

小特集 レーザー電子加速の進展

5. 相対論的速度で動く鏡からの光の反射

-レーザー・プラズマが作る航跡波からの電磁波の反射と周波数上昇-

神門 正 城

日本原子力研究開発機構量子ビーム応用研究部門光量子科学研究ユニット

(原稿受付：2010年1月19日)

ほぼ光速で進行する鏡からの光の反射について解説を行う。このような飛翔鏡では二重ドップラーシフトにより、反射された光の周波数は上昇し、パルス幅は圧縮されるため、応用上大変有用な光源となる可能性がある。本章では、そのような飛翔鏡を実際に作る例として、高出力・超短パルスレーザーによって不足密度プラズマ中に励起される航跡波（プラズマ波）を鏡として用いる方法について述べる。さらに、提案されている他の飛翔鏡の方法についても紹介する。

Keywords:

moving mirror, flying mirror, ultra-short laser, wake wave, laser wakefield

5.1 はじめに

本章で主題とするほぼ光速で動く鏡（飛翔鏡と呼ぶ）による光の反射の問題に関しては1905年に Einstein が特殊相対性理論の論文にて考察して以来[1]、長い歴史がある。そのような飛翔鏡で反射された光は、二重ドップラーシフトにより、その周波数は上昇する。したがって、他の方法では容易に得難い短波長の光が得られることから注目されている。

ご想像の通り、実際にこのような飛翔鏡を作ることは大変困難である。したがって、Einstein 以来しばらくは理論的な研究が中心であった。1951年に Motz[2]、1952年に Landecker[3]は独立に電子加速器からの電子ビームに電磁波を反射させれば相対論的ドップラー効果により短波長の電磁波が得られることを計算で示した。実際に電子ビームを用いた実証実験も1977年になって行われた[4]。また、Semenova, Lampe らはレーザーが電離していく面や再結合していく面がこのような飛翔鏡として働くことを示した[5-7]。実際に電磁波がこの電離面にて反射され、周波数が増える実験も行われた[8]。

これに対して、Bulanov らは、高出力超短パルスレーザーが作る航跡波（プラズマ波）が壊れようとする領域で作られる電子カスプが鏡として使えることを提案し、理論、シミュレーションにより示した[9]。高出力・超短パルスレーザーとプラズマの相互作用により、プラズマ中に航跡波が作られる。航跡波とは、プラズマ電子波のことである。この航跡波の振幅が大きくなり、波を構成する電子の速度が波の位相速度と同じになったときに波は壊れる。このとき、電子が航跡場に捕捉されて加速される点に着目

したのが、本小特集の主題であるレーザー電子加速（レーザー航跡場加速）である。一方、電子の分布に着目すれば電子が集群しているため光をコヒーレントに反射する鏡として用いることができる。この方法では、高出力・超短パルスレーザーのポンデラモーティブ力によりプラズマ波を励起するが、最近では、より強力なレーザーでターゲットの薄膜を直接加速して鏡にするという提案もされている[10, 11]。鏡を作るのに高出力・超短パルスレーザーを用いたものが多い理由は、レーザーの持つコヒーレンスにより、局所的にエネルギーを集中できることが挙げられよう。

この章では、主に不足密度領域の航跡波（プラズマ波）を用いた相対論的飛翔鏡（flying mirror）について解説を行う。実験技術としては本小特集で解説されるレーザーによる粒子加速のために開発されてきた技術を基礎においている。

5.2 飛翔鏡からの光の反射

5.2.1 飛翔鏡からの光の反射

ここでは、まず本小特集に共通の概念である高速で動く鏡からの反射を考察しよう。

亜光速の鏡による光の反射による光の反射軸と周波数の関係を導く。鏡は x 軸の正の方向に速度 $V = \beta c$ (c は真空中での光速) で進行しているとし、その鏡に角度 α で周波数 ω の光が入射するとする (図1参照)。ここでローレンツ変換 $x' = \gamma(x - \beta t)$, $y' = y$, $z' = z$, $t' = \gamma(t - \beta x/c)$ によって鏡の静止系で考える。ここで、プライム (') が付いた変数は静止系の物理量を表し、 $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ は鏡の相対論因子である。光波の位相 $\phi = \omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}$ はローレンツ変換で

