

Title	高強度軸対称偏光ビームと真空の非線形相互作用
Author(s)	MONDEN, Yuichiro; KODAMA, Ryosuke
Citation	レーザー研究. 2013, 41(2), p. 129
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/98319">https://hdl.handle.net/11094/98319</a>
rights	© 2013 一般社団法人 レーザー学会
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

## 高強度軸対称偏光ビームと真空の非線形相互作用

門田 裕一郎<sup>1</sup>, 兒玉 了祐<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>大阪大学大学院 工学研究科 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-1)

<sup>2</sup>大阪大学 光科学センター (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘2-1)

### Nonlinear Optical Properties in Vacuum Induced by Intense Laser Light with Axially Symmetric Polarization

Yuichiro MONDEN<sup>1</sup> and Ryosuke KODAMA<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871

<sup>2</sup>Photon Pioneers Center, Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871

(Received October 10, 2012)

We investigated the interaction of an axially symmetric polarized light with a vacuum at electromagnetic-field strengths far below the Schwinger limit. Although polarization and magnetization in a vacuum induced by the axially symmetric polarized light are clearly different from those for a linearly polarized light, the number of photons radiated from the vacuum is not very dependent on the light polarization.

**Key Words:** Nonlinear vacuum optics, Intense laser

#### 1. はじめに

近年, 実験的に実現可能な可視から赤外領域のレーザー強度の増加に伴い, 高強度レーザー光と真空の相互作用に関する研究が注目を集めつつある<sup>†</sup>. この相互作用により起こると予想される代表的な現象は, シュインガー極限  $I_{\text{sch}} = cE_{\text{sch}}^2 / 4\pi \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$  程度の超高強度光による多数の電子-陽電子対生成(真空崩壊)である. ここで,  $c$ は光速,  $E_{\text{sch}} = m^2 c^3 / eh$ はシュインガー極限に相当する電場強度,  $h$ は換算プランク定数,  $e$ は電荷素量,  $m$ は電子の質量である(本論文ではcgs単位系を用いる). 真空崩壊は対生成を引き起こすような超高強度の光と真空の相互作用によるものであるが, シュインガー極限よりもはるかに低い強度の光であっても, 真空と非線形に相互作用することが予想されている. これは, 光と仮想電子-陽電子対が相互作用することによって非線形な分極と磁化が誘起されるためであり, 光は古典的な真空中とは異なる振舞いを示すことになる. このような真空中の分極と磁化により生じる現象を真空非線形光学現象という.

物質中の分極と磁化は通常それぞれ電場 $\mathbf{E}$ と磁場 $\mathbf{B}$ の大きさに依存しているが, 真空中の分極と磁化はこれとは異なり, 2つのローレンツ不変量  $F = (\mathbf{B}^2 - \mathbf{E}^2)/2$  と  $G = \mathbf{E} \cdot \mathbf{B}$  の値に大きく依存することが分かっている<sup>1)</sup>.

よって, 電場と磁場の大きさが等しく直交している平面電磁波では,  $F$ と $G$ の値は全ての点において0になり, 分極も磁化も生成されない. このため, これまで行われてきた真空非線形光学現象に関する理論的研究はそのほとんどが, レーザー光の電磁場を1成分のスカラー場と仮定した上で, 複数のビームを多方向から真空中に入射させた場合の効果を計算するというものだった<sup>2-7)</sup>. しかしながら最近の研究では, レーザー光の電磁場を厳密に3成分のベクトル場として扱い計算を行うことにより, 1本のレーザー光を集光するだけでも真空中から光が放射されるという結果が得られている<sup>8)</sup>. これは, 光を集光することにより電場と磁場の間の直交関係が崩れ, またそれぞれの振幅の分布がガウシアン分布から互いに異なる分布へと変化し, ローレンツ不変量 $F$ と $G$ の値が0ではなくなるためである. 光を集光する開口角が大きくなれば,  $F$ と $G$ はさらに増加し, これに伴って分極と磁化の振幅も大きくなる.

