

## 電磁気における特殊相対性理論の直接検証

太田 雅人<sup>1</sup>, 菅 晃一<sup>2</sup>, 松井 龍之介<sup>3</sup>, 中嶋 誠<sup>1</sup>

<sup>1</sup>大阪大学レーザー科学研究所 (〒565-0871 大阪府吹田市山田丘 2-6)

<sup>2</sup>大阪大学産業科学研究所 (〒567-0047 大阪府茨木市美穂ヶ丘 8-1)

<sup>3</sup>三重大学大学院 工学研究科 (〒514-8507 三重県津市栗真町屋町 1577)

### Direct Experimental Verification of Special Relativity in Electromagnetism

Masato OTA,<sup>1</sup> Koichi KAN,<sup>2</sup> Tatsunosuke MATSUI,<sup>3</sup> and Makoto NAKAJIMA<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Institute of Laser Engineering, Osaka University, 2-6 Yamadaoka, Suita, Osaka 565-0871

<sup>2</sup>Institute of Scientific and Industrial Research (SANKEN), 8-1 Mihogaoka, Ibaraki, Osaka 567-0047

<sup>3</sup>Department of Electrical and Electronic Engineering, Mie University, Tsu, Mie 514-8507

(Received March 24, 2023)

Special relativity was proposed by A. Einstein in 1905. Relativistic phenomena such as the time dilation and the rest mass energy has been confirmed in experiments. However, the relativistic Coulomb field around a highly energetic charged particles propagates in vacuum with nearly speed of light has never been demonstrated directly due to the lack of ultrafast field measurement with a temporal resolution of femtosecond. Here, we utilized a terahertz technique based on electro-optic sampling, and visualized relativistic Coulomb field around a highly energetic electron beam generated by a linac. The obtained spatiotemporal electric field profile shows the contracted electric field around an electron beam, as predicted by special relativity. Moreover, we studied the birth of the relativistic Coulomb field by passing the electron beam through a metallic foil. Our results provide a new experimental evidence of the theory of relativity.

**Key Words:** Theory of relativity, Electromagnetism, Electron beam, Laser, Terahertz physics

#### 1. はじめに

アインシュタインによって提唱された相対性理論は、人類の時空に対する概念を覆した。時間と空間の尺度は絶対的ではなく相対的であると言うのだ。つまり、時間・空間は座標系によってそれぞれ伸縮する。ここで「相対性理論」とは二つの理論を指す。ある物理現象を静止系と等速直線運動を行う系で観測した際に現れる違いを記述するのが特殊相対性理論であり<sup>1)</sup>、これに重力の効果を取り入れたのが一般相対性理論である<sup>2)</sup>。

相対性理論は100年以上にも渡って様々な手法で検証され、現代物理学の基盤となっている<sup>3-6)</sup>。一般相対性理論から予言されていた重力波は2016年に重力波望遠鏡によって観測され、「アインシュタイン最後の宿題」が解決されたとも言われた<sup>7)</sup>。一方で、1905年の相対性理論に関する最初の論文<sup>1)</sup>を振り返ってみる。そのタイトルは「ON THE ELECTRODYNAMICS OF MOVING BODIES: 英訳」であるが、これが意味する、運動下の荷電粒子が形成する電磁場に現れる特殊相対性理論は、未だ直接実証されていなかった。つまり、「アインシュタイン最初の宿題」は残され続けていた訳である。この相対論

的電磁気を検証するためには、相対論的効果が現れる程に高速で移動する、荷電粒子周りのクーロン電場を計測する必要があり、高い時間分解能が要求される。この技術的課題が、長年、大きな壁として立ち塞がっていた。

#### 2. 相対論的電磁気学

電磁気における特殊相対性理論を特徴付ける物理現象はクーロン電場の収縮である。光に近い速度で等速直線運動を行う荷電粒子周りに形成されるクーロン電場は、粒子の進行方向に対して収縮する。本節では、この現象の理論的背景を説明し、さらに、特殊相対性理論とは異なる仮定から、相対論的電磁場理論を記述する Liénard–Wiechert ポテンシャルを導く。

