



講座 ピコ秒相対論的レーザーが切り拓く高エネルギー密度プラズマ科学の新展開

5. ピコ秒パルス相対論的レーザーと薄膜との相互作用における統計的電子加速

5. Stochastic Electron Acceleration in Interaction of Foil Plasma with Picosecond Relativistic Laser

岩田夏弥

IWATA Natsumi

大阪大学レーザー科学研究所

(原稿受付：2019年04月22日)

キロジュール級のエネルギーを持つピコ秒パルス高強度レーザーを物質に照射することで、相対論的強度のレーザー光とプラズマとの準一次元的な相互作用が長時間にわたって可能となり、高効率の粒子加速やプラズマ加熱が期待できる。近年のピコ秒レーザー実験では、従来のフェムト秒パルスレーザーを対象とした理論では説明できない高エネルギー電子の生成が観測されている。ピコ秒にわたるレーザー照射下では、プラズマがレーザー側に大きく膨張し、その結果電子がレーザー場によって強い加速を受ける。また、ターゲットが薄膜の場合には、加速された電子が薄膜を循環して何度もレーザー場と相互作用することにより統計的加速が起こる。本章では、ピコ秒レーザー照射薄膜における準一次元的なプラズマ膨張と、その中での統計的電子加速について解説する。

Keywords:

picosecond high intensity laser, relativistic laser-plasma interaction, stochastic acceleration, electron recirculation, plasma expansion

5.1 はじめに

近年、キロジュール級の高強度レーザー装置が開発され、大阪大学のLFEX[1]、米国ローレンスリバモア国立研究所のNIF-ARC[2]などで実験が開始されている。これらのレーザーは従来の高強度レーザーに比べて、集光径が大きく(数10 μm から100 μm 程度)、さらにパルス長もピコ秒($\text{ps}=10^{-12}$ s)を超えるため、準一次元的な相対論的レーザープラズマ相互作用を長時間持続することが可能となる。すなわち、多次元的なエネルギー拡散が少なく、高効率の粒子加速やプラズマ加熱が期待できる。

本講座で紹介してきたように、ピコ秒を超えるレーザープラズマ相互作用では、光子圧によるプラズマ表面の押し込み(ホールボーリング)が止まってレーザー吸収が変化したり(第2, 3章)、バルクプラズマがkeVレベルに加熱されてギガバール(Gbar)を超える高エネルギー密度状態が形成されるなど(第4章)、レーザー光の照射下でプラズマの状態が変化していく。これらは、レーザーからのエネルギー注入が短時間で終了するフェムト秒($\text{fs}=10^{-15}$ s)パルスレーザーとの相互作用中には見られない現象であり、ピコ秒にわたる継続的な高強度光の照射下で物質(プラズマ)がどのように加熱され、どのような場が形成され、その中で粒子が加速されていくのか、十分に理解されていない。これらの加速・加熱の基礎過程が明らかになれば、

高速点火レーザー核融合[3]や高エネルギーイオン加速[4-7]、中性子源[8]、高輝度X線源[9]などへの応用展開が期待できる。

ピコ秒パルス相対論的レーザーを用いた実験では、フェムト秒領域で用いられてきた理論モデルを上回る高エネルギー電子やイオンの生成が観測されている。図1は、LFEXレーザー実験で得られた(a)陽子および(b)電子のエネルギースペクトルである[4]。この実験では、厚さ5 μm の固体薄膜に、ピーク強度 2.3×10^{18} W/cm²の相対論的レーザー光を照射している。パルス長を1.5 ps(図1上段)、3 ps(中段)、6 ps(下段)と伸長することで電子が高エネルギー化し、同時に、加速されるイオンの最大エネルギーも上昇している。このようなパルス長依存性は、フェムト秒領域の相互作用では見られない現象である。

米国NIF-ARCレーザー実験においても、同様の結果が得られている。1 psと10 psのレーザーパルスを厚さ33 μm の固体薄膜に照射することで、フェムト秒領域で用いられてきたスケールリング則(図2破線)を上回る高エネルギー電子(図2(b)実線)およびイオン(図2(a)星印)が観測されている[7]。これらのイオン最大エネルギーの上昇は、レーザーから電子への高効率なエネルギー変換が実現されたことによって引き起こされている[5, 6]。

