

高強度レーザーパルスによる非線形 Compton 散乱の モンテカルロ法

瀬戸 慧大^{†1}

極限レーザー核科学研究所 (ELI-NP) (Reactorului St. No. 30, Magurele, Ilfov 077125, Romania)

Monte Carlo Method for Nonlinear Compton Scattering in High-Intensity Laser Pulse

Keita SETO

Extreme Light Infrastructure - Nuclear Physics (ELI-NP), Reactorului St. No. 30, Magurele, Ilfov 077125, Romania

(Received January 13, 2023)

The Monte Carlo calculation of nonlinear Compton scattering is discussed of an unpolarized electron in a high-intensity laser pulse of a linearly polarized plane wave. We developed the Monte Carlo calculation scheme employing the angular distribution formula of the photon emission, it resolved photon energy, propagation direction, and polarization. The polarization feature is shown how two polarization modes are different in the numerical result.

Key Words: Nonlinear Compton scattering, Radiation reaction, Nonlinear quantum electrodynamics, High-intensity laser pulse, Monte Carlo method

1. はじめに

非線形量子電磁力学 (quantum electrodynamics: QED) の基礎衝突過程である非線形 Compton 散乱 (non-linear Compton scattering: NCS)^{1,2)} は高強度レーザー³⁾ を用いた物理現象として注目されている。NCS で生じる高エネルギー光子は別の非線形 QED 効果の“種”として寄与でき、背景にある高強度レーザー電磁場と相互作用して電子・陽電子対生成や真空複屈折などを発現させる⁴⁻⁶⁾。いくつかの実験グループはすでに NCS の測定に挑戦しており⁷⁻¹¹⁾、さらに精密な計測を目指す計画もある¹²⁻¹⁵⁾。高強度レーザーパルスによる電子の NCS の理論的な研究¹⁶⁻²²⁾ や、レーザープラズマに NCS を含んだ数値計算²³⁻²⁵⁾ も活発に行われている。モンテカルロ (Monte Carlo: MC) 法²⁷⁾ は量子論的散乱に代表されるようなランダムさの表現に使用され、NCS にも応用されている²⁷⁻³⁰⁾。これまでの NCS の MC 計算は光子の偏光和・散乱角度の積分を取った公式を採用しており、光子の偏光と角度分布を正確に解像できる MC 計算法はまだ提案されていない。NCS を高エネルギー光子源とする実験を立案する際には、このような MC 計算が要求される。そのため、光子の偏光依存性・角度分布を考慮した NCS の MC 法の提案と、その計算例を本稿で示す。

なお、この記事においてボールド体は 3 次元ベクトルである。相対論的記法として、時空座標を $x = (x^0, \mathbf{x}) =$

(ct, x, y, z) と書き、計量を $g = (+1, -1, -1, -1)$ と定める。これにより、4 元ベクトルの内積は $A \cdot B = A_\mu B^\mu = g_{\mu\nu} A^\mu B^\nu = A^0 B^0 - \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}$ と表現できる。また、SI 単位系を採用した。

2. 理論

無偏極電子と直線偏光している高強度レーザーパルスの衝突による NCS を考える。レーザーパルスの中心角周波数を ω と置き、 $n = (1, \mathbf{n}) = (1, 0, 0, 1)$ に対して、レーザーパルスの 4 元波数ベクトルを $k^\mu = \omega/c \times n^\mu$ と定める。電子が x にあるとき、電子に対するレーザー位相は $\varphi = k \cdot x = \omega(t - z/c)$ である。位相 φ で NCS が生じたとすれば、次のエネルギー・運動量の保存則

$$p^\mu(\varphi) + N(\varphi)\hbar k^\mu = p'^\mu(\varphi) + \hbar k'^\mu \quad (1)$$

が設定される。 $p, p', \hbar k$ と $\hbar k'$ はそれぞれ散乱前、散乱後の電子の (4 次元) 運動量、レーザー光子の運動量と輻射光子の運動量である。 N は 1 回の散乱で吸収されるレーザー光子数に相当する。この多光子吸収が NCS を非線形過程たらしめる。我々の MC スキームは (A) 電子の NCS 前後の自由伝搬と (B) 時空内の“とある事象 (点)”で生じる散乱過程の繰り返し計算からなる。

(A) 散乱前後において、Dirac 場である電子は Furry picture³¹⁾ の意味で自由伝搬している。これは背景に存在するレーザー電磁場を電子に纏わせ、準粒子のように見

