

渦放射光の生成とその応用の試み

保坂将人

名古屋大学シンクロトン光研究センター 〒464-8603 名古屋市千種区不老町

金安達夫

九州シンクロトン光研究センター 〒841-0005 鳥栖市弥生が丘 8-7

加藤政博

自然科学研究機構分子科学研究所 〒444-8585 岡崎市明大寺町字西郷中38

総合研究大学院大学 〒240-0193 神奈川県三浦郡葉山町

■ 解説

光渦とは螺旋状の波面を持つ光で、伝播軸の中心に位相特異点を持ち、また軌道角運動量を運ぶことが知られている。これまで光渦の応用研究はレーザーの利用可能な可視光領域を中心に行われてきた。本稿では、光渦の応用研究を短波長領域に拡張するための光源として円偏光アンジュレータを取り上げ、UVSORを用いて行った円偏光アンジュレータ高次光が光渦であることを実証する研究と、その応用として行なった真空紫外領域の光渦を用いた希ガス光イオン化実験について解説する。また、円偏光アンジュレータからの光渦放射の基礎となる物理について解説する。

1. はじめに

光子は円偏光に由来するスピン角運動量 $+1\hbar$, $-1\hbar$ を持つということは古くから良く知られている。光やそれを用いた研究の長い歴史から見ると比較的最近ともいえる1992年に Allen らは、Maxwell 方程式の近軸近似解の一つであるラゲールガウスモードの光がスピンとは別に軌道角運動量を運ぶということを指摘した¹⁾。ラゲールガウスモードの光は、伝播軸周りの方位角を ϕ とすると、 $\exp(i\ell\phi)$ によって表される螺旋状の波面を持つ (ℓ は整数でトポロジカルチャージと呼ばれる) ことから光渦と呼ばれ、光子あたり軌道角運動量 $\ell\hbar$ を運ぶことが示されている。通常光と光渦の波面 (等位相面) および強度分布を Fig. 1 に示す。光渦の中心軸は位相が定義できない特異点となるために光渦の空間強度分布は中心に強度を持たないドーナツ状となる。

光渦は通常のガウスモードのレーザー光を spiral phase plate 等の光学素子を通すことで発生することができる²⁾。赤外から可視域の光渦は広く応用され、これまでにない新たな研究が拓かれた。例えば光渦のドーナツ状の強度分布を利用した STED 蛍光顕微鏡では回折限界を超える空間分解能での観測が可能になった³⁾ (2014年のノーベル化学賞)。光渦の特異点まわりに生じるトルクを利用した光ピンセットによって細胞などの微小物体のトラップおよびマニピュレーションが可能になった⁴⁾。量子コンピューティングの分野では情報伝達に光子の運ぶ2つのスピン状態 ($\pm 1\hbar$) が量子ビットとして用いられるが、これに代わるものとして数に原理的制限がない光渦の軌道角

運動量 ($\pm\ell\hbar$) が用いられる研究が進められている⁵⁾。光渦の様々な応用例は参考文献 6) に詳しい。一方、光渦と物質系の間での角運動量の移行に関する基礎研究として、イオントラップの中のイオンを光渦によって選択的に励起した実験が行なわれている⁷⁾。また、円二色性ならぬ渦二色性の実験も行われている⁸⁾。

以上のような可視光を中心とした研究に対して、真空紫外から X 線領域の短波長の光渦についても、物質科学の分野などでこれまで見られなかった新しい現象を引き起こ

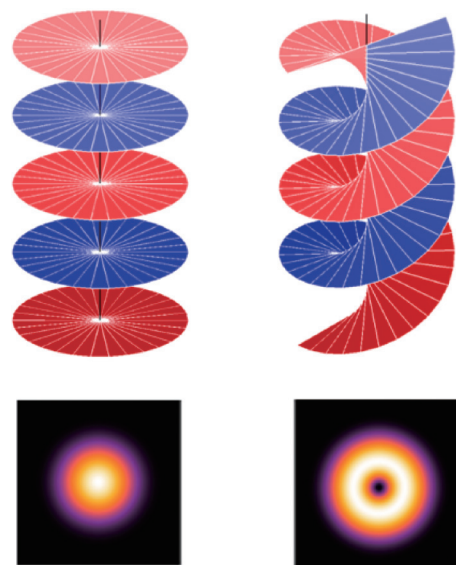


Fig. 1 (Color online) Wavefronts and intensity distributions of a plane wave (left) and an optical vortex (right).

す可能性を探る理論的な研究が行われている⁹⁻¹¹⁾。X線に至る短波長域の光渦の発生源として2つの方法が考えられる。1つはレーザーの高次高調波発生 (HHG) で、もう1つは放射光を利用することである。前者では高強度フェムト秒レーザーを光渦に変換し、ガス中で集光することで次数の高い高調波を発生させる。 m のトポロジカルチャージを持つ光渦によって発生する n 次の高調波のトポロジカルチャージは mn (軌道角運動量は $mn\hbar$) であるが、最近では wave-mixing の技術で任意のトポロジカルチャージの高調波を発生することが可能になっている¹²⁾。HHGによる光渦は入射レーザーと同じようにコヒーレントかつ短パルスという特徴をもつ。これに対して放射光を利用して光渦を発生させる最初の実験は APS で行なわれた¹³⁾。アンジュレータからの放射を単色化しさらに空間コヒーレンスを高めた上で、微細加工された spiral phase plate に通すことで硬 X 線光渦の発生に成功した。その後 ALS でも微細加工された spiral zone plate を用いた軟 X 線の発生に成功している¹⁴⁾。一方、佐々木らによって円偏光アンジュレータからの高次光が光渦であることが理論的に予想され¹⁵⁾、これはその後、実証された¹⁶⁾。これにより微細加工された特殊な光学素子を使うことなく渦放射光が発生できる可能性が示された。また、自由電子レーザーに関連する技術として、レーザーとの相互作用で電子ビームを螺旋状にバンチングさせ、コヒーレントな光渦を発生する手法も開発されている¹⁷⁾。