文献8)では直線偏光の入射光を仮定して計算が行われているが, 特殊な偏光状態をもつ光を入射させると, ローレンツ不変量に変化して直線偏光の場合とは異なる分極と磁化が真空中に誘起される可能性がある. このような特殊な光の1つとして考えられるのが軸対称偏光ビームである. 軸対称偏光ビームは, 光の伝搬軸(光軸)に対して空間的に対称な偏光方向の分布をもつ. 代表的

<sup>†</sup> Extreme Light Infrastructure (ELI), ELI Scientific Case URL: [http://www.extreme-light-infrastructure.eu/ELI-scientific-case\\_2\\_4.php](http://www.extreme-light-infrastructure.eu/ELI-scientific-case_2_4.php).

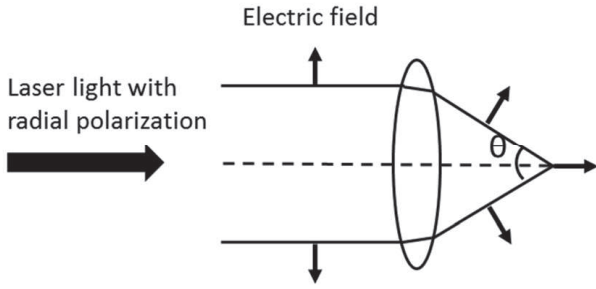


Fig. 1 Focusing of laser light with radial polarization.

な偏光分布は、ビーム中心から半径方向の電場成分(方位角方向の磁場成分)をもつ径偏光と、方位角方向の電場成分(半径方向の磁場成分)をもつ方位角偏光の2つである<sup>9,10)</sup>。この2つの偏光モードの大きな特徴は、ビームを大開口角で集光することにより、焦点付近において光軸に平行な方向(縦方向)に振動する強度の高い電磁場が発生することである(Fig. 1)。例えば、径偏光のビームを集光すると、焦点付近に縦方向の強い電場と光軸に垂直な方向(横方向)に振動する弱い磁場が生じ、このときローレンツ不変量 $F$ は $F \sim -E^2/2$ となる。また、同じ振幅をもつ2つの偏光モードの軸対称ビームを同位相で重ね合わせて集光すると、焦点付近の電場と磁場はどちらも縦方向に振動するため、この場合には $G \sim E^2/2$ となる。これは直線偏光のビームを集光して得られるローレンツ不変量とは大きく異なるものであるため、軸対称偏光ビームにより誘起される分極と磁化も直線偏光の場合とは全く違うものになると予想される。本研究ではこの点に着目し、軸対称偏光ビームと真空との相互作用を理論的に調べた。ローレンツ不変量や分極・磁化、放射光子数などに関する計算結果を直線偏光の場合と比較し、真空非線形光学現象の偏光依存性について考察した。

## 2. 理論モデル

### 2.1 真空中の分極と磁化

真空中における電磁場のラグランジアン密度 $L$ は、電場強度が $E_{sch}$ よりも小さく、波長が電子のコンプトン波長よりも十分長い電磁場に対して良い近似となり、古典電磁気学におけるラグランジアン密度 $L_{cl} = (\mathbf{E}^2 - \mathbf{B}^2)/8\pi$ と補正項 $L'$ の和として $L = L_{cl} + L'$ と表される。 $L'$ はQEDの計算により積分の形で得られるが<sup>11,12)</sup>、被積分関数を微量量 $|\mathbf{E}|/E_{sch}$ と $|\mathbf{B}|/E_{sch}$ に関してテイラー展開して項別積分を行うことにより、次のように級数で表すことができる。

$$L' = L_1 + L_2 + \dots \\ = \frac{\alpha(4F^2 + 7G^2)}{360\pi^2 E_{sch}^2} - \frac{\alpha F(8F^2 + 13G^2)}{630\pi^2 E_{sch}^4} + \dots \quad (1)$$

ここで、 $\alpha = e^2/\hbar c$ は微細構造定数である。 $L'$ を用いることで、真空中の分極 $\mathbf{P}$ と磁化 $\mathbf{M}$ もまた級数としてそれぞれ $\mathbf{P} = \mathbf{P}_1 + \mathbf{P}_2 + \dots$ 、 $\mathbf{M} = \mathbf{M}_1 + \mathbf{M}_2 + \dots$ のように表される。ここで、 $\mathbf{P}_m$ と $\mathbf{M}_m$ はそれぞれ $L'$ の第 $m$ 次の項から得