^{†1} 現所属は日本原子力研究開発機構 高速炉・新型炉研究開発部門 敦賀総合研究開発センター。Email: seto.keita@jaea.go.jp

立てた電子の自由伝搬で、そのような量子状態は Volkov state として知られている^{32,33}。平面波レーザー電磁場の4元ベクトルポテンシャル $\mathcal{A}(\varphi)$ に対して、Volkov state にある電子カレントは古典的電子の運動量 $p(\varphi)$ (散乱後なら $p'(\varphi)$) に比例する³⁴。 x を φ の関数とみなし、 $p^\mu(\varphi) = m_0 dx^\mu(\varphi)/d\tau$ は以下の運動方程式に従う：

$$\frac{dp^\mu}{d\varphi} = -\frac{e\mathcal{F}^{\mu\nu}p_\nu}{k \cdot p}, \quad \mathcal{F}^{\mu\nu} = \partial^\mu \mathcal{A}^\nu - \partial^\nu \mathcal{A}^\mu. \quad (2)$$

ここで m_0 と $-e = -|e|$ はそれぞれ電子の静止質量と電荷量である。固有時間 $d\tau = c^{-1}\sqrt{dx \cdot dx}$ に対して $d\varphi/d\tau = k \cdot p/m_0$ が定数になる。(2)式は厳密に解くことができ、初期位相 $\varphi_i = k \cdot x_i$ と規格化ポテンシャル $\mathcal{A}_0 = e\mathcal{A}/m_0c$ による $\delta\mathcal{A}_0(\varphi, \varphi_i) = \mathcal{A}_0(\varphi) - \mathcal{A}_0(\varphi_i)$ を定めて以下のようになる³⁴：

$$\frac{p^\mu(\varphi)}{m_0c} = \frac{p^\mu(\varphi_i)}{m_0c} + \delta\mathcal{A}_0^\mu(\varphi, \varphi_i) - \frac{2\delta\mathcal{A}_0(\varphi, \varphi_i) \cdot p(\varphi_i)/m_0c + \delta\mathcal{A}_0^2(\varphi, \varphi_i)}{2n \cdot p(\varphi_i)/m_0c} n^\mu. \quad (3)$$

(B) 散乱過程は確率で表現される。 $\mathcal{A}'_0 = d\mathcal{A}_0/d\varphi$ として、以下の Lorentz 不変量を定義する^{35,36}。

$$\chi = \frac{3\hbar k \cdot p \sqrt{-\mathcal{A}'_0{}^2}}{2m_0^2c^2}, \quad r_0 = \frac{1}{\chi} \frac{n \cdot \hbar k'}{n \cdot p}, \quad r_z = \frac{1}{\chi} \frac{n \cdot \hbar k'}{n \cdot p}. \quad (4)$$

レーザーパルス波形の変化はレーザーの周期振動に比べてはるかにゆっくり変化することを仮定し(局所定数場近似)、NCS の発生確率 \mathcal{P}_λ は光子の偏光(λ')と運動量($\hbar k'$)でモード分解した

$$\hbar k'^0 \frac{d^4\mathcal{P}_\lambda}{d^3(\hbar k')d\varphi} = \frac{\alpha}{2\pi\hbar k \cdot \hbar k'} \mathcal{R} \text{Ai}(\mathcal{R}) \left\{ \frac{r_0\chi(\varepsilon_\lambda \cdot p)^2}{\hbar k' \cdot p} + r_0 r_z \chi^2 + 2 \frac{(e_\lambda \cdot \mathcal{A}'_0)^2}{-\mathcal{A}'_0{}^2} \right\}, \quad (5)$$

$$\mathcal{R} = 2 \left(\frac{3}{2} r_z \right)^{2/3} \frac{\hbar k' \cdot p(\varphi)}{m_0^2 c^2 r_0 \chi}, \quad (6)$$

として与えられる²²。Ai は第1種 Airy 関数である。ベクトル n に対して $e_\sigma = (0, 1, 0, 0)$ と $e_\pi = (0, 0, 1, 0)$ を定める。 e_σ は \mathcal{A}_0 と平行になるように設定し((15)式を参照)、 e_π は \mathcal{A}_0 と n の両方に直交するように選んだ。結果として $n \cdot e_\sigma = 0$, $n \cdot e_\pi = 0$ と $e_\sigma \cdot e_\pi = 0$ の直交関係が4次元時空に成立している。輻射光子の偏光ベクトル $\varepsilon_{\lambda=\sigma,\pi}$ は $\varepsilon_{\lambda'}^\mu = e_{\lambda'}^\mu - (e_{\lambda'} \cdot n'/n \cdot n') n^\mu$ とした。ここに $k' \cdot k = 0$ を満たす $k' = (\omega'/c, \mathbf{k}')$ を用いて $n' = k'/k'^0$ を導入した。 n' は輻射光子の伝搬方向で、 $n' \cdot \varepsilon_{\lambda'} = 0$ を満たす。(5)式を n に対して垂直な k' の2成分で積分すると、単位 $r_0\chi \cdot$ 単位 φ あたりの輻射確率を得る：

$$\frac{d^2\mathcal{P}_\lambda}{d(r_0\chi)d\varphi} = \frac{\alpha m_0^2 c^2}{2\sqrt{3}\pi\hbar k \cdot p} \left\{ -\int_{r_z}^{\infty} K_{1/3}(r) dr + \left[1 + r_0 r_z \chi^2 + 2 \frac{(e_\lambda \cdot \mathcal{A}'_0)^2}{-\mathcal{A}'_0{}^2} \right] K_{2/3}(r_z) \right\}. \quad (7)$$