5. Light Reflection from Mirror Moving at Relativistic Speed

-Reflection and Frequency-Upshifting of Electromagnetic Waves from Wake Waves Produced through Laser-Plasma Interaction -

KANDO Masaki

author's e-mail: kando.masaki@jaea.go.jp

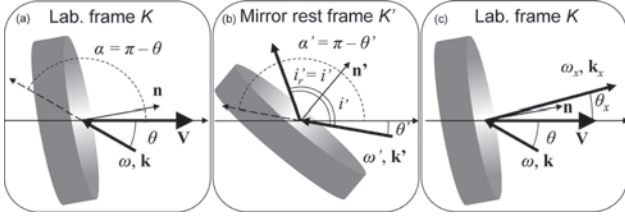


図1 傾いた飛翔鏡による光の反射. (a), (c)は実験室系, (b)は鏡の静止系である. $\mathbf{n}$ は鏡の法線ベクトル, $\mathbf{k}$ は光線の波数ベクトルである. プライム (') は静止系での物理量を表す.

不変であるので,

$$\omega t - \frac{\omega}{c}(x \cos \alpha + y \sin \alpha) = \omega' t' - \frac{\omega'}{c}(x' \cos \alpha' + y' \sin \alpha') \quad (1)$$

となり, 上記ローレンツ変換式を代入し,

$$\omega' = \omega \gamma (1 - \beta \cos \alpha) \approx \left(2\gamma \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \omega \quad (2)$$

$$\cos \alpha' = \frac{\cos \alpha - \beta}{1 - \beta \cos \alpha} \approx \frac{1}{\gamma} \tan \frac{\theta}{2} \quad (3)$$

を得る. 最後の近似は $\gamma \gg 1$ の場合である. 鏡の静止系では, 光の入射・反射は通常どおり入射角と反射角は等しく, 周波数も変わらない. したがって, $\alpha' = \pi - \theta'$, $\omega'_r = \omega'$ となる. 最後に実験室系に戻ると, 式(2)で速度の向きが変わっていることに注意して,

$$\omega_x = \omega \frac{1 + \beta \cos \theta}{1 - \beta \cos \theta_x} \approx \left(4\gamma^2 \cos^2 \frac{\theta}{2} \right) \omega \quad (4)$$

となる. 最後の近似は, 正面で反射光を観測し ($\theta_x = 0$), 鏡が相対論的 ($\gamma_{ph} \gg 1$) の場合である. 波の数はローレンツ不変であるので, 反射光のパルス幅 (持続時間) は周波数と同様の因子 ($\approx 4\gamma^2 \cos^2(\theta/2)$) で圧縮される.

5.2.2 プラズマ波による飛翔鏡の反射率

次に不足密度領域プラズマ (underdense plasma) での相対論的飛翔鏡による電磁波の反射率を求めよう. ここでは, プラズマは冷たく, 無衝突であるとする. 飛翔鏡が位相速度 v_{ph} でプラズマ中を x 軸の正方向に進んでいるとする. 航跡波加速と同様に, この位相速度はプラズマ中を伝播するレーザー電磁場の群速度にほぼ等しい. 飛翔鏡が形成される航跡波が壊れようとする領域では, 電子の密度分布が δ 関数を用いて, $n(x - v_{ph}t) = n_0[1 + \lambda_p \delta(x - v_{ph}t)]/2$ で表されるとしよう. ここで, n_0 は揺動のない場合のプラズマ電子密度, λ_p はプラズマ波長である.

実験室系での電磁波の式は, マクスウェル方程式の線形化と電子の運動方程式により,

$$\frac{\partial^2 A_z}{\partial t^2} - c^2 \Delta A_z + \omega_{pe}^2(x - v_{ph}t) A_z = 0 \quad (5)$$

と表される. ここで, $\omega_{pe} = (4\pi e^2 n)(x - v_{ph}t)/m\gamma_e)^{1/2}$ はプラズマ周波数, e は電気素量, $n(x - v_{ph}t)$ は電子密度, m は電子質量, γ_e は電子の相対論因子である. 式(5)を鏡の

静止系で解こう. 特殊ローレンツ変換による変換を考慮し, 電磁場が $A_z(x, t) = a_z(x') \exp(i\omega't')$ となるとすれば,

$$\frac{d^2 a_z(x')}{dx'^2} + q^2 a_z(x') = \chi^2 \delta(x') a_z(x') \quad (6)$$