られる成分であり、最低次の項である $\mathbf{P}_1$ と $\mathbf{M}_1$ は次のように表される<sup>8)</sup>。

$$\mathbf{P}_1 = \xi(7\mathbf{G}\mathbf{B} - 4\mathbf{F}\mathbf{E}), \quad \mathbf{M}_1 = \xi(7\mathbf{G}\mathbf{E} + 4\mathbf{F}\mathbf{B}). \quad (2)$$

ここで、 $\xi = \alpha/180\pi^2 E_{sch}^2$ とした。 $\mathbf{E}$ と $\mathbf{B}$ に以下で考える軸対称偏光ビームの電磁場を代入すると、光の最大強度が $10^{26} \text{ W/cm}^2$ 以下の場合には、 $\mathbf{P}_2$ と $\mathbf{M}_2$ の振幅は $\mathbf{P}_1$ と $\mathbf{M}_1$ の振幅よりも3桁以上小さくなる。よって、本論文では分極と磁化の2次以上の項を無視し、 $\mathbf{P}_1$ と $\mathbf{M}_1$ のうち基本周波数で振動する項のみを考えた。

式(1)のラグランジアン密度に変分原理を適用すると、 $\mathbf{P}$ と $\mathbf{M}$ を用いて物質中と同様の形式のMaxwell方程式<sup>8)</sup>導かれ<sup>12)</sup>、これを変形することにより次のような真空中における電磁波の波動方程式が得られる。

$$\square \mathbf{E} = -4\pi \left[ \nabla(\nabla \cdot \mathbf{P}) - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2} - \frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t} \right], \\ \square \mathbf{B} = -4\pi \left[ \frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{M}) \right]. \quad (3)$$

ここで、 $\square = \nabla^2 - \partial^2/\partial(ct)^2$ である。式(3)を解くことにより、真空中から放射される電磁波を求めることができる<sup>8)</sup>。

### 2.2 軸対称偏光ビームの電磁場

点 $\mathbf{r} = (x, y, z)$ での時刻 $t$ におけるレーザー光の電場と磁場をそれぞれ $\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{e}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$ 、 $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{Re}\{\mathbf{b}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}\}$ とする。ここで、 $i$ は虚数単位、 $\text{Re}$ は複素数の実部、 $\omega$ は光の周波数、 $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ と $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ は電磁場の空間依存部であり、点 $\mathbf{r} = 0$ は焦点に、また $z$ 軸は入射光の伝搬方向に一致しているものとする。大開口角で集光されるレーザー光の電磁場を正確に知るために、通常用いられるスカラー場の回折理論ではなくベクトル場の回折理論<sup>13)</sup>に基づいて電磁場の計算を行うと、径偏光と方位角偏光をもつビームを集光した場合の電磁場の空間依存部 $(\mathbf{e}_r(\mathbf{r}), \mathbf{b}_r(\mathbf{r}))$ と $(\mathbf{e}_a(\mathbf{r}), \mathbf{b}_a(\mathbf{r}))$ の円柱座標 $(\rho, \phi, z)$ に関する成分は、それぞれ次のようになる<sup>9)</sup>。

$$\begin{cases} e_{r,\rho}(\rho, z) = -kfe_{r,0}U_0(\rho, z), \\ e_{r,z}(\rho, z) = -ikfe_{r,0}U_1(\rho, z), \\ b_{r,\phi}(\rho, z) = -kfe_{r,0}U_2(\rho, z), \\ e_{r,\phi}(\rho, z) = b_{r,\rho}(\rho, z) = b_{r,z}(\rho, z) = 0, \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} e_{a,\phi}(\rho, z) = kfe_{a,0}U_2(\rho, z), \\ b_{a,\rho}(\rho, z) = -kfe_{a,0}U_0(\rho, z), \\ b_{a,z}(\rho, z) = -ikfe_{a,0}U_1(\rho, z), \\ e_{a,\rho}(\rho, z) = e_{a,z}(\rho, z) = b_{a,\phi}(\rho, z) = 0. \end{cases} \quad (5)$$