$p = (p^0, \mathbf{p})$ の時間成分である電子エネルギー $-cp^0 = m_0c^2\gamma$ が大きく、 \mathbf{k}' と \mathbf{p} が平行ならば、 $r_0\chi \approx \hbar\omega'/m_0c^2\gamma$ という近似が成立する。 $d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi = \sum_{\lambda=\sigma,\pi} d\mathcal{P}_\lambda/d\varphi$ と書くならば $\int_{\varphi_i}^{\varphi} (d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi') d\varphi' \approx O(\sqrt{-\mathcal{A}'_0{}^2}(\varphi - \varphi_i))$ の値が1になるとき、NCS は確実に1回生じる。つまり、 $\varphi - \varphi_i = O(1/\sqrt{-\mathcal{A}'_0{}^2})$ がNCSが生じるまでの位相間隔である。高強度時 ($\sqrt{-\mathcal{A}'_0{}^2} \gg 1$) に単一NCSが瞬時に生じることが表現されている。厳密にはこれらの確率公式は低強度時には導くことができない。しかしながら、これら公式を低レーザー強度時に適応した場合、その散乱確率は小さく ($\varphi - \varphi_i$ が大きく) 自由伝搬とみなせるので、低強度時も同じ式を場合分けせず使用する。(5~7)式は、 $[\varphi_i, \varphi]$ の位相範囲で

$$r_0\chi \gg \frac{\chi}{[-\delta\mathcal{A}_0^2(\varphi, \varphi_i)]^{3/2}} \quad (8)$$

を満たすときのみ有効である。この不等式は光子の低エネルギー側のカット・オフ ($\hbar\omega'$ の最小値) を設定しており、以下のMC計算ではこの制限を付す。

3. MC 計算スキーム

提案するMC計算のスキームは先行文献27-30)の方法に偏光・角度分布の解像度を追加したものである。今回のMC計算では2つの一様乱数 ξ_1 と ξ_2 を使用した。本スキームは以下の5ステップからなる。先行の手法²⁷⁻³⁰)では(7)式の偏光和を用いて輻射光子の運動量 $\hbar k' = (\hbar\omega'/E)\mathbf{p}$ と散乱後の電子運動量 $\mathbf{p}' = \mathbf{p} - \hbar\mathbf{k}'$ を見積もった。一方で本稿のスキームでは(5)式を使用した(13)式と(14)式でそれらを精緻化した。

ステップ1 NCSの単一衝突過程において初期位相 φ_i と光子輻射時の位相 φ を設定する。電子の運動量 p はNCSに至るまで(3)式に従って伝搬する。 φ_i から φ に伝搬するまでにNCSが生じる確率は $\mathcal{P}' = 1 - \exp\left[-\int_{\varphi_i}^{\varphi} (d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi') d\varphi'\right]$ である²⁶⁻³⁰)。ここで一つ目の一様乱数 $\xi_1 \in [0, 1]$ を \mathcal{P}' の値として採用する。数値的に $\int_{\varphi_i}^{\varphi} (d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi) d\varphi = -\ln(1 - \xi_1)$ を解くことで、自由伝搬の間隔 $\varphi - \varphi_i$ を散乱確率から導くことができる。

ステップ2 $[\varphi_i, \varphi]$ の範囲で(2)式、あるいは(3)式を使用することで $p(\varphi)$ を決定できる。 φ はステップ1で導かれた散乱タイミングである。ここで2つ目の一様乱数 $\xi_2 \in [0, 1]$ を使用し、光子のエネルギー・輻射方向・偏光モードを決定する。このステップでは光子エネルギーを決める。解像度 Δ をパラメータ $r_0\chi$ に対して導入する。すると $d^2\mathcal{P}_{\text{sum}}/d(r_0\chi)d\varphi$ は $r_0\chi$ 方向に単調減少するので、 ξ_2 に対して

$$\xi_2 \geq \frac{1}{d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi} \int_{(N+1)\Delta}^{\infty} \frac{d^2\mathcal{P}_{\text{sum}}}{d(r_0\chi)d\varphi} d(r_0\chi) d\varphi \quad (9)$$