本稿では、まず放射光施設の挿入光源として広く利用されている円偏光アンジュレータによる光渦の発生について説明し、UVSOR-III で行われた実証実験を紹介する。次に円偏光アンジュレータからの高次光を用いた応用実験の例として希ガス原子の光イオン化について紹介する。最後に円偏光アンジュレータからの光渦放射の背景にある物理として、円運動する電子からの放射が光渦の性質を持っていることを示し、高エネルギー電子による渦電磁波の放射

が普遍的なものである可能性について述べる。

2. 円偏光アンジュレータからの光渦

円偏光アンジュレータからの放射光は中心軸上には基本波だけが現われ、一方、高次光は中心軸に強度をもたないドーナツ型の強度分布を示す。この強度分布から推測されるように、円偏光アンジュレータからの高次光は光渦であり、 l 次高調波は $l-1$ のトポロジカルチャージを持ち $\exp[i(l-1)\phi]$ によって表される螺旋状の位相波面を持つ。このことは佐々木らによって円偏光アンジュレータ放射の式¹⁸⁾をもとに解析的に示された¹⁵⁾。加藤らはこの背後にある物理として円運動する電子からの放射が光渦の性質を持っており、それが軌道角運動量を運ぶことを示した^{19,20)}。その詳細は、本稿の後半部で述べる。

アンジュレータ放射では右 (左) 回りのアンジュレータ光は右 (左) 回りの円偏光であり、右 (左) 回りの光渦である。すなわち軌道角運動量とスピン角運動量は同じ符号となる。電磁場シミュレーションコード SRW²¹⁾で計算された円偏光アンジュレータからの2次高調波の強度および位相分布を Fig. 2 に示す。アンジュレータからの放射光は球面波として伝播するためにその位相を平面上に図示すると半径方向に位相差が現れ、光渦特有の位相構造が読み取りにくいことから (Fig. 2(b))、これを便宜的に仮想的なレンズによって平面波に変換した (Fig. 2(c))。放射の中心周りに1周することで位相が 2ϕ だけ変化するトポロジカルチャージ1の光であることが示されている (Fig. 2(c))。円偏光アンジュレータからの高次光が光渦であることの最初の実証実験は BESSY で行なわれた¹⁶⁾。光子エネルギー100 eV 付近の真空紫外線を用いる技術的に困難な実験であったが、2台のアンジュレータ光の干渉を用いるという巧妙な手法で、アンジュレータの高次光の波面が螺旋状であることを実証した。一方、UVSOR-III では紫外

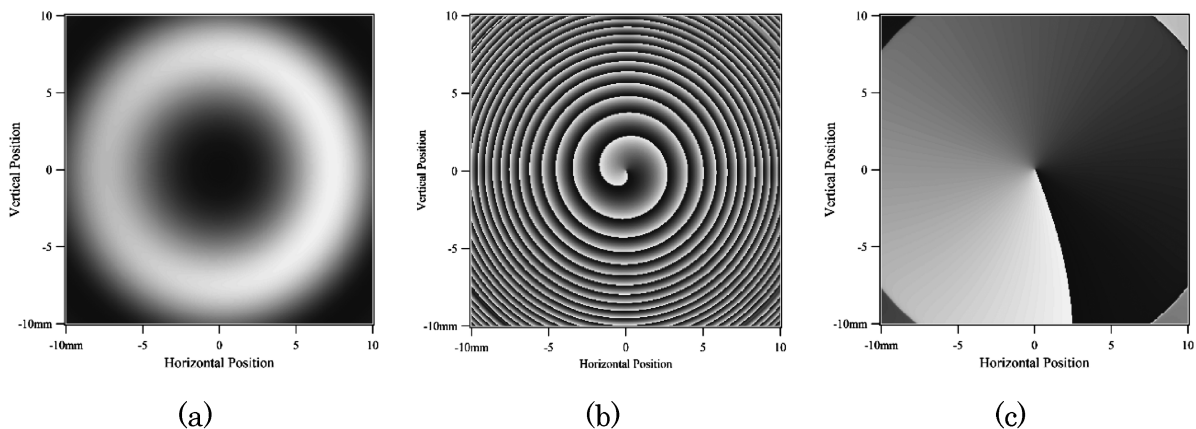


Fig. 2 Intensity distribution (a) and phase distributions (b), (c) of 2nd harmonic radiation from a helical undulator calculated by using SRW²¹⁾. Spherical wave phase distribution as nature of undulator radiation (b) and after phase correction by a thin lens (c)

線領域でアンジュレータ高次光が生成できることから、放射光を大気中に取り出し、通常の光学素子を用いて系統的にアンジュレータの高次光の性質を調べた。以下、UVSOR-III での実験結果について紹介する。

UVSOR-III の直線部の 1 つ (BL1U) には 2 台の APPLE-II 型の偏光可変アンジュレータが設置されている。 $\exp[i(l-1)\phi]$ で表される位相の方位角依存性のために、異なるトポロジカルチャージを持つ 2 つの光渦を干渉させるとスパイラル状の干渉パターンが現われる。UVSOR-III の干渉実験では上流側のアンジュレータには基本波を、下流側アンジュレータには 2 次高調波および 3 次高調波を発生させ、UV カメラによってその干渉パターンを観測した (Fig. 3)。実験で得られた光渦に起因する干渉パターンと SRW シミュレーションとの比較を Fig. 4 に示す。この波長域では UVSOR-III の電子ビームのエミッタンスは回折限界に達しており、その影響は無視できる。実験結果はゼロエミッタンスの条件で計算したシミュレーションとよく一致する。BESSY での実験は 2 次光までであったが、UVSOR では 3 次光の干渉まで明瞭に観測され

