えることができ、上記の結果と矛盾しない。なお、近軸近似が成り立たない一般的な場合にはスピンと軌道角運動量の分離はできないと言われている²⁷⁾。

4. 実験的検証

円軌道放射は等方的であり、その波面の形状を計測するのは技術的に容易でないが、円偏光アンジュレータ放射を用いることで、上述した理論が z 軸近傍について成立していることを示すことができる。分子科学研究所の放射光源 UVSOR-III は、文部科学省の量子ビーム基盤技術開発プログラムの支援のもと建設された光源開発専用ビームライン BL1U 及び専用アンジュレータを有し、電子エネルギーが低いことから、紫外線領域で実験を行うことができる。BESSY での実験⁵⁾が極紫

外線を用いて超高真空中で行われたのに対し、大気中で市販品の光学素子や CCD カメラを用いて系統的な実験を行うことができた。その成果の一部は既に佐々木が本誌に寄稿しているが⁷⁾、以下では、先の理論的考察を実証するという観点から、新しいデータも含めてあらためて実験結果を整理して紹介する。これも詳細は文献(6)を参照していただきたい。

BESSY での実験⁵⁾は2台のアンジュレータを用いて、1台のアンジュレータからは渦ではないと思われる1次光、もう1台からは渦であると思われる2次光を同じ波長で出し、それを分光器を通して帯域を制限することで波束を干渉させ、その干渉パターンが特徴的な渦巻き模様になる²⁸⁾ことを示したものである。同様な手法で UVSOR-III で行った実験の配置を図4(上)に、またその結果を図5にまとめる。BESSY での実験ではアンジュレータの1次光と2次光の干渉を観測したが、我々の場合は、これに加えて1次光と3次光の干渉まで観測することに成功し、理論の示す通り、高調波の次数が上がるにつれ渦の次数も上がることが初めて実証できた。

なおこの干渉を利用する手法は巧妙であるが、厳密に言えば、2つのアンジュレータ放射間の位相差を見ているに過ぎない。我々はダブルスリットを用いた回折実験²⁹⁾によって1台のアンジュレータからの光だけを用いて、波面が螺旋状であることを実証することを試みた。実験配置を図4(下)に、またその結果を図6に示す。アンジュレータ1次光では通常のスライプ状の干渉パターン