を満たす最小の N が存在する. これを用いて $r_0\chi = \Lambda\Delta \propto \hbar\omega'/cp^0(\varphi)$ と定める. このとき(8)式を満たす以下のような Δ を設定せねばならない:

$$\Delta \gg \max \left\{ \frac{\chi}{[-\delta\mathcal{A}_0^2(\varphi, \varphi_i)]^{3/2}} \right\}. \quad (10)$$

ステップ3 (Diff.) = ξ_2 - [(9)の右辺]を利用して光子の伝搬方向 $n' = (1, n'_x, n'_y, n'_z)$ と偏光モード λ' を与える. $r_0\chi = \Lambda\Delta$ に対して

$$\frac{\left[\int dn'_x dn'_y \sum_{\lambda'} \right]^M f_{(n'_x, n'_y, \lambda')}^N}{d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi} \leq (\text{Diff.}) < \frac{\left[\int dn'_x dn'_y \sum_{\lambda'} \right]^{M+1} f_{(n'_x, n'_y, \lambda')}^N}{d\mathcal{P}_{\text{sum}}/d\varphi}, \quad (11)$$

$$f_{(n'_x, n'_y, \lambda')}^N = \frac{d^4\mathcal{P}_{\lambda'}(N\Delta)}{d(r_0\chi)dn'_x dn'_y d\varphi} \Delta, \quad (12)$$

を満たす (n'_x, n'_y, λ') の組を数値的に探す. ステップ2による N に対して $f_{(n'_x, n'_y, \lambda')}^N$ は (n'_x, n'_y, λ') で3次元ラベル付けされていると理解する. これを適当に並び替えて1次元データ化する. $\left[\int dn'_x dn'_y \sum_{\lambda'} \right]^M$ は1次元化された $f_{(n'_x, n'_y, \lambda')}^N$ を1から M 番目まで和を取る演算を意味し, 和が初めて(Diff.)より大きくなる $M+1$ 番目までの和を見つけた時に, M 番目に対応する (n'_x, n'_y, λ') が求めるべき数値の組とみなす. $n'_z = \sqrt{1-n'^2_x - n'^2_y}$ を通じて $n' = (1, n')$ が定まる. よって,

$$\hbar k'^\mu = \Lambda\Delta \frac{n \cdot p(\varphi)}{n \cdot n'} n'^\mu \quad (13)$$

が輻射光子の運動量である. 上式は厳格に光子運動量の代数 $\hbar k' \cdot \hbar k' = 0$ を満たす. (先行手法²⁷⁻³⁰)の $\hbar k' = (\hbar\omega'/E)p$ はこれを満たせない.)

ステップ4 散乱時 φ の4元運動量保存則(1)を変形し, 散乱後の電子運動量を定める^{35,36}:

$$p'^\mu(\varphi) = p^\mu(\varphi) + \frac{\hbar k' \cdot p(\varphi)}{\hbar k' \cdot [p(\varphi) - \hbar k']} \hbar k'^\mu - \hbar k'^\mu. \quad (14)$$

以上でNCS直後の粒子情報 $p'(\varphi)$, $\hbar k'$, λ' を確定できた.

ステップ5 電子の運動量を $p(\varphi_{\text{next}}) = p'(\varphi)$ と書き換えて次のNCS散乱までの初期値とする. 乱数 ξ_1 と ξ_2 を更新し, ステップ1からの処理を繰り返す.

4. 数値計算結果

3節の数値計算例としてELI-NP実験¹³)を想定し, 600 MeVの無偏極電子と, 中心エネルギーが $\hbar\omega = 1.5$ eVでピーク電磁場振幅が $\sqrt{-\mathcal{A}_0^2} \approx 70$ であるレーザーパルスの正面衝突によるNCSを考えた. レーザーパルスの4元ポテンシャルを

$$\mathcal{A}_0^\mu(\varphi) = e_0^\mu a_0 \exp\left(-\frac{\varphi^2}{\Phi^2}\right) \sin\varphi, \quad (15)$$

とした. 振幅は $a_0 = 70$ で, 半値全幅 $T_{\text{FWHM}} = 22$ fsを用いて $\Phi = \omega T_{\text{FWHM}} / \sqrt{2 \ln 2}$ としている. このときピークレーザー強度は約 1×10^{22} W/cm² 相当である. レーザーパルスの伝搬方向 $n = (1, 0, 0, 1)$ に対して, 電子は初期値 $p^0 = 600$ MeV/cを持ち, 4元運動量で表現すれば $p = \left(p^0, 0, 0, -\sqrt{(p^0)^2 - m_0^2 c^2}\right)$ である. 以下はMC試行回数 $N_{\text{MC}} = 10000$ の計算結果である.