と表される. ここで, $q^2 = \omega'^2/c^2 - \omega_{pe}^2/(2c^2\gamma_{ph}^2)$, $\chi = \omega_{pe}^2 \lambda_p / (2c^2)$ である. この問題は, 量子力学などでの δ 関数でのポテンシャル散乱と等価であることがわかる. 静的な解が,

$$a_z(x') = \begin{cases} \exp(iqx') + \rho \exp(-iqx') & (x' \geq 0) \\ \tau \exp(iqx') & (x' < 0) \end{cases} \quad (7)$$

と与えられるとする. ここで, 式(7)の上式は, 入射波 + 反射波, 下式は透過波を表す. したがって $x' = 0$ での境界条件により, 反射, 透過係数はそれぞれ, $\rho = -\chi/(\chi + 2iq)$, $\tau = 2iq/(\chi + 2iq)$ となる. ここで, 静止系での入射波の周波数が $\omega'_s \approx 2\gamma_{ph}\omega_s$ であり, 航跡波が非線形の場合 $\lambda_p \approx 4(2\gamma_{ph})^{1/2} c/\omega_{pe}$ であることを使い, 鏡が相対論的であるとすれば ($\gamma_{ph} \gg 1$) 反射率 R_δ は,

$$R_\delta = |\rho|^2 \approx \frac{1}{2\gamma_{ph}} \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_s} \right)^2 = \frac{1}{2\gamma_{ph}^3} \left(\frac{\omega_d}{\omega_s} \right)^2 \quad (8)$$

となる. 式(8)の最後の等式で, $\gamma_{ph} = \omega_d/\omega_{pe}$ を用いた. ここで, ω_d は航跡波を励起するドライバー光の周波数である. ドライバー光と反射されるソース光の周波数が同じであれば, $R_\delta \approx 1/(2\gamma_{ph}^3)$ となる. 最後に, 実験室系に戻るのであるが, 反射光子数はローレンツ不変であるので, 結局光子数の反射率として式(8)を得る. δ 関数以外の場合の反射率については, 文献[12]を参照されたい.

反射波のパルス幅が圧縮されるのは, 前節で述べたとおりであるが, 他にも興味深い特長がある. 航跡波で作られる電子密度は, レーザーが有限サイズで, Gauss 型の分布を持つことにより湾曲した放物面状の構造を持つ. この形状は, 粒子シミュレーションや実験[13]でも観測されている. 理想的には, この放物面でレーザー光を回折限界である波長程度まで絞ることができるであろう. したがって, 鏡の静止系での集光径は $\lambda'_r \approx \lambda_s/(2\gamma_{ph})$ となる. 光子のエネルギーは, $4\gamma_{ph}^2$ 倍, パルス幅は $1/(4\gamma_{ph}^2)$ 倍となることを考えると, 反射光の強度は, $I_r = 64R\gamma_{ph}^6 (D/\lambda_s)^2 I_s$ となることがわかる. ここで, R は鏡の反射率, D は飛翔鏡の直径, I_s は入射ソース光の集光強度である. 反射率は, 式(8)により γ_{ph}^{-3} に比例するので, 結局集光強度は, 鏡の相対論因子 γ_{ph} の 3 乗に比例して増大する.

5.3 航跡波を用いた相対論的飛翔鏡の実験

次に相対論的飛翔鏡によってレーザー光を反射した 2 つの実験について紹介する.

5.3.1 最初の航跡波を用いた飛翔鏡実験 (斜め入射)

2006年に行われた実験では, 図2(a)に示すように, 比較的小型のチタンサファイアレーザー (ピーク出力 2 TW, パルス幅 76 fs) を用い, ソース光を斜めから入射させた. 2 つのレーザー光を同軸で入射させなかったのは, 透