本章では「なぜ、ピコ秒を超えるレーザー照射下では、

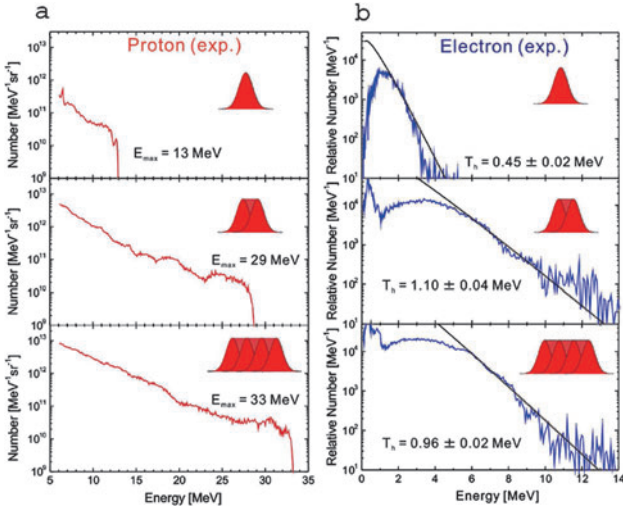


図1 レーザーパルス長の伸長に伴う電子およびイオンの高エネルギー化を示すLFEXレーザー実験の結果。集光強度 $2.3 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ のレーザーを厚さ $5 \mu\text{m}$ のアルミニウム薄膜に照射している。(a)は加速された陽子のエネルギー分布。(b)は電子のエネルギー分布(文献[4]の図1(a),(b)を引用)。

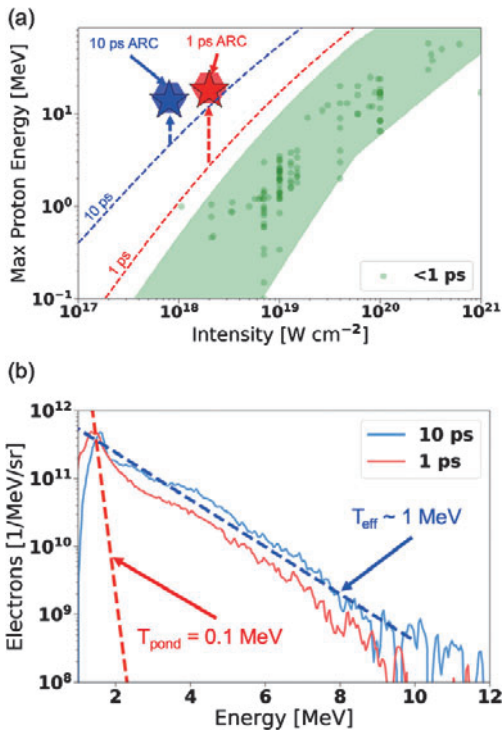


図2 NIF-ARCレーザー実験の結果。厚さ $33 \mu\text{m}$ のチタン薄膜に集光強度 $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ でパルス長 1 ps のレーザーと、集光強度 $9 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ でパルス長 10 ps のレーザーを照射し、陽子および電子の加速を比較している。(a)パルス長 1 ps (赤星印)、 10 ps (青星印)で得られた加速陽子の最大エネルギーと、従来のフェムト秒パルスレーザー実験(緑領域)との比較。破線は、フェムト秒領域で用いられるスケールリングを示す。(b)パルス長 1 ps (赤実線)、 10 ps (青実線)で得られた電子のエネルギー分布。赤色の破線はフェムト秒領域で用いられるポンドロモーティブ温度、青色の破線は 10 ps の実験結果をフィッティングしたスロープ温度を表す((a)は文献[7]の図5,(b)は文献[7]の図4(a)を引用)。

