

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	https://hdl.handle.net/11094/98319
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¹, 兒玉 了祐^{1,2}

¹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) ²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 MONDEN¹ and Ryosuke KODAMA^{1,2}

¹Graduate School of Engineering, Osaka University, 2-1 Yamada-oka, Suita, Osaka 565-0871 ²Photon 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[†]. 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 $I_{sch} = cE_{sch}^2 / 4\pi \sim 10^{29} \text{ W/cm}^2$ 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は光速度、 $E_{sch} = m^2 c^3 / e\hbar$ 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Eと磁場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 $F = (B^2 - E^2)/2$ と $G = E \cdot B$ の値に大きく依存することが分かっている¹¹.

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2-7). 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⁸⁾.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, ローレンツ不変量が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

[†] Extreme Light Infrastructure (ELI), ELI Scientific Case URL: http://www.extreme-light-infrastructure.eu/ELI-scientific-case_24.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^{9,10)}. 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~E²/2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 $L_{cl} = (E^2 - B^2)/8\pi$ 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^{1,11,12}、被積分関数を微少量 $|E|/E_{sch}$ と $|B|/E_{sch}$ 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.

$$L' = L_1 + L_2 + \cdots$$

= $\frac{\alpha(4F^2 + 7G^2)}{360\pi^2 E_{\text{sch}}^2} - \frac{\alpha F(8F^2 + 13G^2)}{630\pi^2 E_{\text{sch}}^4} + \cdots$ (1)

ここで、 $\alpha = e^2 / hc$ は微細構造定数である. *L*'を用いる ことで、真空中の分極Pと磁化Mもまた級数としてそれ ぞれ $P = P_1 + P_2 + \cdots$, $M = M_1 + M_2 + \cdots$ のように表され る. ここで、 $P_m \ge M_m$ 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 $P_1 \ge M_1$ は次のように表される⁸⁾.

$$P_1 = \xi (7GB - 4FE), \quad M_1 = \xi (7GE + 4FB).$$
 (2)

ここで、 $\xi = \alpha/180\pi^2 E_{sch}^2$ とした. *E*と*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} W/cm²以下の場合には、 P_2 と M_2 の振幅は P_1 と 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、 P_1 と 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, **PとM**を用いて物質中と同様の形式のMaxwell方程式が 導かれ¹²⁾,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.

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

$$\Box \mathbf{B} = -4\pi \left[\frac{1}{c} \nabla \times \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \nabla \times (\nabla \times \mathbf{M}) \right].$$
(3)

ここで, $\Box = \nabla^2 - \partial^2 / \partial (ct)^2$ 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⁸⁾.

2.2 軸対称偏光ビームの電磁場

点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 $E(r, t) = \operatorname{Re}\{e(r)e^{-i\omega t}\}, B(r, t) = \operatorname{Re}\{b(r)e^{-i\omega t}\}$ とする. ここで, iは虚数単位, Reは複素数の 実部, ω は光の周波数, $e(r) \ge b(r)$ は電磁場の空間依存 部であり, 点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¹³⁾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 $(e_r(r), b_r(r)) \ge (e_a(r), b_a(r))$ の円柱座標 (ρ, ϕ, z) に関す る成分は, それぞれ次のようになる⁹⁾.

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

$$\begin{aligned} e_{a,\phi}(\rho, z) &= k f e_{a,0} U_2(\rho, z), \\ b_{a,\rho}(\rho, z) &= -k f e_{a,0} U_0(\rho, z), \\ b_{a,z}(\rho, z) &= -i k f e_{a,0} U_1(\rho, z), \\ e_{a,\rho}(\rho, z) &= e_{a,z}(\rho, z) = b_{a,\phi}(\rho, z) = 0. \end{aligned}$$
(5)

ここで、 $k = 2\pi\lambda$ は光の波数、 λ は光の波長、fは集光光 学系の焦点距離、 $e_{r,0} \geq e_{a,0}$ 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.

$$U_{0}(\rho, z) = \int_{0}^{\theta/2} d\theta' l_{0}(\theta') \sin\theta' \cos^{3/2} \theta'$$

$$\times J_{1}(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'},$$

$$U_{1}(\rho, z) = \int_{0}^{\theta/2} d\theta' l_{0}(\theta') \sin^{2} \theta' \cos^{1/2} \theta'$$

$$\times J_{0}(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'},$$

$$U_{2}(\rho, z) = \int_{0}^{\theta/2} d\theta' l_{0}(\theta') \sin\theta' \cos^{1/2} \theta'$$

$$\times J_{1}(k\rho \sin\theta') e^{ikz \cos\theta'}.$$
(6)

ここで、 $J_n(kp\sin\theta')(n=0,1)$ は第一種ベッセル関数、 θ 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⁹⁾.