ここで、 $k = 2\pi/\lambda$ は光の波数、 $\lambda$ は光の波長、 $f$ は集光光学系の焦点距離、 $e_{r,0}$ と $e_{a,0}$ はそれぞれのビームの入射光の電場振幅である。また、 $U_n(\rho, z)$  ( $n=0, 1, 2$ )はそれぞれ次のような関数を表す。

### 3. 計算結果と考察

$$\begin{aligned}
 U_0(\rho, z) &= \int_0^{\theta/2} d\theta' l_0(\theta') \sin\theta' \cos^{3/2}\theta' \\
 &\quad \times J_1(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'}, \\
 U_1(\rho, z) &= \int_0^{\theta/2} d\theta' l_0(\theta') \sin^2\theta' \cos^{1/2}\theta' \\
 &\quad \times J_0(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'}, \\
 U_2(\rho, z) &= \int_0^{\theta/2} d\theta' l_0(\theta') \sin\theta' \cos^{1/2}\theta' \\
 &\quad \times J_1(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'}.
 \end{aligned} \quad (6)$$

ここで、 $J_n(k\rho \sin\theta')$  ( $n=0, 1$ ) は第一種ベッセル関数、 $\theta$  は集光光学系の開口角である。 $l_0(\theta')$  は光軸に垂直な平面上における入射光の相対的な電場振幅分布を表しており、本論文ではベッセルガウス分布

$$l_0(\theta') = J_1\left(\frac{2\sin\theta'}{\sin(\theta/2)}\right) \exp\left[-\left(\frac{\sin\theta'}{\sin(\theta/2)}\right)^2\right], \quad (7)$$

を仮定した<sup>9)</sup>。

次に、径偏光と方位角偏光を重ね合わせたより一般的な軸対称偏光をもつビームの電磁場を考える。Fig. 2より、入射光の電場振幅を $e_0$ とするとその径偏光成分 $e_{r,0}$ と方位角偏光成分 $e_{a,0}$ は定数 $\phi_0$ を用いて次のように表される。

$$e_{r,0} = e_0 \cos\phi_0, \quad e_{a,0} = e_0 \sin\phi_0. \quad (8)$$

ここで、 $\phi_0 = \tan^{-1}(e_{a,0}/e_{r,0})$  はビーム中に含まれる各偏光モードの比率を表す指標であり、 $\phi_0$ を変化させることでビームの偏光方向が変化する。 $\phi_0$ を用いると、式(4)、(5)より2つの偏光モードをどちらも含む軸対称偏光ビームの電磁場の空間依存部( $\mathbf{e}(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{b}(\mathbf{r})$ )は次のようになる。

$$\begin{cases}
 e_\rho(\rho, z) = -kfe_0 \cos\phi_0 U_0(\rho, z), \\
 e_\phi(\rho, z) = kfe_0 \sin\phi_0 U_2(\rho, z), \\
 e_z(\rho, z) = -ikfe_0 \cos\phi_0 U_1(\rho, z), \\
 b_\rho(\rho, z) = -kfe_0 \sin\phi_0 U_0(\rho, z), \\
 b_\phi(\rho, z) = -kfe_0 \cos\phi_0 U_2(\rho, z), \\
 b_z(\rho, z) = -ikfe_0 \sin\phi_0 U_1(\rho, z).
 \end{cases} \quad (9)$$

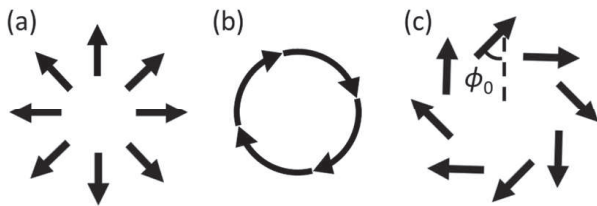


Fig. 2 Directions of electric field of light with (a) radial polarization, (b) azimuthal polarization, and (c) superposition of radial and azimuthal polarization.