従来の理論を超えて電子が高エネルギー化するのだろうか」という疑問に答えたい。その鍵と考えられているのは、ピコ秒にわたるレーザー照射中にプラズマがレーザー側に大きく膨張し、その結果レーザー場によって強い加速を受けることである[10-13]。レーザー側に膨張した臨界密度以下のプラズマ中では、自己生成電場・磁場の成長に伴い、電子はレーザー場からより強い加速を受ける。さらに、ターゲットが薄膜の場合には、加速された電子が薄膜を循環して何度もレーザー場と相互作用することによる統計的加速が起こる。これらの電子加速が、本講座第2章で述べたホールボーリングの停止と密接に関係していることもわかってきた。

本章では、薄膜と相対論的レーザーとの相互作用に関して、電子およびイオン加速のこれまでの理解を解説し(第5.2節)、次にピコ秒領域で現れる加速の新しい性質について紹介する(第5.3節)。

5.2 相対論的レーザーと薄膜の相互作用における粒子加速

5.2.1 電子加速の理論

相対論的強度のレーザー光を、レーザー周波数 ω_L に対する相対論的臨界密度 γn_c を超える密度のプラズマに照射すると、レーザー光はプラズマ表面で反射され、表面の電子がプラズマ内部へと加速される。ここで、 $n_c = \omega_L^2 m_e / (4\pi e^2)$ 、 m_e は電子の静止質量、 e は素電荷、 $\gamma = (1 + p^2 / (m_e c)^2)^{1/2}$ は電子の相対論因子、 c は光速、 p は電子の運動量である。このとき、電子は平均的にはレーザー電場による振動エネルギーに加速される。ここで、以降の議論のためにレーザー場の規格化ベクトルポテンシャル $\mathbf{a} = e\mathbf{E}_L / (m_e c \omega_L)$ を導入する。これは、レーザー電場 \mathbf{E}_L 中での電子の振動の運動量 \mathbf{p}_{os} と、 $m_e c$ (c は光速) との比に相当する。すなわち、 $\mathbf{a} = \mathbf{p}_{os} / m_e c$ である。また、電磁場の強度 I と規格化ベクトルポテンシャルの振幅 a_0 との間には $I/c = n_c m_e c^2 a_0^2 / 2$ の関係がある。したがって、表面からプラズマ内部へ加速される電子の平均的なエネルギーは、

$$T_p = \left(\sqrt{1 + \frac{1+R}{2} a_0^2} - 1 \right) m_e c^2, \quad (1)$$

と見積もられる。ここで、プラズマ表面で反射率 R でレーザーが反射されているとすると、入射波と反射波により、電子の振動は $\mathbf{p}_{os} = (1+R)^{1/2} m_e c \mathbf{a}$ となるため、式(1)は反射率に依存する形になっている。式(1)で表されるエネルギーを、ポンドロモーティブ(ponderomotive)エネルギー、もしくはポンドロモーティブ温度と呼ぶ。プラズマ表面から加速された電子のエネルギー分布をマクスウェル分布と仮定すれば、 T_p はエネルギーの拡がりを表すスロープ温度となる。例えば、図2(b)の破線は、用いたレーザー強度に対する T_p を温度に持つマクスウェル分布を示したものである。文献によっては、式(1)に代わって反射率の効果を除いた $T_p = ((1 + a_0^2 / 2)^{1/2} - 1) m_e c^2$ をポンドロモーティブエネルギーと定義している場合もある。電子加速はレーザーの反射点である相対論的臨界密度 $n_e = \gamma n_c$ 付近で起こ

るため、一回の加速過程で平均エネルギー T_p で加速される電子の密度はおよそ γm_c 個である。

式(1)は、レーザー振幅 a_0 のみに依存するシンプルなスケーリングであるが、フェムト秒領域の相対論的レーザーと固体密度プラズマとの相互作用をおよそ説明することができる。他に、臨界密度以下のプラズマが固体の前面に広く分布している場合に適用される Pukhov スケーリング [14] や、実験から得た経験式である Beg スケーリング [15] が知られているが、いずれも加速される電子のスローブ温度(平均エネルギー)はレーザー振幅 a_0 に近似的に比例する形となる。

式(1)からわかるように、フェムト秒領域の相互作用を記述するモデルでは、表面から加速される電子の平均エネルギーは相互作用時間には依らない。したがって、図1に見られる電子エネルギーの時間発展を説明することはできない。