##### 2.1 電磁ポテンシャルのローレンツ変換

特殊相対性理論は、以下に示す。二つの原理から成り立つ: 1 相対性原理, 2 光速不変の原理。両者をまとめると、あらゆる慣性系において、同じ物理法則(共変性)が成り立ち、光の速度( $\equiv c$ )は一定であることを仮定する。これらの原理から、時空( $t, \mathbf{x}$ )に対して以下の関係式

が導かれる.

$$\begin{aligned} -c^2t^2 + x_1^2 + x_2^2 + x_3^2 \\ = -c^2t'^2 + x_1'^2 + x_2'^2 + x_3'^2 \end{aligned} \quad (1)$$

ここで, Fig. 1 に示すように慣性系  $K$  と空間原点が相対速度  $\mathbf{v}$  で移動する慣性系  $K'$  を用意し, それぞれの 4 次元時空座標系は  $\mathbf{w} = (ct, x_1, x_2, x_3)$ ,  $\mathbf{w}' = (ct', x_1', x_2', x_3')$  と定義し,  $\mathbf{w}$  と  $\mathbf{w}'$  の時空原点は一致させた ( $\mathbf{w} = \mathbf{0}$  の時,  $\mathbf{w}' = \mathbf{0}$ ).

以下, 簡単のために,  $\mathbf{v}$  は  $x_1$  正方向を向くとする. つまり,  $x_1' = 0$  において,

$$x_1 = vt \quad (2)$$

となる. 次に,  $x_2 = x_2'$ ,  $x_3 = x_3'$  である時, 式(1)と式(2)から以下のローレンツ変換の関係式が得られる.

$$\begin{bmatrix} ct' \\ x_1' \\ x_2' \\ x_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma & -\gamma\beta & 0 & 0 \\ -\gamma\beta & \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} ct \\ x_1 \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} \quad (3)$$

ここで,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$  である. 式(3)において物理的に整合性を保つのは  $x_1' = 0$  または  $t = 0$  とおいた時であり, それぞれに対して  $t = \gamma t'$  (時間の遅れ) と  $x_1 = x_1'/\gamma$  (長さの収縮) の関係が得られる.

以上の議論から, 特殊相対性理論は, ローレンツ変換によって, 慣性系における 4 次元座標系の物理量 (4 元ベクトル) を他の相対運動を行う慣性系で書き表すことであると理解される. この操作により時空が歪めば, 記述されるあらゆる物理量も歪み出す. 4 元ベクトルには, 時間・空間ベクトル ( $ct, \mathbf{x}$ ) だけでなく, エネルギー・運動量ベクトル ( $E, \mathbf{cp}$ ), や電磁ポテンシャル ( $\phi, c\mathbf{A}$ ) 等も含むことが可能である.

そこで, 電磁ポテンシャルのローレンツ変換に着目する. 真空中で静止点電荷が形成する静電ポテンシャル  $\phi_0(\mathbf{x}')$  は以下の式で表される.

$$\phi_0(\mathbf{x}') = \frac{q}{4\pi\epsilon_0|\mathbf{x}'|} \quad (4)$$

ここで,  $q$  は点電荷の電荷量,  $\epsilon_0$  は真空の誘電率である.

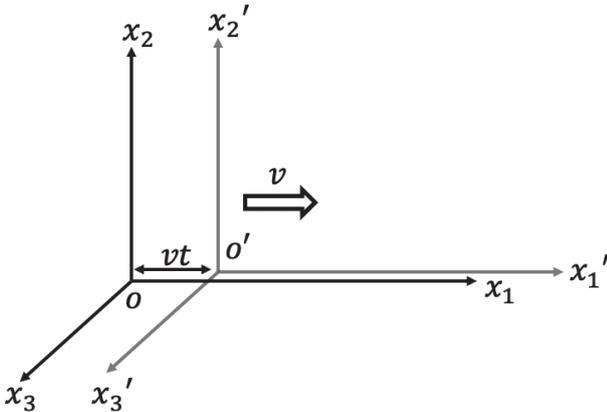


Fig. 1 Schematics of the two inertial frames. The origin of the inertial frame  $K'$  is moving with a velocity  $v$  with regard to the origin of inertial frame  $K$ .