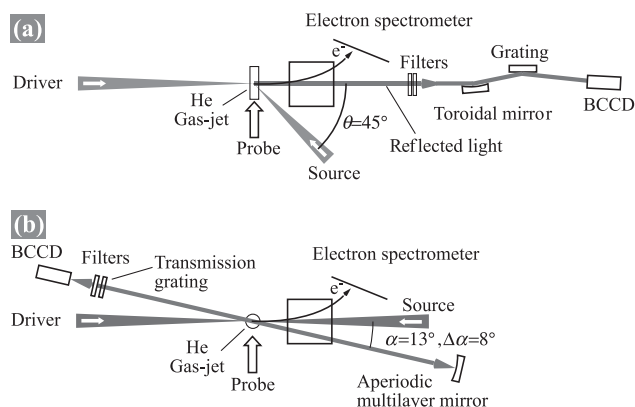


図2 飛翔鏡実験のセットアップ。(a)斜め入射, (b)対向入射。

過したレーザー光がレーザーシステムに戻り損傷を与える可能性があったからである。プラズマ源はヘリウムガスであり、ドライバー光の光電離によってプラズマが生成される。この辺りの実験手法は、電子加速実験と全く同じである。波の破壊に伴い 30 MeV 程度の高速電子が生成されるが、それはドライバー光の進行方向に置かれた偏向磁石からなる電子エネルギー分光器により計測されると共に、前方に置かれた極端紫外分光器へ電子が入らないようになっている。

航跡波を作るドライバーレーザー光の集光径は、 $25\ \mu\text{m} \times 30\ \mu\text{m}$ であり、ピーク集光強度は $I_d = 5 \times 10^{17}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であった。ソース光は 11 mJ のエネルギーを持ち、集光径は真空中で $17\ \mu\text{m}$ で、集光強度は $I_s = 0.9 \times 10^{17}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であった。ターゲットはヘリウムガスで、超音速ガスバルブにより真空中に噴出された。ヘリウムガスはレーザー光により光電離され、そのプラズマ電子密度はおおよそ $4 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ であった。飛翔鏡にソース光を反射させるためには、この集光径以下の精度で2つのパルス进行调整する上に、レーザーが $\sim 80\ \text{fs}$ と短パルスであるために反射タイミングも上手に選ぶ必要がある。これは容易ではなかったが、多くの計測器を用いて精密に制御を行った[14, 15]。その結果、図3のように極端紫外分光器にて反射光の信号を観測する

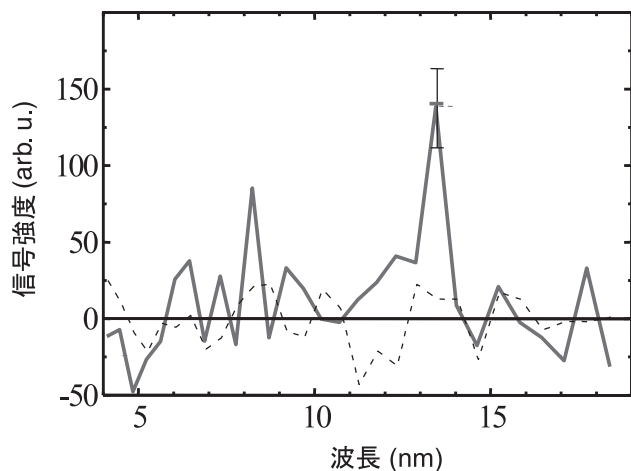


図3 斜め入射飛翔鏡実験により観測された信号スペクトル。破線はソース光がない場合で実線はソース光を入射した場合である。縦軸は CCD カウントである。

ことに成功した。この信号は、図4のように、ドライバー光とソース、光のタイミングと垂直方向の変移が0となる辺りに集中していることがわかる。すなわち2つのレーザー光が空間、時間方向で衝突が起こるときに反射が起こっていることが分かる。この実験で得られた反射光の光子数は、プラズマ電子によるコンプトン散乱（トムソン散乱）によって作られる強度よりも十分に高いが、式(8)で表されるような理論予測値よりも低いものであった。

5.3.2 対向入射での航跡波を用いた飛翔鏡実験

この光子数の増大をめざして、より高強度のレーザーで、対向入射にて行えるように改良を行い実験を行った[16, 17]。実験セットアップは図2(b)のような配置である。ドライバー光は、400 mJ, 27 fs で $25\ \mu\text{m}$ に集光され、集光強度は $6.5 \times 10^{18}\ \text{W}/\text{cm}^2$ であった。ソース光は、42 mJ, 34 fs で $43 \times 66\ \mu\text{m}^2$ に集光された。プラズマは最初の実験と同様にヘリウムガスで、プラズマ電子密度は、およそ $2 \times 10^{19}\ \text{cm}^{-3}$ であった。この実験では、 $\alpha = 13^\circ$ の方向に、極端紫外光用の多層膜球面鏡を置き、透過型回折格子にて結像分光した光を CCD にて計測した。対向入射の配置を選んだため、衝突の調整法を新しく開発した[18]。ディレイスキャンの結果、図5に示されるような反射光のスペクトルを得た。波長範囲は、12.5–22.0 nm の範囲の広い分布を持