5.2.2 プラズマ膨張とイオン加速の理論

第5.1節で述べたように、電子の加速が大きくなればイオンのエネルギーも上昇する。図1, 2に示したようなレーザーと薄膜との相互作用の場合、イオン加速は主に target-normal-sheath-acceleration (TNSA) と呼ばれる過程 [16, 17] を見ていることになる。図3に、TNSAの模式図を示す。(a), (c)はフェムト秒パルスレーザーの場合、(b), (d)はピコ秒パルスレーザーの場合の模式図である。TNSAでは、まず高強度レーザーによってプラズマ表面付近の電子が加速され、それらの高速電子が薄膜の裏面側に到達すると荷電分離によるシース電場を裏面側のプラズマ表面に形成する。そのシース電場によりイオンが加速される。この過程は、準中性プラズマ膨張を見ていることに他ならない。プラズマは3次元的に膨張するが、図3(b)のような、スポット径の大きいピコ秒パルスレーザーとの相互作用では、レーザー軸付近で準一次元近似が有効と考えられる。

膨張薄膜プラズマ中では、一度裏面側に到達した電子は、自らが作ったシース電場によってレーザー側に引き戻される。レーザー照射面に戻った時点で、まだレーザーパルスが続いている場合は、再度レーザー場によって裏面側へと打ち返される。このように高エネルギー電子は薄膜プラズマ中を循環 (recirculation) する (図3(c), (d))。

プラズマはイオンの音速 C_s 程度で膨張し、膨張の先端に存在するイオンが最大のエネルギーをもって加速されていく。音速は $C_s = (T_e Z_i / M_i)^{1/2}$ で与えられ、膨張プラズマ中の電子の温度 T_e に依存する。ここで、 M_i はイオンの質量、 Z_i はイオンの価数である。膨張プラズマを形成する電子は5.2.1節で述べたように平均的に T_p のエネルギーを持っており、式(1)が適用できるフェムト秒パルスレーザーとの相互作用では、 T_p は時間的に一定である。さらに、電子は光速に近い速度で薄膜中を循環しているため、 T_p は空間的にも一様と近似できる。この場合、等温膨張モデル [18] でプラズマ膨張をよく記述することができる。

電子温度が等温で、準一次元かつ準中性的にプラズマが膨張する場合、先端で加速されるイオンの最大エネルギーは

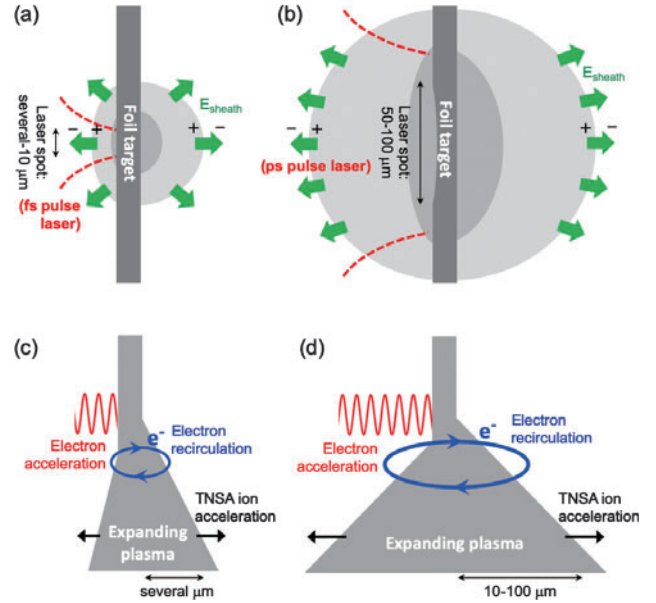


図3 薄膜と相対論的レーザーとの相互作用におけるプラズマ膨張の模式図。(a), (c)フェムト秒パルスレーザーとの相互作用。(b), (d)ピコ秒パルスレーザーとの相互作用。(a), (b)は2次元イメージ。(c), (d)は(a), (b)のレーザー軸の断面でのプラズマ密度分布を表す。

$$\epsilon_{i\max} = 2T_e \left[\ln(\tau_{\text{acc}} + \sqrt{\tau_{\text{acc}} + 1}) \right]^2, \quad (2)$$