Fig. 1は輻射光子角度分布

$$\frac{d^2\mathcal{N}_{\lambda'}}{dn'_x dn'_y} \Delta n'_x \Delta n'_y \quad (16)$$

を各偏光 $\lambda' = \sigma, \pi$ -モードごとに出力した結果である. ここで $\mathcal{N}_{\lambda'}$ は N_{MC} 回すべてのMC試行を積算した光子カウントであり, 一回のレーザー・電子衝突計算で平均23回のNCSが予測された. それぞれの図は描かれている範囲で 200×200 メッシュのヒストグラムであり, $\Delta n'_x$ と $\Delta n'_y$ はそのメッシュサイズである. n'_x - n'_y 空間の原点は電子の初期運動量の方向として定義した. この中心付近で σ -モードは π -モードと比較して10倍程度多い光子カウントだった. 散乱前に $n'_y = 0$ に沿って電子は振動運動をしており, この付近に π -モードとして特徴的な光子カウントの“谷”の構造を確認できた. 故に, この“谷”では高い直線偏光度を持った輻射光子の計測が期待できる. これらの結果は(5)式の先行出力結果²²)をMC計算

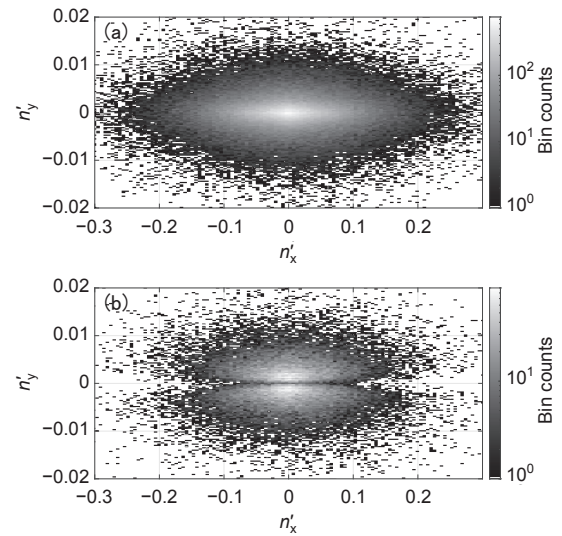


Fig. 1 Angular distribution. (a) the σ -mode and (b) the π -mode.

として再現できている。角度分布の n'_y 方向への広がり
は(5)式中の $\mathcal{R}A_i(\mathcal{R})$ の大きさに依存しており、 $\mathcal{R} = O(1)$
のあたりでこの因子は最大値をとる。 \mathcal{R} を \mathbf{p} と \mathbf{n}' の成
す角 θ に読み替えれば、 Lorentz 因子 $\gamma = p^0/m_0c$ が大き
い時、 $\theta = O(1/\gamma r_\chi^{1/3}) \ll 1$ が局所的な輻射発散角を与える。
これが(3)式による電子の振動運動と組み合わせさせて n'_x
軸方向の大域的な発散を生む: $\max \|p^1/p^3\| \approx \max \|A_0/\gamma\|$ 。
加えて散乱によって電子の進行方向が原点から両軸方向
にずれてさらに発散し、 Fig. 1 のプロファイルを形作っ
ている。同じ初期条件で先行研究の MC スキーム²⁷⁻³⁰⁾を
採用した場合、電子運動が x - z 平面に限定されている状
況で $\hbar\mathbf{k}' = (\hbar\omega'/E)\mathbf{p}$ を定めるため、 $n'_y = 0$ の範囲から輻
射光子はずれることができず、対応する分布は $\propto \delta(n'_y)$
となる。 Fig. 1 のような非 δ 関数的で n'_y 方向に広がった
分布を得るためには(5)式の角度依存性を組み込んだ
MC 計算が不可欠である。

Fig. 2 は輻射光子の角度スペクトル分布である。縦軸
が光子エネルギーで、横軸が n'_x 軸あるいは n'_y 軸である。
ここでも描画されている $(n'_{x,y}, \hbar\omega'/m_0c^2)$ の範囲で $200 \times$
 200 メッシュのヒストグラムで出力した。たとえば(a)
のカウン트는

$$\Delta \left(\frac{\hbar\omega'}{m_0c^2} \right) \Delta n'_x \int dn'_y \frac{d^3 N'_\sigma}{d(\hbar\omega'/m_0c^2) dn'_x dn'_y} \quad (17)$$

で計算されている。広域なエネルギースペクトルが角度
分布ともに得られた。最大光子エネルギーは σ 、 π -
モードとともに n'_x - n'_y 空間の原点付近で $\hbar\omega'/m_0c^2 \approx 300$ と予
測され、そのカウンツ数は同程度のオーダーであった。
このことは NCS による高エネルギー輻射光子は無偏光
化する傾向があることを意味している。先行研究の MC
スキームでは、やはり $\propto \delta(n'_y)$ の角度スペクトル分布と
なる。