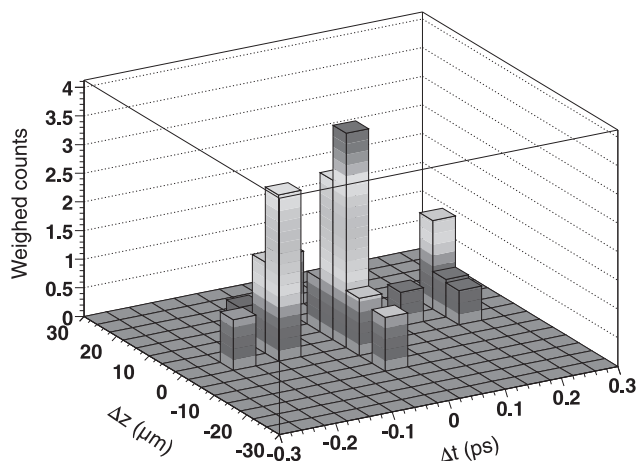


図4 斜め入射飛翔鏡実験により観測された信号強度。

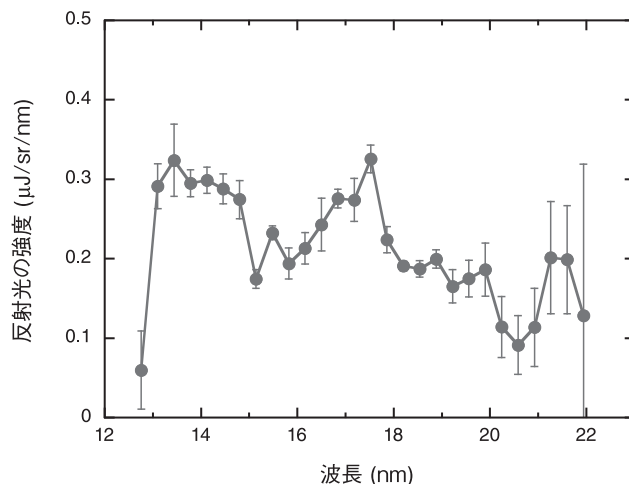


図5 対向入射実験で得られた反射光のスペクトル。

つ反射光スペクトルとなっている。計測範囲は、紫外分光器を構成する多層膜球面鏡やフィルタの特性により決まっている。分布が広がる理由は、計測器が反射角 $\alpha = 9-17^\circ$ の範囲の反射光を集めているため式(4)により分布する。さらに、 γ_{ph} はプラズマ電子密度の計測などにより決まるが、この計測結果からは、飛翔鏡の相対論因子は、 $\gamma_{ph} = 5-7$ 程度であると言える。この結果はほかの計測からの予測範囲内である。

1ショットあたり得られた光子数は、 1.0×10^9 であった。ヘリウムガスでの吸収を考慮すればプラズマ中で反射された光子数は、 7.9×10^9 と見積もることができる。一方、理論値を計算すると、 1.4×10^{10} photons/shot であり、この実験ではおよそ理論値の半分の反射率が達成された。

5.4 その他の飛翔鏡

最後に、公平を期すために、その他の飛翔鏡についても紹介しよう(図6)。ここで飛翔鏡という言葉を用いたが、これは筆者がまとめて呼んだだけであり、著者によってはこの言葉を用いていない場合があることに注意されたい。

5.4.1 電子ビーム(自由電子レーザー、レーザー逆コンプトン散乱)

実験技術的には、光の波長に対して短い電子ビームを作ることが困難なため、鏡と呼ぶのは適当ではないかもしれないが、理論的には区別する理由はない。実際、自由電子レーザーではアンジュレータ磁場(電子ビームの静止系では、電磁波である)との相互作用により電子ビームがマイクロバンチ化されるので、このマイクロバンチを鏡と見ることでもできるであろう。一方、レーザー光を電子ビームに散乱する逆コンプトン散乱では、電子ビームのバンチ幅をレーザーの波長より短くするのが困難であるためインコヒーレントな散乱である。しかし、容易に電子ビームの γ 因子を増大できるので、MeV[19]といった高エネルギーX線が実際に得られており、原子核実験に用いられったり、非破壊検査技術[20]として有望視されている。