本節では、軸対称偏光ビームのローレンツ不変量や分極・磁化、また真空中からの放射光などを計算し、直線偏光したレーザー光を集光した場合<sup>8)</sup>と比較した。以下では、 $\lambda = 1 \mu\text{m}$ 、 $\theta = 100^\circ$ とし、直線偏光の場合の入射光の強度分布はガウシアン分布であると仮定した。また、直線偏光のビームの電磁場を( $\mathbf{E}_L(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}_L(\mathbf{r})$ )、式(9)から得られる軸対称偏光ビームの電磁場を( $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, \phi_0)$ ,  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, \phi_0)$ )とし、ローレンツ不変量と分極や磁化に対しても同様の添字や変数を用いてビームの偏光状態を区別した(例: 径偏光ビームのローレンツ不変量は $F_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ と $G_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ )。式中において変数 $l$ は省略した。

#### 3.1 軸対称偏光ビームのローレンツ不変量

Fig. 3 (a)–3 (f) は、それぞれ焦平面( $z=0$ )における $\mathbf{E}_L(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ ,  $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ ,  $\mathbf{B}_L(\mathbf{r})$ ,  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ ,  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ の振幅の分布(灰色の濃淡)と向き(矢印と×印)を表す。ここで、ベクトル場 $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ の振幅はその2乗時間平均値の平方根 $(\langle |\mathbf{E}(\mathbf{r})|^2 \rangle)^{1/2}$ とした( $\langle \dots \rangle$ は時間平均値を表す)。Fig. 3より、直線偏光のビームを集光した場合には電磁場の振動方向はほとんど変化しないが、軸対称偏光ビームを集光すると焦点付近で縦方向に振動する成分が生じることが分かる。 $\phi_0 = 0^\circ$ の場合には電場が、また $\phi_0 = 45^\circ$ の場合には電場と磁場の両方が焦点付近で縦方向に振動する。ここでは $\phi_0 = 90^\circ$ の場合は省略しているが、 $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, 90^\circ)$ と $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, 90^\circ)$ はそれぞれFig. 3 (e), (b)と同様の分布になり、磁場が縦方向の成分をもつ。

Fig. 4 (a)–4 (f) は、それぞれ焦平面( $z=0$ )における $\langle F_L(\mathbf{r}) \rangle$ ,  $\langle F_A(\mathbf{r}, 0^\circ) \rangle$ ,  $\langle F_A(\mathbf{r}, 45^\circ) \rangle$ ,  $\langle G_L(\mathbf{r}) \rangle$ ,  $\langle G_A(\mathbf{r}, 0^\circ) \rangle$ ,  $\langle G_A(\mathbf{r}, 45^\circ) \rangle$ の分布を表す。まず軸対称偏光ビームのローレンツ不変量を考える。 $\phi_0 = 0^\circ$ の場合、焦点付近では縦方向の電場のみが存在するため

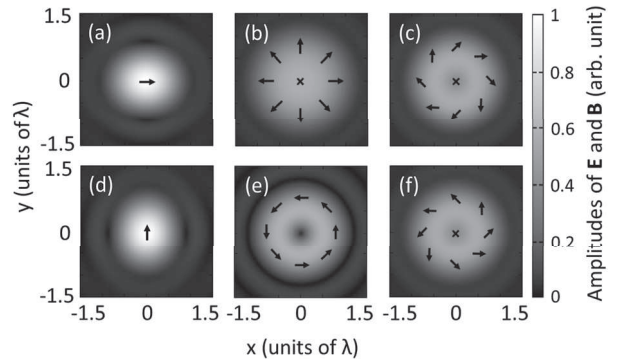


Fig. 3 Distributions of the amplitudes (shading of gray) and directions (arrows and cross marks) of (a)  $\mathbf{E}_L(\mathbf{r})$ , (b)  $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ , (c)  $\mathbf{E}_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ , (d)  $\mathbf{B}_L(\mathbf{r})$ , (e)  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ , (f)  $\mathbf{B}_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  in the focal plane for  $\theta = 100^\circ$ . The  $x$  and  $y$  axes are expressed in units of the laser wavelength  $\lambda$ , and the cross mark represents the direction of the  $z$  axis. The amplitudes are normalized to the maximum value.