た。これにより、高次光の次数が上がるにつれ螺旋波の次数 (トポロジカルチャージ) も増えることが初めて実験的に検証された。UVSOR-III では紫外域のみならず、後に述べる応用実験を行なった真空紫外の波長領域においても 2 つのアンジュレータの干渉実験を行なった。真空紫外領域では UVSOR-III の電子ビームのエミッタンスは回折限界ではないために干渉像はややぼやけるが、スパイラル状の干渉パターンは確認でき、ビームエミッタンスの効果を考慮にいたした SRW シミュレーションともよく一致した²²⁾。

光渦の位相構造を観測するもう 1 つの手段はダブルスリットやナイフエッジを用いた回折実験である。2 台のアンジュレータからの光の干渉を用いる実験では、アンジュレータ光の間の位相差を観測しているのに対し、これらの方法を用いれば 1 台の円偏光アンジュレータだけで光渦の実証実験を行なうことができる。実験のセットアップを Fig. 3 (下図) に示す。Fig. 5 に示すように基本波によるダブルスリットの実験ではよく知られたストライプ状の干渉パターンが観測される。一方、光渦の場合、その特異点がスリット間にはさまれるようにダブルスリットを設置する

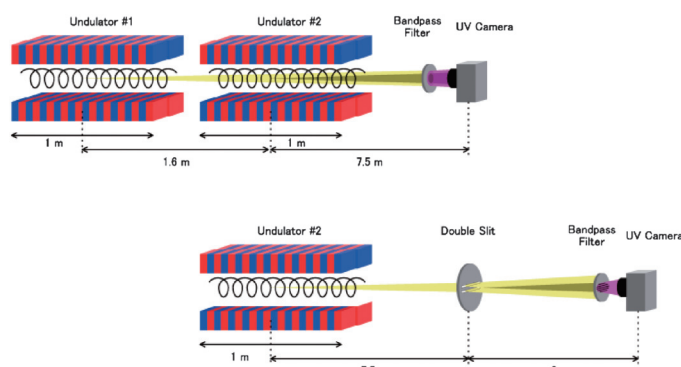


Fig. 3 (Color online) Experimental setup for observation of harmonics of a helical undulaor. Interference of double undulators (upper) and double slit diffraction experiment (lower).

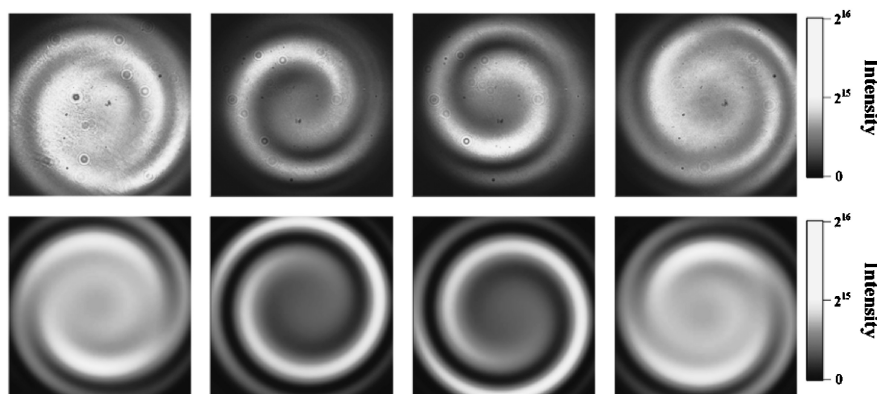


Fig. 4 Interference patterns between two undulator radiations. Experimental results (upper) and numerical simulation results by SRW²¹⁾. From the left column to the right: patterns between the fundamental and third harmonics and between the fundamental and second harmonics for left-handed polarization and between the fundamental and second harmonics and between the fundamental and third harmonics for right-handed polarization.

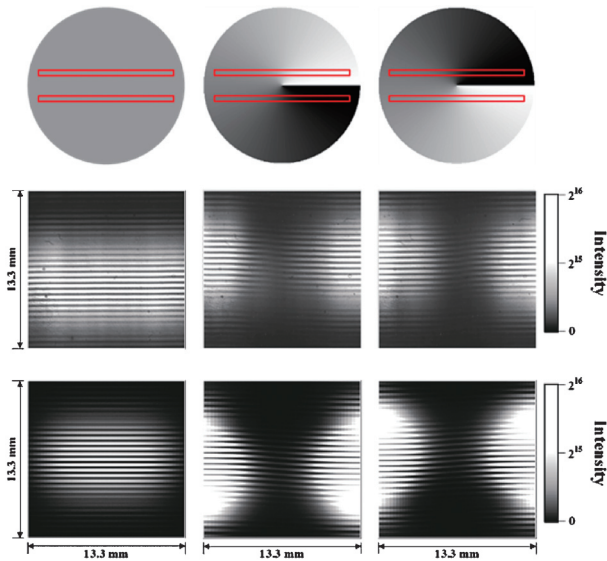


Fig. 5 (Color online) Principle of the double-slit diffraction of twisted radiation (top) and the double-slit diffraction pattern. From left to right; the fundamental, the second harmonic (right-handed circular polarization) and the second harmonic (left-handed circular polarization). Experimental results (middle) and numerical simulation results (bottom) by SRW.