で与えられる [18]. $\tau_{\text{acc}} = \omega_{\text{pi}} t_{\text{acc}} / (2e_N)^{1/2}$ はイオンプラズマ振動数 $\omega_{\text{pi}} = (4\pi Z_i^2 e^2 n_i / M_i)^{1/2}$ を用いて規格化した時間、 e_N は自然対数、加速時間 t_{acc} は等温膨張が起こっている時間で、経験則からレーザーのパルス長のおよそ1.3倍であることが知られている [19]. 図2(a)のスケーリング(破線)は、この仮定のもとで得られたイオン最大エネルギーの理論曲線である。図1に示したように電子の平均エネルギーが時間発展する場合に適用可能な、非等温プラズマ膨張モデルも提唱されており、電子の平均エネルギーの時間発展が与えられれば、それに対応するイオン加速を記述することができる [5].

5.2.3 膨張薄膜プラズマ中での電子循環の効果

高強度レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用では、高速電子が薄膜表面に励起されたシース電場によりトラップされ、薄膜内部を循環する一方で、レーザーとの相互作用面からは高速電子が薄膜内部へと供給される。そのため、ターゲット内の実効的な高速電子数は時間とともに増えていく。これにより、イオン加速の効率が上がることが2000年初頭頃に議論されていた。米国ローレンスリバモア研究所で開発された世界最初のペタワットレーザー(集光強度 10^{20} W/cm², パルス幅 100 fs)の実験では、ターゲット厚を薄くすることで、発生する陽子のエネルギーが増加することが確認された [20].

図4(a)に、異なるターゲット厚での高速電子の循環の様子を表した模式図を示した [21]. レーザーのパルス長 L_p が一定の場合、パルス長の半分の長さより、ターゲットの厚さ L が薄くなると、高速電子の循環運動で実効的に内部の高速電子数が増えることがわかる。2次元プラズマ粒子 (Particle-in-Cell, PIC) シミュレーションによる検証で、