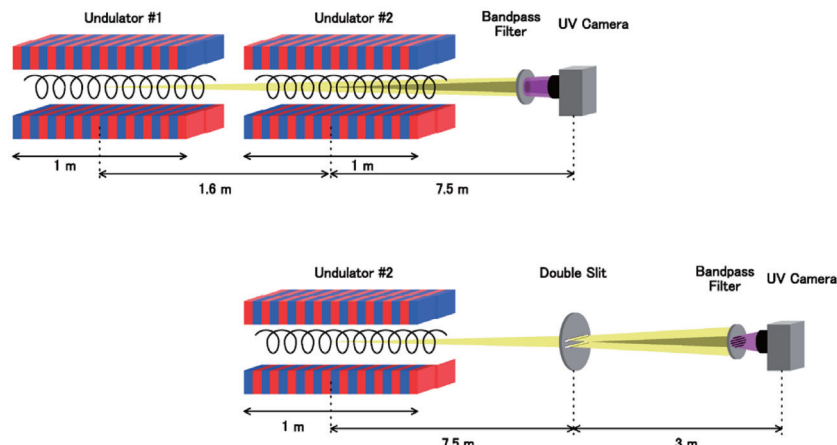


図4 円偏光アンジュレータからの光渦放射検証実験⁶⁾。干渉法(上)と回折法(下)。

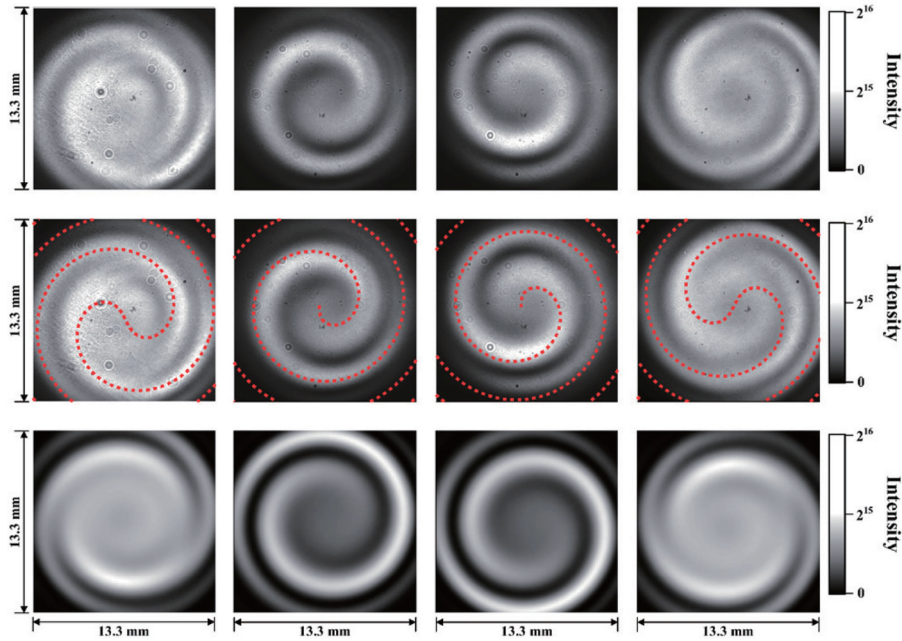


図5 2台のアンジュレータ光の干渉パターン⁶⁾。(上段)観測結果,(中段)観測結果と解析計算(赤点線),(下段)SRW³⁰⁾によるシミュレーション.左から右へ,左回り偏光で3次光と1次光,2次光と1次光,右回り偏光で2次光と1次光,3次光と1次光の干渉.実験波長は355 nm.

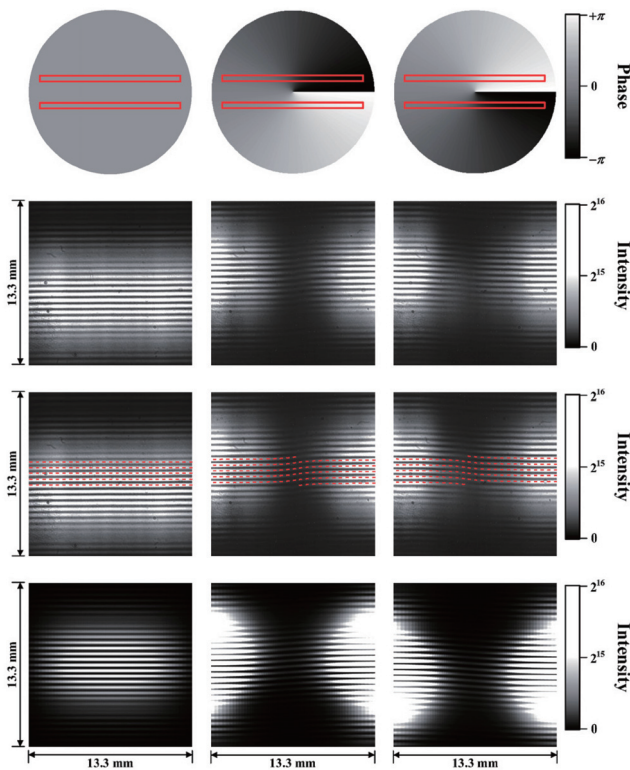


図6 ダブルスリットによる回折模様⁶⁾。(最上段)原理の模式図,(上段)観測結果,(中段)観測結果と解析計算(赤点線),(下段)SRW³⁰⁾によるシミュレーション.左から右へ,左円偏光1次光,左円偏光2次光,右円偏光2次光.実験波長は355 nm.