と (Fig. 5(a)), ストライプが曲がることが予想される²³⁾。実際に観測した干渉縞および SRW によるシミュレーション計算の比較を Fig. 5 に示す。計算結果は実験結果をよく再現し、さらに右回りと左回りの光渦の干渉模様は互いに鏡像の関係であることも示された。この実験により、基本波が通常光であり高次光が光渦であることを初めて厳密に示すことができた。なお、この回折実験においても明確なパターンを得るために電子ビームが回折限界であることが重要である。

3. 極短紫外光渦による希ガス原子の光イオン化

円偏光アンジュレータの高次光として得られる短波長域の光渦は物質とどのように相互作用するのであろうか？ここでは原子分子を対象として行った極短紫外域の光渦による希ガス原子の光イオン化実験²⁴⁾を紹介したい。近年、短波長域の光渦については、主に極短紫外域で原子分子を対象とした理論研究²⁵⁻²⁹⁾が増えつつあるが、実験研究の報告は皆無であった。そこで我々はアンジュレータで得られる光渦の応用を切り拓くことを目標として、まずは単純な原子分子をサンプルとして、光渦と物質の相互作用の理解を目指した実験研究に着手した。

実験結果を紹介する前に、まず、理論予測に基づいて極短紫外域の光渦と原子の相互作用を概観する。光渦と原子の相互作用の特徴は位置、すなわち光渦のどの部分と相互

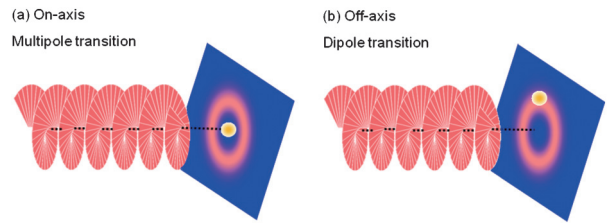


Fig. 6 (Color online) Schematic representation of the interaction between vortex and atom.

作用するのか、に対する依存性と考えられている。そこで二つの極端なケースを考えよう (Fig. 6)。まず位相特異点上に原子が位置する場合を考えると、位相特異点の近傍では光電場の位相が急激に空間変化する。したがって円偏光ならば原子の周囲で光電場の向きが変化することになり、直線偏光ならば光電場の強度が空間変化する。そのため光の進行方向に対する電磁波の位相変化を無視しても、光の進行方向に垂直な面内での光電場は一定とみなせず、結果として電気多重極遷移が許容となる。これは光の持つ軌道角運動量が電子系へ移行したとも解釈される。一方で渦の中心から十分に離れた領域ならば、原子周辺の光電場の位相の空間変化は無視できる。したがって原子と相互作用する電磁波を平面波とみなすことは充分良い近似となり、この空間領域では電気双極子遷移が支配的となる。電子遷移に対して渦の効果が顕在化するの位相特異点近傍の狭い空間領域に限られ、その大きさは概ね波長程度と予想された。したがって電子遷移に対する渦の効果を検証するには、極めて狭い空間領域を選択的に観測する実験手法が必要と考えられる。

実験は先の光渦の実証実験と同じく UVSOR の BL1U で行った。Fig. 7 に実験の概要を示す。円偏光アンジュレータを用いて極短紫外域の基本波および光渦である高次光を生成し、光電子イメージング法を用いて気相試料（ヘリウム原子）の光電子角度分布を測定した。アンジュレータ放射のピーク光子エネルギーはおよそ 30 eV である。図に示したようにビームラインの末端に光電子イメージング装置を設置した。相互作用領域の直前には直径 1 mm のピンホールが取り付けられており、光ビームの中心付近を切り出して使用した。試料ガスの供給方法は漏れ出し分子線であるため、相互作用領域ではヘリウム原子は光ビームの断面内にほぼ均一に分布していると見なしてよい。相互作用領域で発生した光電子は電場で捕集されて二次元検出器へ投影される。二次元検出器で得た光電子イメージを解析することで光電子の角度分布を求めた。この実験では準単色のアンジュレータ光を気相試料に直接照射する手法を採用しており、光学素子による波面の乱れは生じない。そのため、高次光に付与された軌道角運動量の性質は相互作用領域まで保持されている。

円偏光アンジュレータ放射の基本波と光渦である 2 次、

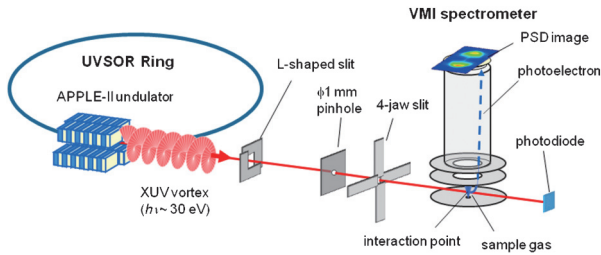


Fig. 7 (Color online) Experimental setup used for the photoionization study of helium atoms using the XUV vortex beam. Photoelectron angular distributions are obtained from the mapped electron image using a velocity map imaging (VMI) spectrometer.

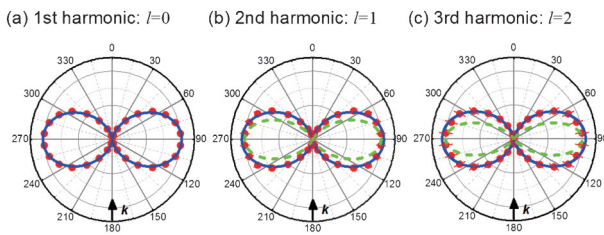


Fig. 8 (Color online) Photoelectron angular distributions of helium atoms for the (a) first, (b) second and (c) third harmonics from helical undulator. The peak photon energies of the undulator radiation are 31, 32 and 32 eV for the first, second and third harmonics, respectively. The solid curves represent fit assuming electric dipole transition. The dotted curves in (b) and (c) show the angular dependence of the multipole transition induced by the vortex beam.