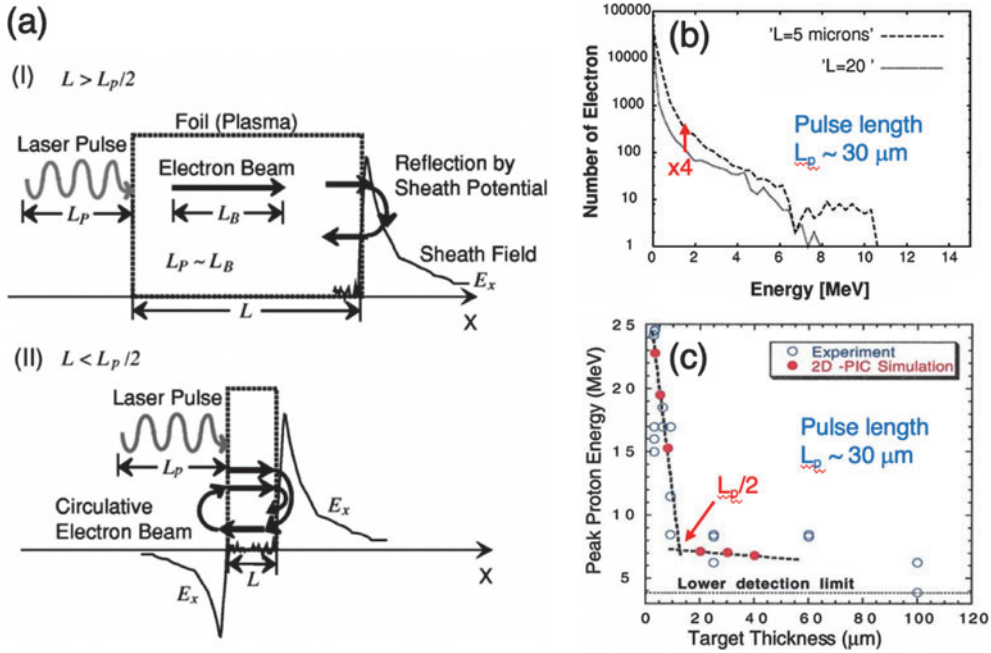


図4 (a) 相対論的レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用における高エネルギー電子の循環運動を表す模式図。(I)は厚いターゲットでレーザー照射時間(L_p/c)の間に電子が循環しない場合、(II)は薄いターゲットでレーザー照射時間(L_p/c)の間に電子が複数回循環する場合。(b) 2次元PICシミュレーションで厚さ $5\mu\text{m}$ (破線)と $20\mu\text{m}$ (実線)の薄膜に集光強度 10^{20} W/cm^2 、パルス長 100 fs のレーザーを照射したときの電子エネルギー分布。(a)は文献[21]の図4、(b)は文献[21]の図5(c)、(c)は文献[20]の図1を引用。

レーザーパルス幅 100 fs (パルス長 $L_p = 30\mu\text{m}$) を固定し、ターゲットの厚さ L を $20\mu\text{m}$ から $5\mu\text{m}$ と薄くすることで、高速電子数が L に反比例して増加することが確認されている (図4(b)参照)。

ペタワットレーザーの実験ではアルミ薄膜の厚さを徐々に薄くしていくと、厚さ $L = 15\mu\text{m}$ あたりで、発生する陽子のエネルギーが非連続的に増加する結果が得られている (図4(c)参照) [20]。この実験ではレーザーのパルス長 L_p が $30\mu\text{m}$ であることから、 $L_p/2 = 15\mu\text{m}$ あたりから高速電子数が増え、陽子のエネルギーが増加していると説明される。

図4(b)からわかるように、高速電子の数は厚さ L が薄いターゲットで増加する一方、エネルギー分布の広がりを表すスロープ温度は変化していない。これは、サブピコ秒領域では、加熱されているプラズマの表面が噴出 (ブローアウト) モードにならないためであり、電子の平均エネルギーはポンドロモーティブ温度で与えられる。噴出モードに関しては、本講座第2章を参照されたい。

5.3 ピコ秒領域でのレーザー-薄膜相互作用における電子加速

5.3.1 レーザー照射中のプラズマ膨張のPICシミュレーション

ピコ秒パルス相対論的レーザーを照射した薄膜における準一次元的な相互作用を調べるため、1次元PICシミュレーションを行った。図5(a)のように、システム長 $500\mu\text{m}$ のシミュレーションボックスの中央付近に厚さ $5\mu\text{m}$ 、密度 $40n_c$ の重水素プラズマ薄膜を配置し、左から規格化振幅 $a_0 = 2$ (強度 $I \approx 5 \times 10^{18}\text{ W/cm}^2$)、波長 $\lambda_L = 1\mu\text{m}$