が得られたのに対し,2次光ではストライプに歪みが生じている.この歪みは光軸,すなわち位相特異点が2つのスリットの間にあるときのみ観測された.この歪みは波面が螺旋状である場合に予想される結果とよく一致し,アンジュレータ1次光は通常光であるが2次光は光渦であることが明確に示すことができた.

なお,図5,6に示すような明確な干渉パターンが観測できるのはUVSOR-IIIの電子ビームが紫外線領域で回折限界であることが重要である点を指摘しておきたい³¹⁾.

5. まとめと展望

円軌道を描く電子からの放射は螺旋状の波面を持ちスピンとは別な角運動量を運ぶことを古典電磁気学を用いて示した.円偏光アンジュレータの中で螺旋軌道を描いて運動する高エネルギー電子からの放射が螺旋状の波面を有することを実証した.

放射光の技術で光渦が生成できることは,これまで可視光領域を中心に行われてきた光渦に関する研究が真空紫外線やX線の領域へ展開可能となったことを示している.このことは加速器を用

いた光発生技術に新しい飛躍をもたらす可能性がある。加速器技術的に興味深いのは、このような空間構造を有する光の特質を100%活用するには回折限界光源が必要となる可能性がある点であり、X線渦の有効な利用法が見つければ回折限界放射光源の建設推進への動機の一つとなる可能性がある。

なお、加速器を用いた光渦発生に関しては、ライナックと外部レーザーを用いた螺旋状マイクロバンチングによる手法も実証されている³²⁾。円偏光アンジュレータに大強度レーザーを打ち込み電子ビームと相互作用させると入射レーザーの2倍波の波長で螺旋状の密度変調が生じ、時間的にコヒーレントな光渦が放射されることが実証されている。光発生技術として大変に興味深い研究成果であるが、これは本稿で述べた円軌道放射に基づく過程ではない。このことを説明するのに、まず、我々がかつてUVSOR-IIにおいて行った、一様磁場中を運動する電子ビームから単色光を放射させた実験³³⁾について手短かに述べる。この実験では振幅変調のかかったレーザーパルスと電子バンチを相互作用させ、テラヘルツの波長程度の周期でバンチ中に周期的な密度変調を形成した。このような電子バンチが偏向電磁石中を通過するとテラヘルツ領域で単色光を放出する。個々の電子は広帯域の白色光を放出しているが、バンチ中の密度変調により、ある特定の波長成分だけが強め合うように干渉した結果である。螺旋状マイクロバンチングによる光渦放射もこれと同様に理解できる。個々の電子は通常光を放射しているが、螺旋状の波面を有する成分だけが強め合うように干渉した結果、光渦が放射されるのである。

加速器を用いた光源技術という観点で、興味深い展開は、逆コンプトン散乱による渦ガンマ線の生成である。これまで、渦レーザー光を逆コンプトン散乱することで渦ガンマ線ができるとする理論的な提案がなされている³⁴⁾。しかし、円軌道放射に関する我々の研究はこれとは別な過程の存在を浮かび上がらせた。それは円偏光レーザーを非線形コンプトン散乱する手法である³⁵⁾。円偏光の場の中で電子は円運動する。入射光の強度が強いと円運動の速度は相対論的になり、高調波が発生する。これが非線形コンプトン散乱であり、この高調波は光渦であるはずである。

この円偏光非線形コンプトン散乱が光渦を生む過程を量子論的に眺めてみると興味深い。1次の非線形過程を考えると、これは1個の光子が入ってきて1個の光子が出ていく過程である。入射光子1個当たりのエネルギーは $\hbar\omega$ であり合計で $l\hbar\omega$ のエネルギーが入ってくる。これに対し、出ていく光子のエネルギーは $l\hbar\omega$ であり、エネルギー保存則は成り立っている。それでは角運動量保存則はどうか。円偏光であるので入射光子は1個当たり \hbar のスピ角運動量を運び、合計で $l\hbar$ の角運動量が入ってくる。出ていく光子はスピ角運動量として \hbar を運ぶだろう。それでは残りの $(l-1)\hbar$ の角運動量は何処へ行ったか。我々の古典電磁気学的考察は、散乱光子が残り角運動量として運び去ることを示しており、この場合、確かに角運動量保存則が成り立つのである¹⁴⁾。