3次高調波を用いて測定したヘリウム原子の光電子角度分布を **Fig. 8** に示す。実線は双極子近似による曲線フィット、点線は光渦で許容となる多重極遷移による角度分布を示している。光渦によるイオン化でも光電子の角度分布は双極子近似で良く再現された。基本波と光渦で光電子の角度分布に有意な差異は見られず、光電子角度分布の異方性パラメータは双方とも理論値 ($\beta=2$) と誤差の範囲で一致した。本実験の条件下では光渦との相互作用においても双極子遷移が支配的とわかった。光渦の位相特異点近傍では光の持つ軌道角運動量に起因する多重極遷移が許容になると予測されるが、測定結果にはそのような効果は見出されなかった。

測定結果は光渦と原子の相互作用の空間特性を反映していると考えられる。つまりこの実験では光渦ビームの断面内に非局在化した原子をサンプルとして使用しているため、検出された光電子の大多数は位相特異点から離れた領域で光と相互作用した原子から放出されたと解釈できる (**Fig. 6 (b)** に対応)。今回の測定結果には理論との矛盾は見られず、光渦による特異な効果を見出すには、光ビームの集光や狭い空間領域の観測を実現する高度な実験手法の導入が必須とわかった。実際、ごく最近、この光渦と原子の特異な相互作用は、イオントラップで捕捉した単一イオン

と赤外のレーザー光渦を組み合わせた精緻な実験によって実証された²⁸⁾。現在、円偏光アンジュレータで得られる光渦についても原子との特異な相互作用を検証し、光渦と物質との相互作用の理解をより短い波長域へと拡張することを目指して新たな実験を計画中である。

4. 円運動する電子からの光渦

円偏光アンジュレータ中を運動する高エネルギーの自由電子が光渦を放射する。本稿の最後に、その背景にある物理について考察してみよう。円偏光アンジュレータの中で、電子は螺旋軌道を描いて運動する。螺旋運動は円運動と併進運動の合成である。このことから、円偏光アンジュレータ光というのは、円運動する電子からの放射(円軌道放射)をローレンツ変換したものであると理解できる。円偏光アンジュレータ光が光渦であるならば、円軌道放射はどのようなだろうか。結論を先に言えば、円軌道放射がそもそも光渦の特性を有している。例えば円軌道放射の一つとしてよく知られているサイクロトロン放射は実は光渦なのである。本当だろうかと思われる方も多いと思うが、このことは以下のような初等的な古典電磁気学の計算により示すことができる²⁰⁾。

加速度運動する自由電子からの放射は、遅延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³⁰⁾。なお、座標系は **Fig. 9** に示す通り。

$$\vec{E}(t) = \frac{e}{cR} \frac{\vec{n} \times \{(\vec{n} - \vec{\beta}) \times \dot{\vec{\beta}}\}}{(1 - \vec{n} \cdot \vec{\beta})^3} \Big|_t \quad (1)$$

$$\vec{H}(t) = \vec{n} \times \vec{E} \Big|_t \quad (2)$$

ここで t' は遅延時間、

$$t' = t - \frac{R}{c} \quad (3)$$

である。

式(1)を円軌道を描く電子に適用すると、

$$\begin{aligned} \vec{E}(R, \theta, \phi, t) &= \frac{e}{cR} \frac{\beta\omega}{\{1 - \beta \sin \theta \cos(\omega t' - \phi)\}^3} [\cos \theta \sin(\omega t' - \phi) \vec{e}_\theta - \{\cos(\omega t' - \phi) - \beta \sin \theta\} \vec{e}_\phi] \\ &= \text{Re} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{e}{cR} l\omega \begin{Bmatrix} \varepsilon_{\pm}^l(\theta) e^{i(l-1)\phi} \vec{e}_{\pm} \\ + \varepsilon_{\mp}^l(\theta) e^{i(l+1)\phi} \vec{e}_{\mp} \\ + i\varepsilon_z^l(\theta) \vec{e}_z e^{i\phi} \end{Bmatrix} e^{-it(\omega t - \frac{R}{c})} \end{aligned} \quad (4)$$

という結果が得られる。ここで2つ目の等号はフーリエ変換による。ここで $\vec{e}_\theta, \vec{e}_\phi$ は Fig. 9 に示す観測者の系での単位ベクトルである。ここで、

$$\varepsilon_{\pm}^l(\theta) \equiv \frac{\varepsilon_x^l(\theta) \pm \varepsilon_y^l(\theta)}{\sqrt{2}} \quad (5)$$

$$= \beta J_l' (l\beta \sin \theta) \pm \frac{\cos^2 \theta}{\sin \theta} J_l (l\beta \sin \theta)$$

$$\varepsilon_z^l \equiv \cos \theta J_l (l\beta \sin \theta) \quad (6)$$

$$\vec{e}_{\pm} = (\vec{e}_x \pm i\vec{e}_y) / \sqrt{2} \quad (7)$$

である。また J_l は第一種ベッセル関数である。磁場に関

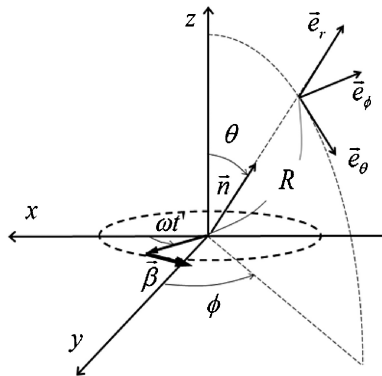


Fig. 9 Coordinate system¹⁹⁾. The electron is rotating in the x-y plane around the origin with an initial position on the x-axis. The azimuthal angle of the position of the observer is measured from the y-axis. The observer frame is defined as a spherical coordinate.