5.4.2 移動する電離面からの反射

この場合、電離面は光速近く(場合によっては光速以上)で進行するが、媒質であるプラズマは実験室系ではほぼ静止した状態である。したがって、その他の飛翔鏡と呼ばれるものと比べると、鏡自身から光へのエネルギーの伝達はないという本質的な違いがある。

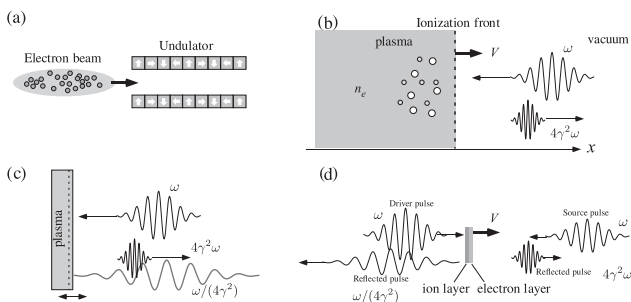


図6 色々な飛翔鏡。(a)電子ビーム、(b)レーザーによる電離面、(c)固体表面での振動鏡、(d)加速された薄膜による両面鏡を用いた場合を模式的に表わしている。

実験では、マイクロ波領域の電磁放射を用いたものが多く、また、自由電子レーザーのアンジュレータのように静的な磁場や電場でも電磁波を発生させることができ、THz光源として注目されている[21,22]。原理的にはレーザー光の波長域(可視光から近赤外光)でも反射は起きるはずであり、実証が待たれる。但し、レーザー光が効率的に反射されるためには、電離面の静止系で見たときに、電離面のスケール長が入射電磁波の波長に対して短い必要がある。

また、電離面の進行速度は、航跡波を用いた飛翔鏡と同様にプラズマ中でのレーザー光の群速度によって決まるという問題があったが、最近、2つのレーザー光を交差させることでこの制限を取り払う提案がされた[23]。この方法では、光速を超える電離面を生成することもできるため、非常に興味深い。

5.4.3 振動鏡(Oscillating Mirror)

1994年にBulanovらは、固体表面にレーザーが照射されると、電子が集団的に振動し、これが鏡として作用するモデルを提案した[24]。これは振動鏡(oscillating mirror)であるが、鏡がレーザーに対して向かう場合には上記で考察したモデルで計算できる。さらに、この手法では、高次高調波の生成により、短波長が観測されるという特長があり、反射された光の周波数は、最大で鏡の相対論因子 γ の2乗に比例すると予測される。しかし、最近、 γ の3乗に比例するとするモデルも提唱されている[25]。

実験では、イギリスのグループらを中心に行われ[26-28]、発散角の小さい高品質の光子ビームが得られている。また、ターゲットに薄膜を用いた場合に、電子の横運動が生じ、それからの反射を計算したモデル(sliding mirror model)[29]もある。

5.4.4 両面鏡(double-sided mirror)

薄膜を高強度のレーザーの光圧で押すことにより、電子とイオンのレイヤーを直接光速近くまで加速する方法である[30]。前面に入射されたレーザー光は、鏡を押すことで周波数は減少し、鏡の反対側から入射されるソース光は周波数が上昇することから両面鏡と呼ばれている。この手法では、プラズマ電子密度が初期条件で固体密度であり、それがさらに圧縮されることから本稿で紹介した航跡波を用いた飛翔鏡よりも高い反射率を持つことが可能である。両面鏡の実験はまだ行われていないが、この方法では光を反射すると同時に高エネルギーのイオン加速法としても注目されている[30]。

5.5 おわりに

本章では、ほぼ光速で進行する鏡に電磁波を反射させて、短パルス・短波長の電磁波に変換する手法を解説した。特に高強度・超短パルスレーザーによって引き起こされるプラズマ中の電子波を鏡として用いる手法について詳しく述べた。本手法では、アト秒やそれ以下のパルス、コヒーレントなX線光源を小型に実現できる可能性を秘めている。このようなX線源はガス中の高次高調波やX線FELなどの先達がいるが、飛翔鏡による方法はこれらとは別の