円軌道放射が光渦を生み出す。このことは加速器を用いた光発生技術として興味深いことは言うまでもないが、筆者はもっと幅広い分野、特に自然科学にインパクトを与えないだろうか、という点に強い興味を感じている。加速器中の高エネルギーの電子が引き起こす現象は宇宙の様々な場所でも起きるはずである。例えば、磁場を帯びた天体の磁気圏を運動する高エネルギーの電子はローレンツ力を受けて円運動・螺旋運動をしながら様々な波長域で渦電磁波を放出しているのではないか。

天文学の分野でも宇宙における光渦に関していくつかレビューが出ている^{36, 37)}。これらを読むと、回転するブラックホールの周辺重力場の作用により通常光が光渦に変わるとする説³⁸⁾などごく限られた例外を除くと、自然現象で光渦のような奇妙な光が放出されることはないだろう、というのが常識となっていることがよくわかる。そのような光が観測されたらそれは宇宙人が光通信をしている可能性がある、とする考えまで示されているのである³⁶⁾。

我々が一連の研究で明らかにしたように、円軌道放射という極めて一般的な放射現象で光渦が生み出されるとなると、光渦は自然界に普遍的に存在するはずである。そのような光がどのような役割を担っているのか、また、どのような情報を運んでくれるのか、これまで自然科学者がほとんど足を踏み入れていない研究領域が存在してい

るのかもしれない。

最後になるが、本稿は参考文献(6), (14), (35)の共著者らとの共同研究の成果に基づくものである。円偏光アンジュレータ放射に関する実験研究⁶⁾については、佐々木茂美氏(広島大名誉教授)に加え、宮本篤氏(現東芝)、保坂将人氏(名古屋大)、山本尚人氏(現KEK)、許斐太郎氏(現KEK)、藤本将輝氏(分子研)らの貢献が大であった。また、円軌道放射に関する理論研究¹⁴⁾に関しては、川口秀樹氏(室蘭工大)、大見和史氏(KEK)、土屋公央氏(KEK)らとの議論がとりわけ有益であった。非線形コンプトン散乱による渦ガンマ線の生成に関する研究³⁵⁾は平義隆氏(産総研)が中心となって進めたものである。誌面の関係で、具体的に名前を挙げるのでできなかった方々も含め、この場をお借りしてお礼申し上げる。