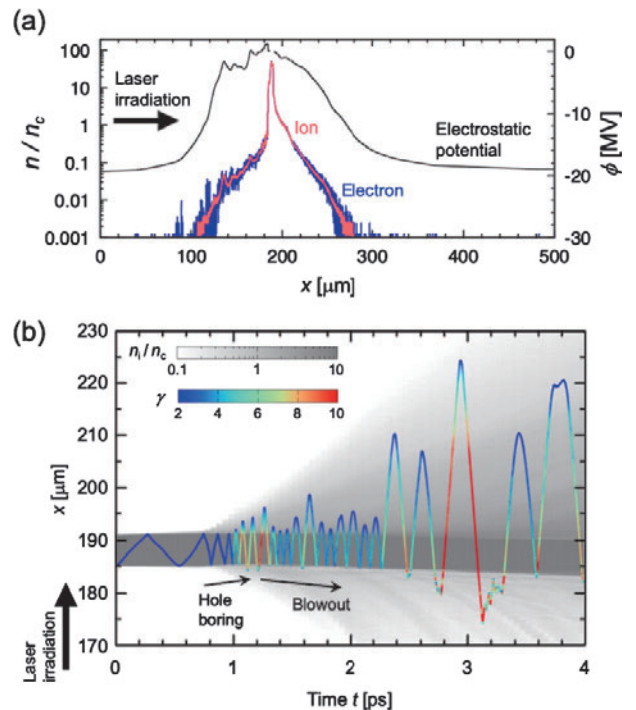


図5 薄膜プラズマと相対論的レーザーと薄膜プラズマとの相互作用の1次元PICシミュレーション。厚さ $5\mu\text{m}$ の重水素プラズマ薄膜に規格化振幅 $a_0 = 2$ のレーザーを連続的に照射している。(a) 時刻 $t = 3\text{ ps}$ におけるイオン密度 (赤)、電子密度 (青)、シースポテンシャル (黒) の分布。(b) イオン密度分布の時間発展 (灰色) とシミュレーションからピックアップした1つの電子の軌道。軌道の色は電子の相対論因子 γ を表す ((b)は文献[22]の図2(a)を引用)。

のレーザーを照射している。レーザーは 100 fs のガウシアンパルス形状で立ち上がり、その後一定の振幅 a_0 で照射され続ける。

図5 (a)は、時刻 $t=3$ ps におけるプラズマ膨張の様子である。赤線はイオン密度 n_i 、青線は電子密度 n_e 、黒線はシースポテンシャル ϕ を示す。シースポテンシャルは、初期の薄膜表面位置でのポテンシャルを0にとっている。この時刻において、相対論的臨界密度 $\gamma n_c \approx 2n_c$ 以下のプラズマの膨張は、長さ $50 \mu\text{m}$ を超えて進展している。膨張の先端付近以外は、イオン密度と電子密度はほぼ同じで、準中性的に膨張していることがわかる。 $x=260 \mu\text{m}$ でのシースポテンシャルの大きさは約 10 MV である。照射しているレーザーの振幅に対するポンドロモティブエネルギーは、式(1)より、 $T_p=0.6 \text{ MeV}$ であり、膨張先端におけるシースポテンシャルエネルギーは T_p を大きく上回っている。これは、エネルギー T_p 程度にレーザー加速された電子は、プラズマ膨張の先端まで到達できないことを意味している。 T_p より大きなエネルギーを持つ電子が、広いプラズマ膨張の領域を構成している。

図5 (b)に、シミュレーションの中の1つの電子の軌道を示す[22]。軌道の色は電子の相対論因子 γ 、背景の灰色は、イオン密度分布を表している。電子は膨張薄膜中を循環する中で高エネルギーに加速されている。このシミュレーションでは、時刻 $t=1.2$ ps でホールボーリングが止まって噴出モードに転じ、その後、電子が顕著に高エネルギー化している。すなわち、本講座第2章[23]で述べた噴出モードへの遷移が引き金となって電子の高エネルギー化が始まる。高エネルギーの電子はプラズマ膨張を促進し、結果としてプラズマ膨張が広く伸展する。プラズマ膨張はレーザー照射側にも伸展するため(図5 (a)参照)、膨張プラズマ中で電子はレーザー場からより強い加速を受けることになる。このように電子加速とプラズマ膨張、イオン加速が結びつきながら時間発展することが、ピコ秒領域における相互作用の特徴である。

5.3.2 電子のカオス的振る舞い

1次元のPICシミュレーションで見られた高エネルギー電子の増加は、循環する電子が複数回に渡ってレーザーによるランダムキックを受けることに起因する。ランダムな加速場による加速を統計的加速と呼ぶが、これはプラズマとしての集団的効果が消え、電子はそれぞれが無相関に加速されることを意味する。プラズマの膨張を無視した統計的加速の理論モデルはS.V. Bulanov等により研究されている[24]。本節ではプラズマの膨張が重要となるピコ秒のレーザー相互作用の中での統計的電子加速の背景について述べる。