この時, ベクトルポテンシャルは  $\mathbf{A}_0(\mathbf{x}') = \mathbf{0}$  であるから, 静止点電荷の電磁ポテンシャルをローレンツ変換すると以下の式が得られる.

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \gamma\phi_0(\mathbf{x}') \quad (5)$$

$$c\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \gamma\beta\phi_0(\mathbf{x}') \quad (6)$$

また,  $A_2(\mathbf{x}, t) = A_3(\mathbf{x}, t) = 0$ . あらゆる慣性系において, Maxwell 方程式<sup>8)</sup>の共変性が保たれるために, 次式で書かれるローレンツゲージを仮定する.

$$\nabla \cdot \mathbf{A}(\mathbf{x}, t) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \phi(\mathbf{x}, t)}{\partial t} = 0 \quad (7)$$

この時, 電場は電磁ポテンシャルの時間・空間微分により得られ, 式(5), 式(6)を用いると, 以下の式で表される.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{x}, t) &= -\nabla\phi(\mathbf{x}, t) - \frac{\partial \mathbf{A}(\mathbf{x}, t)}{\partial t} \\ &= \begin{bmatrix} -\frac{\partial x_1'}{\partial x_1} \frac{\partial}{\partial x_1'} \gamma\phi_0(\mathbf{x}') - \frac{\partial x_1'}{\partial t} \frac{\partial}{\partial x_1'} \phi_0(\mathbf{x}') \\ -\frac{\partial x_2'}{\partial x_2} \frac{\partial}{\partial x_2'} \gamma\phi_0(\mathbf{x}') \\ -\frac{\partial x_3'}{\partial x_3} \frac{\partial}{\partial x_3'} \gamma\phi_0(\mathbf{x}') \end{bmatrix} \end{aligned} \quad (8)$$

$\phi_0(\mathbf{x}')$  は時間  $t'$  に依存しないため, 式(8)中の  $t'$  に対する偏微分がかかる項はゼロとした. また,

$$\mathbf{x}' = \begin{bmatrix} x_1' \\ x_2' \\ x_3' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \gamma(x_1 - vt) \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} \quad (9)$$

であるから, 式(8)に式(4)を代入することで相対論的クーロン電場が以下の式で表される.

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \frac{\gamma q}{4\pi\epsilon_0 r^3} \begin{bmatrix} x_1 - vt \\ x_2 \\ x_3 \end{bmatrix} \quad (10)$$

よって, 電場の絶対強度は以下の式で表される.

$$E(r, \theta) = \frac{\gamma q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \frac{1}{(1 + \gamma^2 \beta^2 \cos^2 \theta)^{3/2}} \quad (11)$$

ここで,  $r = \sqrt{(x_1 - vt)^2 + x_2^2 + x_3^2}$ ,  $\cos \theta = (x_1 - vt)/r$  とおいた. 式(11)から, 静止・移動点電荷が形成するクーロン電場の絶対強度の等高線プロットを, それぞれ Figs. 2(a) (b) に示す. 移動点電荷周りの電場が, 相対論的な効果で, 進行方向に対して収縮しているのが確認できる.

## 2.2 Liénard-Wiechert ポテンシャル

次に, 一つの慣性系に座標系を固定し, 「荷電粒子が生成する電磁ポテンシャルは, 光速で真空を伝搬する」ことを原理として議論を行う. 任意の運動を行う荷電粒子から時々刻々と電磁ポテンシャルが湧き出る時, これらが重ね合わされて全体としての電磁ポテンシャルが形成さ

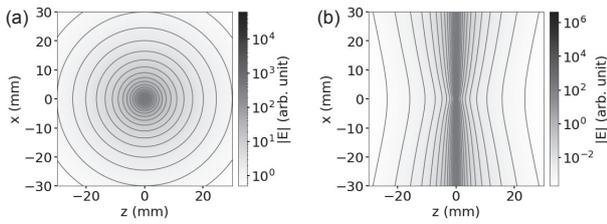


Fig. 2 The two-dimensional spatial profile of the absolute values of the electric field around (a) a static and (b) a moving electron. In the latter case, the electron propagates in the  $z$ -direction with a constant energy of 35 MeV.