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 ϕ_0 を用いて次のように表され る.

$$e_{r,0} = e_0 \cos \phi_{0,-} e_{a,0} = e_0 \sin \phi_{0,-}$$
(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、 ϕ_0 を変化させることに でビームの偏光方向が変化する. ϕ_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($e(\mathbf{r})$, $\mathbf{b}(\mathbf{r})$)は次のようにな る.

$$\begin{cases} e_{\rho}(\rho, z) = -kfe_{0}\cos\phi_{0}U_{0}(\rho, z), \\ e_{\phi}(\rho, z) = kfe_{0}\sin\phi_{0}U_{2}(\rho, z), \\ e_{z}(\rho, z) = -ikfe_{0}\cos\phi_{0}U_{1}(\rho, z), \\ b_{\rho}(\rho, z) = -kfe_{0}\sin\phi_{0}U_{0}(\rho, z), \\ b_{\phi}(\rho, z) = -kfe_{0}\cos\phi_{0}U_{2}(\rho, z), \\ b_{c}(\rho, z) = -ikfe_{0}\sin\phi_{0}U_{1}(\rho, z). \end{cases}$$
(9)



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

計算結果と考察

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⁸⁾と比較した、以下 では、 $\lambda = 1 \mu m$ 、 $\theta = 100$ °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($E_L(\mathbf{r})$, $B_L(\mathbf{r})$),式 (9)から得られる軸対称偏光ビームの電磁場を ($E_A(\mathbf{r}, \phi_0)$, $B_A(\mathbf{r}, \phi_0)$)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 $F_A(\mathbf{r}, 0°)$ と $G_A(\mathbf{r}, 0°)$).式中において変数t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 $E_L(r)$, $E_A(r, 0^\circ)$, $E_A(r, 45^\circ)$, $B_L(r)$, $B_A(r, 0^\circ)$, $B_A(r, 45^\circ)$ 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E(r)の振幅はその2乗 時間平均値の平方根 $\langle |E(r)|^2 \rangle^{1/2}$ とした(〈…〉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、 $E_A(r, 90^\circ) \ge B_A(r, 90^\circ)$ 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) $E_L(\mathbf{r})$, (b) $E_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$, (c) $E_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$, (d) $B_L(\mathbf{r})$, (e) $B_A(\mathbf{r}, 0^\circ)$, (f) $B_A(\mathbf{r}, 45^\circ)$ in the focal plane for $\theta = 100^\circ$. The *x* and *y* axes are expressed in units of the laser wavelength λ , 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 λ . The amplitudes are normalized to the maximum value.

 $|F_{A}(\mathbf{r}, 0^{\circ})| \sim |E_{A}(\mathbf{r}, 0^{\circ})|^{2}/2 c_{\delta} b_{F}$ 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 $|G_{A}(\mathbf{r}, 45^{\circ})| \sim |E_{A}(\mathbf{r}, 45^{\circ}) \cdot B_{A}(\mathbf{r}, 45^{\circ})| \geq c b G \mathcal{O}$ 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倍以上大きくなることが分か 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(|E| = |B|, $E \cdot B = 0$)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 (r)、 $P_A(r, 0^\circ)$ 、 $P_A(r, 45^\circ)$ 、 $M_L(r)$ 、 $M_A(r, 0^\circ)$ 、 M_A (r, 45°)の振幅の分布を表す、 $P_A(r, 0^\circ) \ge M_A(r, 0^\circ)$ の分 布はそれぞれFig. 3の $E_A(r, 0^\circ) \ge B_A(r, 0^\circ)$ の分布と類似 しているが、これは $|G_A(r, 0^\circ)|=0$ より、 $P_A(r, 0^\circ) \ge M_A$ (r, 0°)が

$$P_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ}) = -4\xi F_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ})E_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ}),$$

$$M_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ}) = 4\xi F_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ})B_{A}(\boldsymbol{r},0^{\circ}),$$
 (10)

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





$$\boldsymbol{P}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ}) = 7\xi \boldsymbol{G}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ})\boldsymbol{B}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ}),$$

$$\boldsymbol{M}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ}) = 7\xi \boldsymbol{G}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ})\boldsymbol{E}_{A}(\boldsymbol{r}, 45^{\circ}), \qquad (11)$$

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, $\phi_0 = 0^\circ \ge 45^\circ$ 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 \ge 7)の違いによるも のである.ここでは省略しているが, $P_A(\mathbf{r}, 90^\circ) \ge M_A$ ($\mathbf{r}, 90^\circ$)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.

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

ここで、 $E_{R}(r)$ と $B_{R}(r)$ は放射光の電磁場であり、レー ザーは時間波形が矩形状のパルス(時間幅τ)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τ = 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、 *φ* 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。 *φ*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 $\phi_0 = 45$ °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 ϕ_0 in the case that axially-symmetric polarized beam (solid line) and linearly polarized beam (dashed line) are focused to the vacuum. θ , laser power and pulse duration are assumed to be 100°, 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.
- T. Heinzl, B. Liesfeldb, K. Amthorb, H. Schwoererb, R. Sauerbreyc, 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.