しても同様な式が得られるが煩雑なので省略する。

式(4)を見ると、方位角に依存する位相項が現れることがわかる。特にz軸近傍 ($\theta \ll 1$) では第1項が主要となり、電子の周回と同じ向きの円偏光で、基本波 ($l=1$) は螺旋波ではないが、高調波 ($l > 1$) は螺旋波となる。高調波の次数に連れ螺旋の次数も大きくなる。式(4)を用いて電場ベクトルを計算し図示するとこの放射場の渦性がよくわかる (Fig. 10)。式(4)で表わされる電磁場をz軸方向に極端に相対論的な速度でローレンツ変換すると、よく知られたアンジュレータ放射の式¹⁸⁾が得られる。

次に、この円軌道放射がスピン以外の角運動量を持っていることを示す。このために、円軌道放射が運ぶエネルギーと角運動量を以下のような式で計算してみる¹⁹⁾。

$$\frac{dU}{dt} = \int r^2 d\Omega \vec{n} \cdot \frac{c}{4\pi} (\vec{E} \times \vec{H}) \quad (8)$$

$$\frac{d\vec{J}}{dt} = \int cr^2 d\Omega \frac{1}{4\pi c} \vec{r} \times (\vec{E} \times \vec{H}) \quad (9)$$

$$= \int \frac{r^3}{4\pi} d\Omega (\vec{E}(\vec{n} \cdot \vec{H}) - \vec{H}(\vec{n} \cdot \vec{E}))$$

ここで積分は原点を囲む球面上で取る。ところで先に求めた電磁場(式(4))は進行方向に垂直な成分しか持たない。この場合、式(9)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る。これを正しく評価するためには、式(8)、(9)に出てくる距離 r の次数に注意する必要がある。よく知られている通り、エネルギーの流れを表す式(8)には r の2乗が現れ、

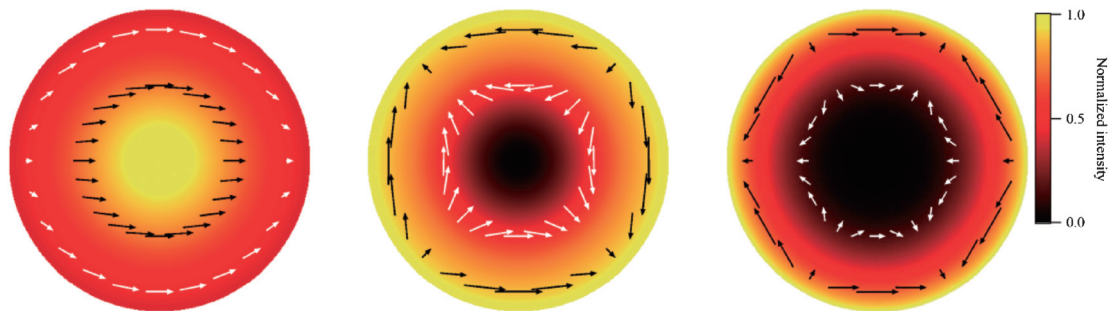


Fig. 10 Electric field distribution from the z-direction (see Figure 9), from left to right, for the fundamental, second and third harmonics calculated from Eq. (4). The colour represents the field intensity. The fundamental frequency has an intensity maximum in the centre, whereas the harmonics show zero intensity at the centre. Arrows represent the direction of the electric field at a specific time.

エネルギーの流れに寄与するのは電場・磁場の $1/r$ に比例する項までであり、それ以上の項は距離を十分に大きくとればゼロになる。ところが、角運動量の流れを表す式(9)には r の3乗が現れることから、角運動量の流れを計算するには $1/r$ のさらに高次の項まで考えないとけない。実は式(4)で表わされる電磁場は $1/r$ のオーダーまでの近似となっており、より高次の項まで求めると以下のような形にかける¹⁹⁾。

$$\begin{pmatrix} E_{lr} \\ E_{l\theta} \\ E_{l\phi} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (rA_{l\theta}^{(1)}) \\ \frac{1}{r} \frac{1}{\partial r} (rA_{l\phi}^{(1)}) \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} (\sin \theta A_{l\theta}^{(1)}) - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \phi} A_{l\phi}^{(1)} \\ o(r^{-2}) \\ o(r^{-2}) \end{pmatrix} + o(r^{-3}) \quad (10)$$

ここで

$$\begin{pmatrix} A_{l\theta}^{(1)} \\ A_{l\theta}^{(2)} \\ A_{l\phi}^{(3)} \end{pmatrix} = e^{i(kr - l\omega t + l\phi)} \frac{1}{r} \begin{pmatrix} J_l(l\beta \sin \theta) \\ \cot \theta J_l'(l\beta \sin \theta) \\ i\beta J_l'(l\beta \sin \theta) \end{pmatrix} \quad (11)$$

式(10)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。第一項は進行方向に垂直な成分 (θ 方向, ϕ 方向) のみとなるが、第二項まで考えると進行方向 (r 方向) の成分が出てくる。この成分の寄与により式(9)がゼロでなくなる。式(10)及びそれと同等な磁場の表式を式(8), (9)に代入すると、最終的に以下のような結果が得られる¹⁹⁾。

$$\left\langle \frac{dU_l}{dt} \right\rangle = \hbar l \omega \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) = n_l \hbar l \omega \quad (12)$$

$$\left\langle \frac{dJ_{lz}}{dt} \right\rangle = \hbar l \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) = n_l \hbar l \quad (13)$$

$$n_l \equiv \frac{l\omega}{4\pi\hbar c} \int r^2 d\Omega (A_{\theta}^{(1)} A_{\theta}^{(1)*} + A_{\phi}^{(1)} A_{\phi}^{(1)*}) \quad (14)$$

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 $l\hbar\omega$ のエネルギーを運び、 $l\hbar$ 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、上の関係は電子が z 方向 (磁力線方向) ヘドリフト運動する場合、つまり円偏光アンジュレータ放射の場合にも成立する。