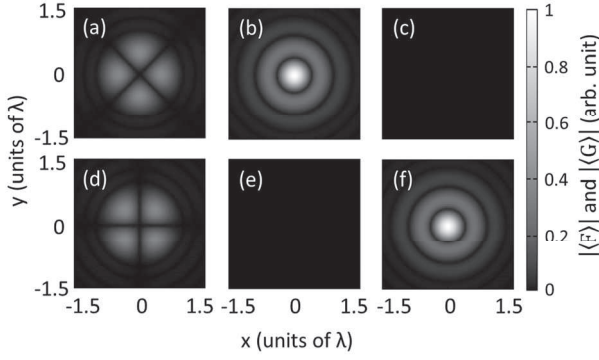


Fig. 4 Distributions of (a)  $\langle |F_L(\mathbf{r})| \rangle$ , (b)  $\langle |F_A(\mathbf{r}, 0^\circ)| \rangle$ , (c)  $\langle |F_A(\mathbf{r}, 45^\circ)| \rangle$ , (d)  $\langle |G_L(\mathbf{r})| \rangle$ , (e)  $\langle |G_A(\mathbf{r}, 0^\circ)| \rangle$ , (f)  $\langle |G_A(\mathbf{r}, 45^\circ)| \rangle$  in the focal plane for  $\theta = 100^\circ$ . The  $x$  and  $y$  axes are expressed in units of the laser wavelength  $\lambda$ . The amplitudes are normalized to the maximum value.

$|F_A(\mathbf{r}, 0^\circ)| \sim |E_A(\mathbf{r}, 0^\circ)|^2/2$  となり  $F$  の絶対値が大きくなるが、焦点以外では電磁場の直交関係が満たされているため  $|G_A(\mathbf{r}, 0^\circ)| = 0$  となる。一方、 $\phi_0 = 45^\circ$  の場合、焦点付近では縦方向の電場と磁場が両方とも存在するため  $|G_A(\mathbf{r}, 45^\circ)| \sim |E_A(\mathbf{r}, 45^\circ) \cdot B_A(\mathbf{r}, 45^\circ)|$  となり  $G$  の絶対値が大きくなるが、電場と磁場が各点で同じ振幅をもっているため  $|F_A(\mathbf{r}, 45^\circ)| = 0$  となる。次に、直線偏光したビームと軸対称偏光ビームのローレンツ不変量を比較すると、軸対称偏光ビームのローレンツ不変量の最大値は直線偏光の場合に比べて2倍以上大きくなるのが分かる。これは、直線偏光の場合には焦点から離れると電磁場の平面波条件 ( $|\mathbf{E}| = |\mathbf{B}|$ ,  $\mathbf{E} \cdot \mathbf{B} = 0$ ) が崩れ、ローレンツ不変量が0でない値をとるようになるのに対して、軸対称偏光の場合には電磁場の振幅が大きい焦点付近においてもその関係が崩れているためである。ここでは省略しているが、 $\phi_0 = 90^\circ$  の場合のローレンツ不変量は  $\phi_0 = 0^\circ$  の場合と同じ分布になる。

### 3.2 軸対称偏光ビームにより誘起される分極・磁化と真空からの放射光

Fig. 5 (a)–5(f) は、それぞれ焦平面 ( $z = 0$ ) における  $P_L(\mathbf{r})$ ,  $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ ,  $P_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ ,  $M_L(\mathbf{r})$ ,  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ ,  $M_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  の振幅の分布を表す。 $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  と  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  の分布はそれぞれ Fig. 3 の  $E_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  と  $B_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  の分布と類似しているが、これは  $|G_A(\mathbf{r}, 0^\circ)| = 0$  より、 $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  と  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  が

$$\begin{aligned} P_A(\mathbf{r}, 0^\circ) &= -4\xi F_A(\mathbf{r}, 0^\circ) E_A(\mathbf{r}, 0^\circ), \\ M_A(\mathbf{r}, 0^\circ) &= 4\xi F_A(\mathbf{r}, 0^\circ) B_A(\mathbf{r}, 0^\circ), \end{aligned} \quad (10)$$