れる。よって、ある時刻、ある空間で、この電磁ポテンシャルを定義するには、その時刻以前(過去)の荷電粒子の軌跡から放たれたポテンシャルを足し合わせれば良い。導出<sup>8)</sup>は割愛するが、この考えの元、相対論的電磁ポテンシャルを記述する、真空中の Liénard–Wiechert ポテンシャル(LWP)は、以下の式で書かれる。

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{x}' \delta\left(t' - t + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')|}{c}\right) q\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')) \quad (12)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{\infty} dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\mathbf{x}' \delta\left(t' - t + \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')|}{c}\right) q\mathbf{v}\delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')) \quad (13)$$

ここで、 $t'$  と  $\mathbf{x}'$  は異なる慣性系における変数ではなく、ダミーの変数であることに注意されたい。

式(12)、式(13)の積分を実行し、式変形を行うと、以下の式が得られる。

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|} \Big|_{t'=t_0} \quad (14)$$

$$\mathbf{A}(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q\mathbf{v}}{(1 - \mathbf{n} \cdot \boldsymbol{\beta})|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|} \Big|_{t'=t_0} \quad (15)$$

ここで、以下の関係式を導入した。

$$t_0 = t - \frac{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|}{c} \quad (\mathbf{x}_0 = \mathbf{v}t_0) \quad (16)$$

$$\mathbf{n} = \frac{\mathbf{x} - \mathbf{x}_0}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}_0|} \quad (17)$$

$(\mathbf{x}, t)$  に到達する電磁ポテンシャルを電荷が発した際の空間・時間を  $(\mathbf{x}_0, t_0)$  と定義した。式(12)、式(13)から式(14)、式(15)への式変形の際、 $\delta(t' - t + |\mathbf{x} - \mathbf{x}'(t')|/c)$  に対してデルタ関数に関する公式：

$$\delta(g(\mathbf{x}_i)) = \sum_i |g'(\mathbf{x}_i)|^{-1} \delta(\mathbf{x} - \mathbf{x}_i) \quad (18)$$

を用いた。ここで、 $\mathbf{x}_i$  は  $g(\mathbf{x}) = 0$  の解である。式(14)は

さらに式変形を行うことができ、以下の式が導かれる。

$$\phi(\mathbf{x}, t) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 \sqrt{(x_1 - vt)^2 + \left(1 - \frac{v^2}{c^2}\right)(x_2^2 + x_3^2)}} \Big|_{t'=t_0} \quad (19)$$

ここで、簡単のために、点電荷が、 $x_1$  軸に沿って速度  $v$  で等速直線運動を行っている場合( $x_1 = vt$ ,  $x_2 = 0$ ,  $x_3 = 0$ )を考えた。 $\mathbf{x}$  と  $t$  が有限であり、 $t_0 = -\infty$ 、つまり、 $|\mathbf{x}_0| = \infty$  で境界条件を無視できる時、式(16)は  $t_0 \approx -|\mathbf{x}_0|/c$  と近似でき、式(19)における  $\mathbf{x}$ ,  $t$  と  $t' = t_0$  の間の制限はなくなる。したがって、式(19)は、式(5)に式(4)と  $x' = \sqrt{\gamma^2(x_1 - vt)^2 + x_2^2 + x_3^2}$  を代入した結果と一致する。 $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$  についても同様の議論が成り立つ。これは、等速直線運動を行う荷電粒子に対して、LWPの無限遠方解が、ローレンツ変換によって求まる電場強度分布に漸近することを意味する。