ところで、アンジュレータ放射はアンジュレータ磁場が作り出す仮想光子を電子が散乱するという捉え方ができることはよく知られている³¹⁾。円偏光アンジュレータ放射は、円偏光を電子がコンプトン散乱する過程と等価であり、その高調波の放射は非線形コンプトン散乱と捉えることができる。このことから、高強度の円偏光の光を逆コンプトン散乱することでガンマ線領域の光渦が生成できる可能性があることが理解できる³²⁾。このプロセスを角運動量保存則という観点で眺めてみると興味深い。電子に向かって n 個の円偏光光子が入射し、1 個の光子が散乱されて出てゆく。簡単のためトムソン散乱を考えると、入射光子エネルギーを $\hbar\omega$ とすると、エネルギー保存則から散乱光子のエネルギーは $n\hbar\omega$ となる。円偏光の入射光子は光子 1 個当たり \hbar 、合計で $n\hbar$ の角運動量を持ち込む。散乱光子はこのうち \hbar をスピン角運動量として運び去る。上記の古典電磁気学による考察では、残りの $(n-1)\hbar$ は光子が軌道角運動量として運び去ることを示している。従って角運動量保存則がちゃんと成り立っている。

5. まとめと展望

本稿では短波長光渦光源として期待される円偏光アンジュレータからの高次光について UVSOR で行われた最近の研究を中心に述べた。紫外線領域で回折限界となる電子ビームを用いて、2 つの円偏光アンジュレータからの放射光の干渉実験および、1 つの円偏光アンジュレータからの放射光のダブルスリットによる回折実験を行なった。実験結果は波面が螺旋状である場合に予想される結果及びシミュレーションと極めて良い一致を見た。これにより円偏光アンジュレータからの基本波は通常光であるが、その高次光は光渦であり、高次光の次数が上がるにつれ螺旋波の次数 (トポロジカルチャージ) が増大することが明確に実証された。極端紫外域の光渦の応用として、世界に先駆けて円偏光アンジュレータの高次光を用いた希ガス原子のイオン化実験を行なった。この測定結果には軌道角運動量による明確な影響は見られず、光渦による特異な効果を見出すには、光ビームの集光や狭い空間領域の観測を実現する高度な実験手法の導入が必須とわかった。これらの実験から著者たちは空間構造に現れる光渦の性質を十分に活かすには回折限界光源が必須となるのではないかと考えている。本稿の最後では、円偏光アンジュレータからの光渦の発生の基礎となる物理として、電子の円運動によって光渦が放射されることを論じた。これまで光渦は特殊な光学素子を用いて人工的に作り出される特殊な光であるという印象を持たれてきたが、円軌道放射という極めて普遍的な放射現象の中で生みだされることが明らかになった。この事実

は、自由電子を用いて電波からガンマ線まであらゆる波長域で光渦が生成できることを示しており、量子ビーム科学に新しい展開をもたらす可能性がある。一方、円運動する電子は自然界においても普遍的に存在するものであることを考えると、光渦も自然界に普通に存在するはずである。光渦研究の新たな一面が拓かれつつあるのではないかと著者たちは考えている。

謝辞

本稿の光渦干渉実験は、佐々木茂美氏（広島大名誉教授）、宮本篤氏（現東芝）、山本尚人氏（現 KEK）、許斐太郎氏（現 KEK）、藤本将輝氏（分子研）、N. S. Mirian 氏（現 Elettra）、持箸晃氏、高嶋圭史氏（名古屋大）、黒田健太氏（東大物性研）、宮本幸治氏（広島大）との共同研究として行なわれた。また希ガス原子の光イオン化に関する実験研究は、彦坂泰正氏（富山大）、繁政英治氏（分子研）、岩山洋士氏（分子研）との共同研究としておこなわれた。理論研究に関しては、川口秀樹氏（室蘭工大）、大見和史氏（KEK）、土屋中央氏（KEK）、平義隆氏（産総研）、早川岳人氏（量研）らの参加を得て行なわれた。

本研究の一部は科学研究費補助金 B26286081, 17H01075, 松尾学術振興財団および光科学技術研究振興財団より助成を受けて行われた。またアンジュレータ光渦性の検証実験、光イオン化実験は自然科学研究機構分子科学研究所共同利用研究（協力研究）の助成を受けて行われた。実験に用いられた UVSOR-BL1U は、文部科学省量子ビーム基盤技術開発プログラムの援助を得て建設されたものである。