と表されるためである。また、 $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  と  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  の分布は Fig. 3 の  $E_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  と  $B_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  の分布と類似しているが、これは  $|F_A(\mathbf{r}, 45^\circ)| = 0$  より、 $P_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  と  $M_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  が

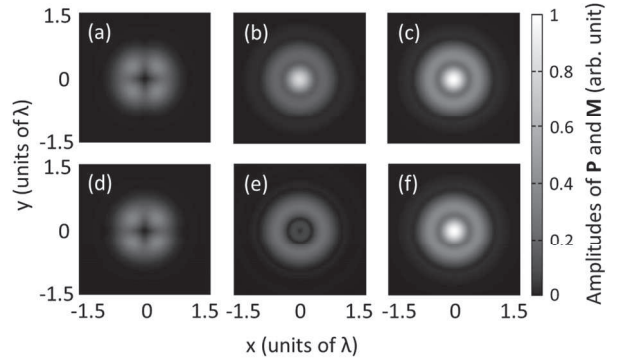


Fig. 5 Distributions of the amplitudes of (a)  $P_L(\mathbf{r})$ , (b)  $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ , (c)  $P_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ , (d)  $M_L(\mathbf{r})$ , (e)  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ , (f)  $M_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$  in the focal plane for  $\theta = 100^\circ$ . The  $x$  and  $y$  axes are expressed in units of the laser wavelength  $\lambda$ . The amplitudes are normalized to the maximum value.

$$\begin{aligned} P_A(\mathbf{r}, 45^\circ) &= 7\xi G_A(\mathbf{r}, 45^\circ) B_A(\mathbf{r}, 45^\circ), \\ M_A(\mathbf{r}, 45^\circ) &= 7\xi G_A(\mathbf{r}, 45^\circ) E_A(\mathbf{r}, 45^\circ), \end{aligned} \quad (11)$$

と表されるためである。直線偏光と軸対称偏光では、 $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  を除いて軸対称偏光の方が分極と磁化の振幅が大きいが、これはローレンツ不変量の値の違いによるものである。また、 $\phi_0 = 0^\circ$  と  $45^\circ$  の場合を比較すると  $\phi_0 = 45^\circ$  の方が分極・磁化ともに振幅が大きくなるが、これは式(10)、(11)における係数(4と7)の違いによるものである。ここでは省略しているが、 $P_A(\mathbf{r}, 90^\circ)$  と  $M_A(\mathbf{r}, 90^\circ)$  の振幅はそれぞれ  $M_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$ ,  $P_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$  と同様の分布になる。

最後に、軸対称偏光ビームの電磁場とそれにより誘起される分極・磁化を式(3)の波動方程式に代入してビームと真空の相互作用により生じる放射光を計算し、その結果を次の近似式を用いて光子数  $N$  に換算した。

$$N \cong \frac{\tau}{\hbar\omega} \int_{-\infty}^{\infty} d^2r \frac{c}{4\pi} \langle \mathbf{E}_R(\mathbf{r}) \times \mathbf{B}_R(\mathbf{r}) \rangle. \quad (12)$$

ここで、 $\mathbf{E}_R(\mathbf{r})$  と  $\mathbf{B}_R(\mathbf{r})$  は放射光の電磁場であり、レーザーは時間波形が矩形パルス(時間幅  $\tau$ )であると仮定した。以下では、レーザーの出力を100 PW、時間幅を  $\tau = 100$  fs として計算した。Fig. 6は軸対称偏光ビームと直線偏光のビームが真空中に集光された場合に放射される光子数の偏光方向に対する依存性を、 $\phi_0$  を変数にとって表したものである。実線は軸対称偏光ビーム、点線は直線偏光のビームに対応している。 $\phi_0$  に対する放射光子数の変化から、軸対称偏光ビームを用いた場合には  $\phi_0 = 45^\circ$  のときに光子数が最大になることが分かる。これは、 $\phi_0 = 45^\circ$  の場合に真空中に誘起される分極と磁化の振幅が最も大きくなるためである。また、直線偏光のビームを用いた場合と軸対称偏光ビームを用いた場合の計算結果を比較することにより、入射光の偏光状態を直線偏光から軸対称偏光に変化させることで放射光子数は最大で3倍程度増加するという結果が得られた。