また、これらの研究は科学研究費補助金(26286081, 17H01075)、自然科学研究機構分野融合型共同研究の助成を受けて行われたものである。

参考文献

- 1) L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw, J. P. Woerdman, *Phys. Rev. A* 45, 8185-8189 (1992).
- 2) M. Padgett, et al., *Physics Today* 57(5), 35 (2004).
- 3) G. Molina-Terriza, J. P. Torres, L. Torner, *Nat. Phys.* 3, 305-310 (2007).
- 4) S. Sasaki & I. McNulty, *Phys. Rev. Lett.* 100, 124801 (2008).
- 5) J. Bahrtdt, et al., *Phys. Rev. Lett.* 111, 034801 (2013).
- 6) M. Katoh, M. Fujimoto, N. S. Mirian, T. Konomi, Y. Taira, T. Kaneyasu, M. Hosaka, N. Yamamoto, A. Mochihashi, Y. Takashima, K. Kuroda, A. Miyamoto, K. Miyamoto, S. Sasaki, *Sci. Rep.* 7, 6130 (2017).
- 7) 佐々木茂美, *加速器* 11, 4, 221 (2014).
- 8) B. M. Kincaid, *J. Appl. Phys.* 48, 2684 (1977).
- 9) O. Heaviside, *Nature* 69, 293 (1904).
- 10) L. D. Landau & E. M. Lifshitz, *The classical theory of fields.* (4th Rev. English Ed.) Elsevier Ltd. (1975).
- 11) J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics.* (3rd ed.) John Wiley & Sons, Inc. (1999).
- 12) J. Schwinger, *Phys. Rev.* 75, 1912-1925 (1949).
- 13) T. Takakura, *Solar Phys.* 1, 304-353 (1967).
- 14) M. Katoh, M. Fujimoto, H. Kawaguchi, K. Tsuchiya, K. Ohmi, T. Kaneyasu, Y. Taira, M. Hosaka, A. Mochihashi, Y. Takashima, *Phys. Rev. Lett.* 118, 094801 (2017).
- 15) N. R. Heckenberg, R. McDuff, C. P. Smith, A. G. White, *Opt. Lett.* 17, 221-223 (1992).
- 16) M. W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen, J. P. Woerdman, *Opt. Comm.* 112, 321-327 (1994).
- 17) H. He, et al., *Phys. Rev. Lett.* 75, 826 (1995).
- 18) A. Ambrosio, et al., *Nat. Comm.* 3, 989 (2012).
- 19) T. Omatsu, et al., *Opt. Exp.* 18(17), 17967 (2010).
- 20) T. A. Klar, E. Engel, S. W. Hell, *Phys. Rev. E.* 64, 066613 (2001).
- 21) J. Leach, M. J. Padgett, S. M. Barnett, S. Franke-Arnold, J. Courtial, *Phys. Rev. Lett.* 88, 257901 (2002).
- 22) A. Mair, A. Vaziri, G. Weihs, A. Zeilinger, *Nature* 412, 313 (2001).
- 23) A. E. Willner, *IEEE Spectrum* (2016). <http://spectrum.ieee.org/telecom/wireless/twisted-light-could-dramatically-boost-data-rates>
- 24) C. T. Schmiegelow, et al., *Nat. Comm.* 7, 12998 (2016).
- 25) W. Brullot, M. K. Vanbel, T. Swusten, T. Verbiest, *Sci. Adv.* 2, e1501349 (2016).
- 26) T. Kaneyasu, Y. Hikosaka, M. Fujimoto, T. Konomi, M. Katoh, H. Iwayama, E. Shigemasa, *Phys. Rev. A* 95, 023413 (2017).
- 27) S. M. Barnett & L. Allen, *Opt. Comm.* 110, 670-678 (1994).
- 28) J. Vickers, et al., *J. Opt. Soc. Am. A* 823, 25, 3, 823-827 (2008).
- 29) H. I. Sztul & R. R. Alfano, *Opt. Lett.* 31, 999-1001 (2006).
- 30) O. Chubar, *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* 435, 495-508 (1999).
- 31) T. Kaneyasu, Y. Hikosaka, M. Fujimoto, H. Iwayama, M. Hosaka, E. Shigemasa, M. Katoh, *J. Synchrotron Rad.* 24, 934-938 (2017).
- 32) E. Hemsing, et al., *Nat. Phys.* 9, 549-553 (2013).
- 33) S. Bielawski, C. Evain, T. Hara, M. Hosaka, M. Katoh, S. Kimura, A. Mochihashi, M. Shimada, C. Szwaj, T. Takahashi, Y. Takashima, *Nat. Phys.* 4, 390-393 (2008).
- 34) U. D. Jentschura, V. G. Serbo, *Phys. Rev. Lett.* 106, 013001 (2011).
- 35) Y. Taira, T. Hayakawa, M. Katoh, *Sci. Rep.* 7, 5018 (2017).
- 36) M. Harwit, *Astrophys. J.* 597, 1266-1270 (2003).
- 37) N. M. Elias II, *Astron. & Astrophys.* 492, 883-922 (2008).
- 38) F. Tamburini, B. Thidé, G. Molina-Terriza, G. Anzolin, *Nat. Phys.* 7, 195-197 (2011).