スケール則を持ち、高輝度な X 線を作り出せる可能性があり、今後の研究の進展が期待される。さらに、X 線の集光までも飛翔鏡に持たせることができれば、 10^{18} V/m という Schwinger 場を実験室で実現でき、真空の偏極などがマクロな量で観測できるようになるかもしれない。

謝 辞

本研究の一部は、科研費特別推進(15002013)、基盤研究 A (20244065)、基盤研究 C (21604008)による成果です。また、研究の一部は、福田祐仁, Alexander Pirozhkov, 馬景龍, 大東出, 陳黎明, Timur Esirkepov, 小倉浩一, 本間隆之, 林由紀雄, 小瀧秀行, 匂坂明人, 森道昭, James Koga, 桐山博光, 岡田 大, Anatoly Faenov, Tatiana Pikuz, 川瀬啓吾, 亀島 敬, 河内哲哉, Eugene Ragozin, 大道博行, 木村豊秋, 加藤義章, 田島俊樹, Sergei Bulanov 諸氏との共同研究の成果であり、ここに感謝いたします。

参 考 文 献

- [1] A. Einstein, Annalen der Physik, **322**, 891 (1905).
- [2] H. Motz, J. Appl. Phys. **22**, 527 (1951).
- [3] K. Landecker, Physical Review **86**, 852 (1952).
- [4] J.A. Pasour, V.L. Granatstein and R.K. Parker, Phys. Rev. A **16**, 2441 (1977).
- [5] V. Semenova, Radiophysics and Quantum Electronics **10**, 599 (1967).
- [6] M. Lampe and E. Ott, Phys. Fluids **21**, 42 (1978).
- [7] W.B. Mori, Phys. Rev. A **44**, 5118 (1991).
- [8] S. Kuo, Phys. Rev. Lett. **65**, 1000 (1990).
- [9] S.V. Bulanov, T. Esirkepov and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **91**, 085001 (2003).
- [10] T. Esirkepov, S. Bulanov, M. Kando, A.S. Pirozhkov and A.G. Zhidkov, Phys. Rev. Lett. **103**, 025002 (2009).
- [11] T.Z. Esirkepov, S.V. Bulanov, A.G. Zhidkov, A. S. Pirozhkov and M. Kando, Eur. Phys. J. D, **55**, 457 (2009).
- [12] A.V. Panchenko *et al.*, Phys. Rev. E **78**, 056402 (2008).
- [13] N.H. Matlis *et al.*, Nat. Phys. **2**, 749 (2006).
- [14] K. Masaki *et al.*, Phys. Rev. Lett. **99**, 135001 (2007).
- [15] A. Pirozhkov *et al.*, Phys. Plasmas **14**, 12310 (2007).
- [16] M. Kando *et al.*, Eur. Phys. J. D **55**, 465 (2009).
- [17] M. Kando *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 23500 (2009).
- [18] K. Kawase *et al.*, Appl. Phys. Express **3**, 01610 (2010).
- [19] K. Kawase *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **592**, 154 (2008).
- [20] R. Hajima, T. Hayakawa, N. Kikuzawa and E. Minehara, J. Nucl. Sci. Tech. **45**, 441 (2008).
- [21] T. Higashiguchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **38**, L527 (1999).
- [22] T. Higashiguchi *et al.*, Jpn. J. Appl. Phys. **39**, 6578 (2000).
- [23] A. Zhidkov *et al.*, Phys. Rev. Lett. **103**, 21500 (2009).
- [24] S.V. Bulanov, N.M. Naumova and F. Pegoraro, Phys. Plasmas **1**, 745 (1994).
- [25] T. Baeva, S. Gordienko and A. Pukhov, Phys. Rev. E **74**, 04640 (2006).
- [26] M. Zepf *et al.*, Plasma Phys. Contr. Fusion **49**, B149 (2007).
- [27] B. Dromey *et al.*, Nat. Phys. **5**, 146 (2009).
- [28] Y. Nomura *et al.*, Nat. Phys. **5**, 124 (2009).
- [29] A.S. Pirozhkov *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 013107 (2006).
- [30] T. Esirkepov, M. Borghesi, S. Bulanov, G. Mourou and T. Tajima, Phys. Rev. Lett. **92**, 17500 (2004).