### 3. 電気光学検出

クーロン電場の収縮を観測するには、超高速な電場計測が必要である。ここで、サブピコ秒という高い時間分解能が要求される。従来の電気回路を用いた電気電場計測は、このサブピコ秒の壁を打破することが困難であった。しかし、テラヘルツ物理学<sup>9-14)</sup>で開発された電気光学検出では、非線形光学結晶を用いることで、電場の情報を光の情報に変換する光電場計測を行い、サブピコ秒の時間分解能で電場計測が可能である<sup>14)</sup>。

電気光学検出を用いた電子ビーム周りのクーロン電場の超高速計測は、主に X 線自由電子レーザー施設における電子ビームのパルス幅評価を目的として、2000 年に開始された<sup>15-18)</sup>。多くの先行研究では、電場の時間発展という一次元情報に着目がされていた。ここでは、二次元的電場分布を理論的に仮定することで実験結果は評価され、理論(電磁ポテンシャルのローレンツ変換)から予想される電場分布は正しいものと暗に仮定されていた。

我々は、相対論的クーロン電場の高精度な時空間(二次元)分布計測を行い、理論を仮定せずに実験結果を評価することに成功した<sup>19)</sup>。Fig. 3 に簡易化した実験セット

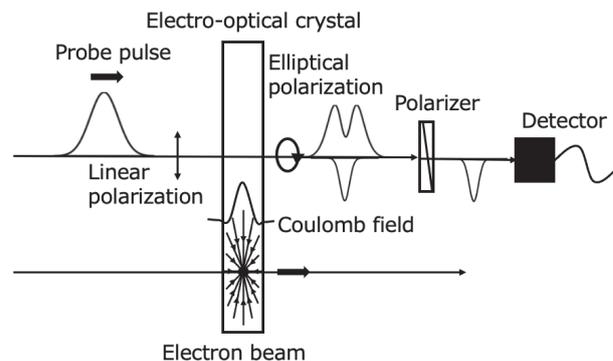


Fig. 3 Schematics of the simplified experimental setup.

アップの模式図を示す。実験は大阪大学産業科学研究所のレーザーフォトカソードRF電子銃ライナックを用いて実施された<sup>20)</sup>。直線偏光を有するTi:sapphireレーザー(中心波長800 nm, パルス幅 $\leq 130$  fs)をプローブ光として用い、電気光学結晶に垂直入射する。電子ビーム(エネルギー35 MeV, パルス幅0.72 ps, ビーム直径3.5 mm, 電荷量70 pC)はプローブ光と平行となるように伝搬させる。この時、電子ビームの周りに形成される相対論的収縮クーロン電場は電子ビームと同等のパルス幅を有して電気光学結晶に垂直入射される。電気光学結晶としては、ポッケルス効果を有する、結晶面方位(110)のZnTe結晶を用いて、結晶内の、プローブ光進行方向に対して垂直の電場強度を計測した。結晶と計測器の間には、結晶入射前のプローブ光の偏光に対して透過軸が直交する偏光子を設置する。よって、結晶内に電場が印加されておらず、複屈折が存在しない場合、プローブ光はこの系を通過できない。しかし、外部電場としてクーロン電場が結晶に印加されると、結晶内の複屈折によって楕円偏光化したプローブ光の一部は計測器に検出される。この偏光変化を読み取り、時間分解することで、電気光学結晶内に誘起された電場の強度時間発展が取得できる。

我々はエシェロンミラーを用いたシングルショットの時間分解電気光学検出を行った。エシェロンミラーは反射面が階段状の特殊なミラーで、シングルパルスを入射すると、マルチパルスとして反射される(Fig. 4(a)参照)。反射マルチパルスの個々のパルスは、階段の高さの二倍の遅延時間が付与される。このマルチパルスを束ねるように、シリンドリカルレンズで直線状に電気光学結晶に入射すると、階段総数分の時間、プローブパルスが結晶上のある直線部分を通過する状況を作り出すことができる(Fig. 4(b))。結晶を通過したプローブ光の二次元プロファイルには結晶内に誘起された電場強度の時間・空間分布が刻み込まれているから、これをカメラ上に結像することで、シングルショットで電場時空間分布が取得可能である。カメラで取得されたプローブ光プロファイルの信号強度から電場強度に変換する際の工程に関しては参考文献<sup>21)</sup>を参照されたい。