Fig. 3 は電子エネルギーの ϕ -発展を示している。初期
エネルギー $m_0c^2\gamma = 600$ MeV の電子が“複数回”散乱され
た結果、電子はエネルギーの一部を光子として放射する
ことで低エネルギー状態まで減衰することを示している。
左パネルの ϕ -発展では NCS のランダムさによって電子

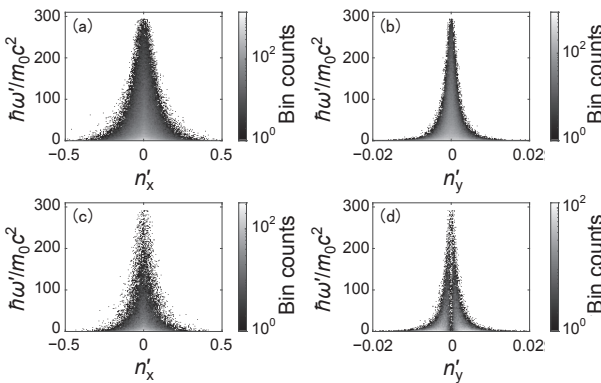


Fig. 2 Angular spectral distributions. Each panel represents photon counts of (a) the σ -mode in the n'_x -direction, (b) the σ -mode in the n'_y -direction, (c) the π -mode in the n'_x -direction, and (d) the π -mode in the n'_y -direction.

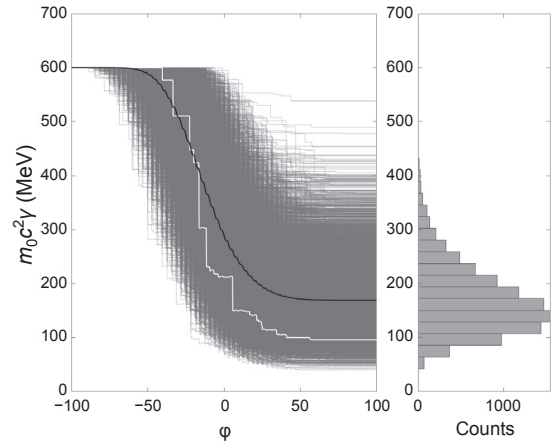


Fig. 3 Evolution of electron's kinetic energy and its energy spectrum at the final state.

エネルギーがばらつく様子が描かれている。白線は MC
計算結果の見本路例で、ステップ状の急激なエネルギー
降下の箇所とその段差分の光子 1 個を放射している。右
パネルはレーザーパルスを抜けた後の最終電子状態をヒ
ストグラムでカウンツしたもので、 $\delta(E - 600$ MeV) の
初期分布が NCS によって拡散されて広帯域スペクトル
となった。左パネル中の黒色の曲線は N_{MC} 回試行の平
均である。この結果は以下の運動方程式の解と良い一致
を示した。

$$m_0 \frac{dv}{d\tau} = -e\mathcal{F}^{\mu\nu}v_\nu - eq(\chi)\mathcal{F}_{LL}^{\mu\nu}v_\nu, \quad (18)$$

$$\mathcal{F}_{LL}^{\mu\nu} = \frac{e^2}{6\pi\epsilon_0 m_0 c^5} \left(v^\alpha \partial_\alpha \mathcal{F}^{\mu\beta} - \frac{e}{m_0} g_{n'_\chi} \mathcal{F}^{\mu\nu} \mathcal{F}^{\alpha\beta} \right) v_\beta v^\nu - (\mu \leftrightarrow \nu), \quad (19)$$

$$q(\chi) = \frac{9\sqrt{3}}{8\pi} \int_0^{\chi^{-1}} dr_0 r_0 \left[\int_{r_\chi}^\infty K_{5/3}(r) dr + r_0 r_\chi \chi^2 K_{2/3}(r_\chi) \right]. \quad (20)$$

上記は放射の反作用の準古典論的模型^{13,35,36)}として知ら
れている。外力項 $-eq(\chi)\mathcal{F}_{LL}^{\mu\nu}v_\nu$ は NCS による輻射光子
の平均運動量移行率で導かれ、 $q(\chi) \rightarrow 1$ を実現する低
レーザー強度極限では、その古典模型である Landau-
Lifshitz 方程式³⁷⁾に漸近する。このため因子 $q(\chi)$ は量子
論的な輻射への補正と理解できる。今回の NCS の MC
計算は輻射を伴う電子の準古典的模型も再現した。

結 論

本稿では無偏極電子と直線偏光の高強度レーザーパル
スの NCS による輻射光子の偏光依存性・角度分布を加
味して MC 計算で評価する方法を議論した。偏光・角
度依存 NCS 確率公式を採用した MC 計算スキームを提
案、その MC 計算コードを開発し、その計算結果を示
した。本 MC スキームによって輻射光子のエネルギー
($r_0\chi$)、発散方向($n'_{x,y}$)、そして偏光(λ)で解像した光子
数カウンツが可能となった。例として 600 MeV の無偏