参考文献

- 1) L. Allen, M. W. Beijersbergen, R. J. C. Spreeuw and J. P. Woerdman: *Phys. Rev. A* **45**, 8185 (1992).
- 2) M.W. Beijersbergen, R.P.C. Coerwinkel, M. Kristensen and J.P. Woerdman: *Opt. Commun.* **112**, 321 (1994).
- 3) T. A. Klar and S. W. Hell: *Opt. Lett.* **24**, 954 (1999).
- 4) T. Kuga, Y. Torii, N. Shiokawa, T. Hirano, Y. Shimizu and H. Sasada: *Phys. Rev. Lett.* **78**, 4713 (1997).
- 5) Y. Yang *et al.*: *Nat. Commun.* **5**, 4876 (2014).
- 6) J. P. Torres and L Torner, *Twisted Photons: Applications of Light with Orbital Angular Momentum*, John Wiley & Sons. (2011).
- 7) C. T. Schmiegelow, J. Schulz, H. Kaufmann, T. Ruster, U. G. Poschinger and F. Schmidt-Kaler: *Nat. Commun.* **7**, 12998 (2016).
- 8) X. Zambrana-Puyalto, X. Vidal and G. Molina-Terriza: *Nat. Commun.* **5**, 4922 (2014).
- 9) A. Picón, A. Benseny, J. Mompart, J. R. Vázquez de Aldana, L. Plaja, G. F. Calvo and L. Roso: *New J. Phys.* **12**, 083053 (2010).
- 10) J. Wätzel, Y. Pavlyukh, A. Schäffer and J. Berakdar: *Carbon* **99**, 439 (2016).
- 11) M. Veenendaal and I. McNulty: *Phys. Rev. Lett.* **98**, 157401 (2007).
- 12) F. Kong *et al.*: *Nat. Commun.* **8**, 14970 (2017).
- 13) A. G. Peele, P. J. McMahon, D. Paterson, C. Q. Tran, A. P. Mancuso, K. A. Nugent, J. P. Hayes, E. Harvey, B. Lai and I. McNulty: *Opt. Lett.* **27**, 1752 (2002).
- 14) A. Sakdinawat and Y. Liu: *Opt. Lett.* **32**, 2635 (2007).
- 15) S. Sasaki and I. McNulty: *Phys. Rev. Lett.* **100**, 124801 (2008).
- 16) J. Bahrtdt *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **111**, 034801 (2013).
- 17) E. Hemsing *et al.*: *Nat. Phys.* **9**, 549 (2013).
- 18) B. M. Kincaid: *J. Appl. Phys.* **48**, 2684 (1977).
- 19) M. Katoh, M. Fujimoto, H. Kawaguchi, K. Tsuchiya, K. Ohmi, T. Kaneyasu, Y. Taira, M. Hosaka, A. Mochihashi and Y. Takashima: *Phys. Rev. Lett.* **118**, 094801 (2017).
- 20) 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 and S. Sasaki: *Sci. Rep.* **7**, 6130 (2017).
- 21) O. Chubar: *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A* **435**, 495 (1999).
- 22) T. Kaneyasu, Y. Hikosaka, M. Fujimoto, H. Iwayama, M. Hosaka, E. Shigemasa and M. Katoh: *J. Synchrotron Rad.* **24**, 934 (2017).
- 23) H. I. Sztul and R. R. Alfano: *Opt. Lett.* **31**, 999 (2006).
- 24) T. Kaneyasu, Y. Hikosaka, M. Fujimoto, T. Konomi, M. Katoh, H. Iwayama and E. Shigemasa: *Phys. Rev. A* **95**, 023413 (2017).
- 25) A. Picón, A. Benseny, J. Mompart, J. R. Vázquez de Aldana, L. Plaja, G. F. Calvo and L. Roso: *New J. Phys.* **12**, 083053 (2010).
- 26) O. Matula, A. G. Hayrapetyan, V. G. Serbo, A. Surzhykov and S. Fritzsche: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **46**, 205002 (2013).
- 27) A. Afanasev, C. E. Carlson and A. Mukherjee: *Phys. Rev. A* **88**, 033841 (2013).
- 28) J. D. Rodrigues, L.G. Marcassa and J.T. Mendonça: *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **49**, 074007 (2016).
- 29) J. Wätzel and A. J. Berakdar: *Phys. Rev. A* **94**, 033414 (2016).
- 30) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: *The classical theory of fields.* (4th Rev. English Ed.), Elsevier Ltd. (1975).
- 31) A. Hofmann: *The physics of synchrotron radiation*, Cambridge University Press (2009).
- 32) Y. Taira, T. Hayakawa and M. Katoh: *Sci. Rep.* **7**, 5018 (2017).

著者紹介



保坂将人

名古屋大学シンクロtron光研究センター
特任准教授

E-mail: m-hosaka@nusr.nagoya-u.ac.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学

【略歴】

1994年東北大学理学研究科博士後期課程
終了，理学（博士）。1995年分子科学研究
所助手。2006年より現職。



加藤政博

自然科学研究機構分子科学研究所極端紫外
光研究施設 教授

E-mail: mkatoh@ims.ac.jp

専門：加速器科学，ビーム物理学

【略歴】

1986年東京大学大学院理学系研究科物理
学専門課程中退，理学博士。高エネルギー
加速器研究機構物質構造科学研究所助手，
分子科学研究所助教授を経て，2004年よ
り現職。2017年現在，総合研究大学院大
学物理科学研究科教授（併任），名古屋大
学シンクロtron光研究センター客員教
授，高エネルギー加速器研究機構加速器研
究施設客員教授。



金安達夫

九州シンクロtron光研究センター 副主
任研究員

E-mail :kaneyasu@saga-ls.jp

専門：原子分子科学，加速器科学

【略歴】

2004年東京都立大学大学院理学研究科博
士課程修了，博士（理学）。

東京大学大学院工学系研究科，分子科学研
究所極端紫外光研究施設での博士研究員を
経て，2008年より九州シンクロtron光
研究センター研究員，2009年より現職。

Generation and application of vortex synchrotron radiation

Masahito HOSAKA

Nagoya University Synchrotron Radiation Research Center, Furo-cho, Chikusa-ku, Nagoya, 464-8603

Tatsuo KANEYASU

SAGA Light Source, 8-7 Yayoigaoka, Tosu, Saga, 841-0005

Masahiro KATOH

Institute for Molecular Science, 38 Nishigo-Naka, Myodaiji, Okazaki, 444-8585
Sokendai (The Graduate University for Advanced Studies), Shonan Village, Hayama, 240-0193

Abstract An optical vortex is light that travels with spiral wave-front and has a phase singular point in its center. Moreover, it is also known to carry orbital angular momentum. In the visible wavelength region, applications of the optical vortex are extensively studied using lasers. In this article, we focus on synchrotron radiation from a helical undulator as a short wavelength vortex source. We describe experiments to characterize the harmonics of a helical undulator as optical vortices and an application experiment using extreme ultraviolet vortex beam at UVSOR-III storage ring. We also explain the theoretical background of the generation of optical vortices from a helical undulator.