#### 4. 相対論的クーロン電場の超高速計測

##### 4.1 高精度な相対論的クーロン電場の可視化

エシェロン式シングルショット電気光学検出によって

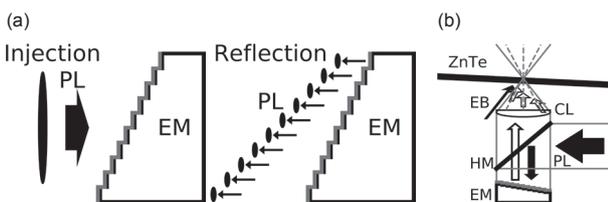


Fig. 4 (a) Schematics of the principle of the echelon mirror. (b) The top view around the ZnTe crystal. Here, PL, EM, EB, CL, and HM denote a probe laser, an echelon mirror, an electron beam, a cylindrical lens, and a half mirror, respectively.

取得された、相対論的電子ビームの周りの電場時空間分布をFig. 5(a)に示す。上横軸が、エシェロンミラーで生成されたマルチパルスプローブ光の個々のパルスと電子ビーム間の遅延時間である。下横軸はそれに光速をかけて距離に変換している。電子ビームはこの軸方向に伝搬している。縦軸は、ビームの動径方向の距離を表す。電子ビームの中心軸は $x=0$ に位置する。縦軸・横軸の比は距離基準で1:1である。カラーバーは電場の強度を示しており、 $T=0$  psに位置する幅約1 psで縦に伸びた分布がクーロン電場で、電場の向きはビーム中心軸を向いている。着目すべきは、電場分布の形状である。電場の等高線から、Fig. 2(b)で予想されたように、電子ビームの進行方向に対して、収縮していることがわかる。これが可視化されたクーロン電場の収縮である。

Fig. 5(b)はFig. 5(a)の実験条件を再現した理論計算結果である。高エネルギー電子(点電荷)が形成する電場三次元分布を電子ビームの三次元ガウス分布で畳み込み積分し、 $y=0$ 面で切り取った二次元電場分布である。実験結果と計算結果を比較すると、動径方向の電場強度分布やパルス幅がりが定量的に一致していることがわかり、実験結果の妥当性が確かめられた(Figs. 5(c) (d))。

電気光学検出により得られた相対論的クーロン電場の動径方向におけるパルス幅がりがから、電子ビーム自体のパルス幅が0.72 ps(0.22 mm)と推定された。さらに、蛍光板に電子ビームを照射し生成される発光分布から、ビーム直径は3.5 mmであった。このビーム進行方向とそれに垂直方向でのビームサイズの差は、電子ビーム自体も相対論効果で進行方向に収縮している事を示唆する。理論からは、パルス幅は静止系よりも $1/69.5=(1/\gamma)$ 倍収縮して計測されると予想される。

##### 4.2 境界条件下における相対論的クーロン電場形成過程の観察

先の実験結果(Figs. 5)では、境界条件には言及しなかったが、ZnTe結晶と電子ビームが通過するビームポート出口のチタン窓からの距離 $D$ は204 mmであった。窓

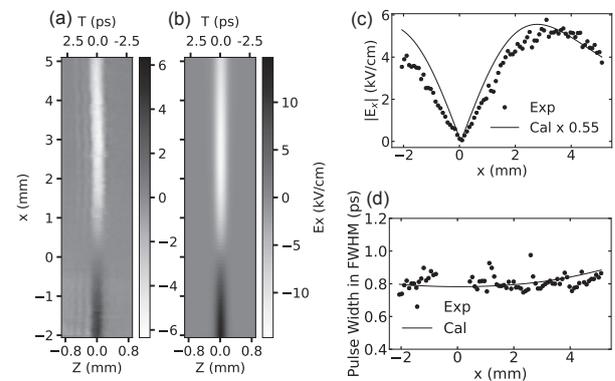


Fig. 5 (a) (b) Experimental result and calculation of the spatiotemporal electric-field profile. (c) (d) Comparison of the experimental results and calculations with regard to the maximum electric-field strength and pulse-width broadening in the radial direction.