極電子と約 1×10^{22} W/cm² のレーザーパルスによる NCS の数値計算を行った。Fig. 1 の角度分布では先行理論研究²²⁾の主張をよく再現できた。この場合には Fig. 2 によって電子の初期運動量方向に最大約 150 MeV の光子を放つことが示された。Fig. 3 では、MC 計算の期待値が放射の反作用の準古典論的模型によく一致することも確認できた。

提案した計算スキームは、今後の非線形 QED 実験の設計をする際に利用できるだろう。特に ELI-NP での NCS 実験は輻射光子のエネルギー・偏光依存性を計測する計画があり^{13,38)}、本稿はまさにその計測結果の予想である。また、ELI-NP ではレーザーパルスを極限まで集光して得た QED 真空複屈折空間に、偏光方向がわかっている高エネルギー光子を入射する実験が提案されている^{39,40)}。その入射光子の偏光が変化することで真空複屈折の実在を証明してくれる。通常、レーザー施設におけるこのような高エネルギー光子源は NCS であり、入射光子の偏光を推定する際にもこの MC 計算が有用だろう。

謝 辞

本稿を執筆するにあたり有意義な議論をいただいた Cesim Dumlu 博士(ELI-NP)と田中 和夫教授(ELI-NP, 大阪大学)に感謝いたします。本研究は瀬戸が ELI-NP に在籍時に The Extreme Light Infrastructure Nuclear Physics (ELI-NP) Phase II, a project co-financed by the Romanian Government and the European Union through the European Regional Development Fund - the Competitiveness Operational Programme (1/07.07.2016, COP, ID 1334) の予算援助のもとで実施した内容を主としています。

参考文献

- 1) L. L. Brown and T. W. B. Kibble: *Phys. Rev.* **133** (1964) A705.
- 2) A. I. Nikishov and V. I. Ritus: *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* **46** (1963) 776 [*Sov. Phys. JETP* **19** (1964) 529].
- 3) Special Issue on Frontier of Ultra-High Power Lasers in Europe: *Rev. Laser Eng.* **42** (2014) 111-153 (in Japanese). 「欧州における超高出力レーザー開発の最前線」特集：レーザー研究 **42** (2014) 111-153.
- 4) M. Marklund, and P. K. Shukla: *Rev. Mod. Phys.* **78** (2006) 591.
- 5) F. Ehlotzky, K. Krajewska, and J. Z. Kamiński: *Rep. Prog. Phys.* **72** (2009) 046401.
- 6) A. Di Piazza, C. Müller, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel: *Rev. Mod. Phys.* **84** (2012) 1177.
- 7) C. Bamber, S. Boege, T. Koffas, T. Kotseroglou, A. Melissinos, D. D. Meyerhofer, D. A. Reis, W. Ragg, C. Bula, K. T. McDonald, *et al.*: *Phys. Rev. D* **60** (1990) 092004.
- 8) C. Bula, K. T. McDonald, E. J. Prebys, C. Bamber, S. Boege, T. Kotseroglou, A. C. Melissinos, D. D. Meyerhofer, W. Ragg, D. L. Burke, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **76** (1996) 3116.
- 9) G. Sarri, D. J. Corvan, W. Schumaker, J. M. Cole, A. Di Piazza, H. Ahmed, C. Harvey, C. H. Keitel, K. Krushelnick, P. D. Mangles, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **113** (2014) 224801.
- 10) J. M. Cole, K. T. Behm, E. Gerstmayr, T. G. Blackburn, J. C. Wood, C. D. Baird, M. J. Du, C. Harvey, A. Ilderton, A. S.