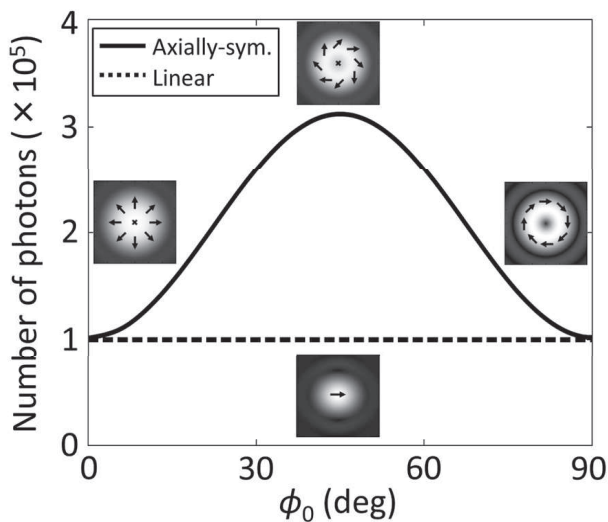


Fig. 6 The number of photons of the radiated light from vacuum per shot as a function of  $\phi_0$  in the case that axially-symmetric polarized beam (solid line) and linearly polarized beam (dashed line) are focused to the vacuum.  $\theta$ , laser power and pulse duration are assumed to be  $100^\circ$ , 100 PW and 100 fs, respectively.

#### 4. まとめ

本論文では、軸対称偏光ビームと真空との相互作用を理論的に計算し、ビームが直線偏光の場合の計算結果と比較することで、真空中における非線形光学現象の偏光依存性について考察した。軸対称偏光ビームのローレンツ不変量は焦点付近で大きくなり、その結果、真空中に誘起される分極と磁化はビームの電磁場に類似した分布をもつようになる。この分布は直線偏光のビームを用い

た場合に得られる結果とは全く異なっているため、真空中の分極と磁化が入射光の偏光状態に大きく依存していることが明らかになった。また、波動方程式を用いて真空からの放射光を計算した結果、入射光の偏光状態を直線偏光から軸対称偏光に変えても放射光子数は3倍程度しか増加せず、真空から生じる光のエネルギーの偏光方向に対する依存性は小さいということが分かった。

#### 謝辞

本研究は科研費(特別研究員奨励費24・509)の助成を受けたものであり、ここに感謝の意を表します。

#### 参考文献

- 1) J. Schwinger: Phys. Rev. **82** (1951) 664.
- 2) T. Heinzl, B. Liesfeld, K. Amthor, H. Schwöerer, R. Sauerbrey, and A. Wipf: Opt. Commun. **267** (2006) 318.
- 3) E. Lundström, G. Brodin, J. Lundin, M. Marklund, R. Bingham, J. Collier, J. T. Mendonça, and P. Norreys: Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 083602.
- 4) A. M. Fedotov and N. B. Narozhny: Phys. Lett. A **362** (2007) 1.
- 5) N. B. Narozhny and A. M. Fedotov: Laser Phys. **17** (2007) 350.
- 6) A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel: Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 083603.
- 7) B. King, A. Di Piazza, and C. H. Keitel: Phys. Rev. A **82** (2010) 032114.
- 8) Y. Monden and R. Kodama: Phys. Rev. Lett. **107** (2011) 073602.
- 9) K. S. Youngworth and T. G. Brown: Opt. Express, **7** (2000) 77.
- 10) 宮地 悟代, 大林 研, 末田 敬一, 椿本 孝治, 宮永 憲明: レーザー研究 **32** (2003) 259.
- 11) W. Heisenberg and H. Euler, Z. Phys. **98** (1936) 714.
- 12) V. B. Berestetskii, E. M. Lifshitz, and L. P. Pitaevskii: *Quantum Electrodynamics* (Pergamon, Oxford, 1982).
- 13) B. Richards and E. Wolf: Proc. R. Soc. London, Ser. A **253** (1959) 358.