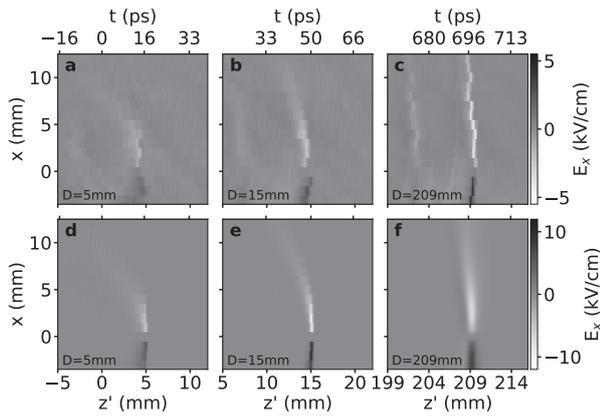


Fig. 6 (a) ~ (c) Experimental result of the spatiotemporal profile of the Coulomb field at  $D = 5, 15, 204$  mm. (d) ~ (f) PIC simulation emulating the experiments at  $D = 5, 15, 204$  mm.

を抜ける際に、電子ビーム周りのクーロン電場は遮蔽される。一方で、電子ビームはそのまま窓を通過し、自由空間を  $D = 204$  mm 伝搬する。つまり、金属境界(窓)通過後に、新たに足し合わされた電磁ポテンシャルによって形成されたクーロン電場を計測していたのである。この距離は、特殊相対性理論を論じる上で、十分遠方であり、境界条件を無視できると仮定した。一方で、境界条件と ZnTe 間の距離が短い場合、特殊相対性理論ではなく、LWP で電場分布を取り扱う必要がある。今回の実験条件からは、金属境界通過点を中心とし、ビームの伝搬距離が半径となるような球面波としてクーロン電場が自由空間を伝搬することが LWP から予想される。

金属境界条件(ZnTe との距離  $D$ ) を調整するために、厚さ  $15 \mu\text{m}$  のアルミフォイルを  $D = 5, 25$  mm に設置し、電子ビームを通過させた。本セットアップではチタン窓と ZnTe の距離は  $209$  mm であり、これが距離最長の条件である。この時、電気光学検出で取得された、電子ビーム周りの電場時間発展を Figs. 6(a)~(c) に示す。Fig. 5(a) (b) と Fig. 6 の横軸  $Z$  と  $z'$  の違いは、原点を電子ビームの中心、または、金属境界と定義するかである ( $Z = z' - 204$ )。より大きな時空間分布を計測するために、ディスプレイで時間を調整し、遅延時間を設け、マルチショット計測によるデータ取得を実施した<sup>22)</sup>。LWP から予想された通り、電子ビームが金属境界を通過後、電子ビーム位置を先頭として、球面状のクーロン電場が形成されることが確認された。また、遠方において、ビーム軸付近のクーロン電場は Fig. 5(a) で見られたように、平面波に漸近する。また、この実験結果は、Figs. 6(d)~(f) に示すように、数値計算 Particle-in-cell (PIC) によって定量的な一致が確認された。これは、理論背景で述べた、ローレンツ変換によって得られる点電荷の相対論的電場分布は、LWP の遠方解であることの実証に対応する。

## 5. まとめ

電気光学検出により、高エネルギー電子ビーム周りのクーロン電場を超高速度計測し、電磁気における特殊相対性理論を特徴付ける電場の収縮(電磁ポテンシャルのローレンツ変換)を可視化することに成功した。さらに、金属境界を電子ビームが抜け出した後に形成するクーロン電場の発展が LWP に従い、境界からの無限遠方解がローレンツ変換した電場の解に漸近することを確認した。