- Joglekar, *et al.*: *Phys. Rev. X* **8** (2018) 011020.
- 11) K. Poder, M. Tamburini, G. Sarri, A. Di Piazza, S. Kuschel, C. D. Baird, K. Behm, S. Bohlen, J. M. Cole, D. J. Corvan, *et al.*: *Phys. Rev. X* **8** (2018) 031004.
- 12) K. Homma, O. Tesileanu, L. D'Alessi, T. Hasebe, A. Ilderton, T. Moritaka, Y. Nakamiya, K. Seto, and H. Utsunomiya: *Rom. Rep. Phys.* **68** Suppl. (2016) S233.
- 13) K. Seto, J. F. Ong, Y. Nakamiya, M. Cuciuc, M.-M. Rosu, V. R. M. Rodrigues, O. Tesileanu and K. A. Tanaka: *High Energy Density Physics* **38** (2021) 100919.
- 14) H. Abramowicz, M. Altarelli, R. Abmann, T. Behnke, Y. Benhammou, O. Borysov, M. Borysova, R. Brinkmann, F. Burkart, K. Büßer, *et al.*: arXiv: 1909.00860 (2019).
- 15) S. Meuren: Probing Strong-field QED at FACET-II (SLAC E-320), FACET-II Science Workshop 2019, October 29 - November 1, 2019, SLAC.
- 16) C. Harvey, T. Heinzl, and A. Ilderton: *Phys. Rev. A* **79** (2009) 063407.
- 17) A. Di Piazza, K. Z. Hatsagortsyan, and C. H. Keitel: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 220403.
- 18) B. King, N. Elkina, and H. Ruhl: *Phys. Rev. A* **87** (2013) 042117.
- 19) D. Seipt, V. Kharin, S. Rykovanov, A. Surzhykov, and S. Fritzsche: *J. Plasma Phys.* **82** (2016) 655820203.
- 20) A. I. Titov, B. Kampfer, A. Hosaka, and H. Takabe: *Phys. Particles and Nuclei* **47** (2016) 456.
- 21) A. Angioi, F. Mackenroth, and A. Di Piazza: *Phys. Rev. A* **93** (2016) 052102.
- 22) B. King, and S. Tang: *Phys. Rev. A* **102** (2020) 022809.
- 23) T. D. Arber, K. Bennett, C. S. Brady, A. Lawrence-Douglas, M. G. Ramsay, N. J. Sircombe, P. Gillies, R. G. Evans, H. Schmitz, A. R. Bell, *et al.*: *Plasma Phys. Control. Fusion* **57** (2015) 113001.
- 24) A. Gonoskov, S. Bastrakov, E. Efimenko, A. Ilderton, M. Marklund, I. Meyerov, A. Muraviev, G. Sergeev, I. Surmin, and E. Wallin: *Phys. Rev. E* **92** (2015) 023305.
- 25) M. Vranic, T. Grismayer, R. A. Fonseca, and L. O. Silva: *Plasma Phys. New J. Phys.* **18** (2016) 073035.
- 26) J. Allison, K. Amako, J. Apostolakis, P. Arce, M. Asai, T. Aso, E. Bagli, A. Bagulya, S. Banerjee, G. Barrand, *et al.*: *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. A* **835** (2016) 186.
- 27) R. Duclous, J. G. Kirk, and A. R. Bell: *Plasma Phys. Control. Fusion* **53** (2011) 015009.
- 28) C. P. Ridgers, J. G. Kirk, R. Duclous, T. G. Blackburn, C. S. Brady, K. Bennett, T. D. Arber, and A. R. Bell: *J. Comput. Phys.* **260** (2014) 273.
- 29) M. Lobet, E. d'Humieres, M. Grech, C. Ruyer, X. Davoine, L. Gemillet: *J. Phys.: Conf. Ser.* **688** (2016) 012058.
- 30) T. G. Blackburn, C. P. Ridgers, J. G. Kirk, and A. R. Bell: *Phys. Rev. Lett.* **112** (2014) 015001.
- 31) W. H. Furry: *Phys. Rev.* **85** (1951) 115.
- 32) D. M. Volkov: *Zeitschrift für Physik* **94** (1935) 250.
- 33) W. B. Berestetzki, E. M. Lifschitz, and L. P. Pitajewski: *Quantum electrodynamics* (Pergamon, New York, 1982, 2nd Ed.).
- 34) C. Itzykson, and J. B. Zuber: *Quantum Field Theory* (McGraw-Hill, New York, 1980).
- 35) I. V. Sokolov, J. A. Nees, V. P. Yanovsky, N. M. Naumova, and G. A. Mourou: *Phys. Rev. E* **81** (2010) 036412.
- 36) I. V. Sokolov, N. M. Naumova, J. A. Nees, and G. A. Mourou: *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 195005.
- 37) L. D. Landau and E. M. Lifshitz: *The Classical theory of fields* (Pergamon, New York, 1994).
- 38) K. Tanaka, S. Gales, C. A. Ur, C. Ivan, I. Dancus, C. Matei, D. Doria, D. L. Balabanski, O. Tesileanu, T. Asavei, *et al.*: *Rev. Laser Eng.* **51** (2023) 299 (in Japanese). 田中 和夫, S. Gales, C. A. Ur, C. Ivan, I. Dancus, C. Matei, D. Doria, D. L. Balabanski, O. Tesileanu, T. Asavei, *et al.*: レーザー研究 **51** (2023) 299.
- 39) Y. Nakamiya, and K. Homma: *Phys. Rev. D* **96** (2017) 053002.
- 40) S. Bragin, S. Meuren, C. K. Keitel, and A. Di Piazza: *Phys. Rev. Lett.* **119** (2017) 250403.