## 謝辞

本研究は、JSPS 科研費(JP20H02206, JP19K05331, JP20H00364, JP19J207650)、核融合科学研究所共同研究(2021NIFS18KUGK125, 2022NIFS18KUGK125)、日本科学協会の笹川科学研究助成(2022-2021)、オートレース(2022M-225)の補助を受けて実施したものです。

## 参考文献

- 1) A. Einstein: *Ann. Phys.* **17** (1905) 891.
- 2) A. Einstein: *Ann. Phys.* **49** (1916) 769.
- 3) F. W. Dyson, A. S. Eddington, and C. Davidson: *Phil. Trans. R. Soc. Lond.* **220** (1920) 291.
- 4) M. Takamoto, I. Ushijima, N. Ohmae, T. Yahagi, K. Kokado, H. Shinkai, and H. Katori: *Nat. Photonics* **14** (2020) 411.
- 5) B. Rossi and D. B. Hall: *Phys. Rev.* **59** (1941) 223.
- 6) Y. Nishina, T. Yasaki, H. Ezoe, K. Kimura, and M. Ikawa: *Nature* **146** (1940) 24.
- 7) B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott, M. R. Abernathy, F. Acernese, K. Ackley, C. Adams, T. Adams, P. Addesso, R. X. Adhikari, *et al.*: *Phys. Rev. Lett.* **116** (2016) 061102.
- 8) J. D. Jackson: *Classical Electrodynamics 3rd edition* (1998) Wiley, New York.
- 9) M. Hangyo: *Jpn. J. Appl. Phys.* **54** (2015) 120101.
- 10) B. Ferguson, X. C. Zhang: *Nature Mater.* **1** (2002) 26.
- 11) P. U. Jepsen, D. Cooke, and M. Koch: *Laser & Photonics Reviews* **5** (2011) 124.
- 12) T. Kurihara, K. Hirota, H. Qiu, T. N. K. Phan, K. Kato, G. Isoyama, and M. Nakajima: *Sci. Rep.* **10** (2020) 7321.
- 13) V. C. Agulto, T. Iwamoto, K. Toya, V. K. Mag-usara, M. Imanishi, Y. Mori, M. Yoshimura, and M. Nakajima: *Sci. Rep.* **11** (2021) 18129.
- 14) Q. Wu and X. C. Zhang: *Appl. Phys. Lett.* **67** (1995) 3523.
- 15) X. Yan, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, G. M. H. Knippels, D. Oepts, A. F. G. van der Meer, and W. Seidel: *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 3404.
- 16) S. Casalbuoni, B. Schmidt, P. Schmüser, V. Arsov, and S. Wesch: *Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams* **12** (2009) 30705.
- 17) G. Berden, S. P. Jamison, A. M. MacLeod, W. A. Gillespie, B. Redlich, and A. F. G. van der Meer: *Phys. Rev. Lett.* **93** (2004) 114802.
- 18) K. Huang, T. Esirkepov, J. K. Koga, H. Kotaki, M. Mori, Y. Hayashi, N. Nakanii, S. V. Bulanov, and M. Kando: *Sci. Rep.* **8** (2018) 2938.
- 19) M. Ota, K. Kan, S. Komada, Y. Wang, V. C. Agulto, V. Katrine Mag-usara, Y. Arikawa, M. R. Asakawa, Y. Sakawa, T. Matsui, *et al.*: *Nat. Phys.* **18** (2022) 1436.
- 20) I. Nozawa, K. Kan, J. Yang, A. Ogata, T. Kondoh, M. Gohdo, K. Norizawa, H. Kobayashi, H. Shibata, S. Gonda, *et al.*: *Phys. Rev. Spec. Top.-Accel. Beams* **17** (2014) 72803.
- 21) G. Asai, D. Hata, S. Harada, T. Kasai, Y. Arashida, and I. Katayama: *Opt. Express* **29** (2021) 3515.
- 22) M. Ota, K. Kan, S. Komada, Y. Arikawa, T. Shimizu, V. K. Mag-usara, Y. Sakawa, T. Matsui, and M. Nakajima: *Appl. Phys. Express* **14** (2021) 26503.