統計的加速の中では、個々の粒子の加速はランダムであり、運動量空間と実空間で無相関に拡散していく。すなわち初期位相空間の配置にわずかなずれがある二つの粒子の運動はカオス的に時間発展する。個々の粒子の加速がカオス的であるか否かを調べる指標として、以下の式で与えられるリアプノフ指数 λ_{Ly} がある[25]。

$$\lambda_{Ly}(t) = \frac{2\pi}{\omega_L t} \ln \left[\frac{\sum_{i=1}^N |p_i(t, p_{0i} + \delta p_i) - p_i(t, p_{0i})|}{\sum_{i=1}^N |\delta p_i|} \right] \quad (3)$$

このリアプノフ指数を用いて、ピコ秒相対論的レーザー薄

膜相互作用における電子加速が統計的か否かを評価する。式(3)は初期の粒子の運動量 p_0 に δp のズレを与えたサンプル数 N の粒子群と与えない粒子群の運動量のズレを評価しており、リアプノフ指数が正の場合、その二つのグループの運動量空間でのズレは指数関数的に時間とともに増えていくことになる。

図6 (a)に、図5のPICシミュレーションの中で、特にエネルギー増加の著しい粒子(赤)とそうでない粒子(青)の1粒子のリアプノフ指数 ($N=1$) の時間発展を示した[22]。赤と青の粒子の時空間での発展は図6 (b)と(c)に示している。エネルギーが大きく増加している粒子のリアプノフ指数はピコ秒前後ではっきりと正に転じており、一方でエネルギーの増加の小さい粒子のリアプノフ指数はゼロ近傍で振動している。また、サンプル数 $N=1000$ としてPICシミュレーションの中で、システムの平均リアプノフ指数を評価し、時間発展を黒実線として図6 (a)にプロットした。平均リアプノフ指数が正であることから、ピコ秒レーザーと薄膜プラズマの相互作用はシステムとしてカオス的、すなわち電子は統計的に加速されていることが示された。

5.3.3 電子エネルギー分布の発展

図5に示したPICシミュレーションでの、加速された電子のエネルギー E_e の分布の時間発展を、図7に示す[22]。噴出モードになる前の早い時刻 ($t=0.9$ ps) の分布は、ポンドロモティブ温度を持つ1次元マクスウェル分布(オレンジ色破点線)とよく一致している。噴出モードに転じた後、時間とともに高エネルギー成分が増加している。この増加は、緑色点線で示すように、マクスウェル分布でスロー温度が上昇していると見なすこともできる。一方

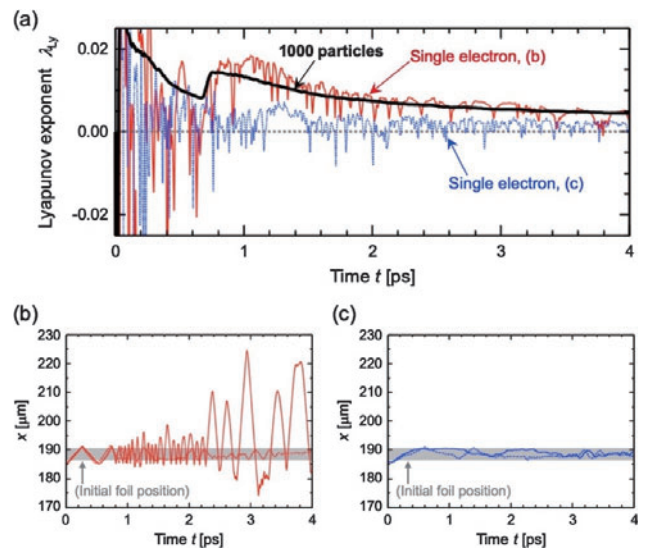


図6 (a)図5のPICシミュレーションの中のリアプノフ指数 λ_{Ly} の時間発展。赤線は循環中にレーザーからのランダムキックによりエネルギーが増加していく粒子、青線は循環中にエネルギーの増加がない粒子を使って λ_{Ly} を求めた結果であり、黒線は1000個の電子を用いて評価した、システムとしての λ_{Ly} を表す。(b)は、(a)に赤線で示した λ_{Ly} の計算に用いた電子のペアの軌道、(c)は、(a)に青線で示した λ_{Ly} の計算に用いた電子のペアの軌道を表す。グレーの領域はターゲットの領域を示す(文献[22]の図4を引用)。

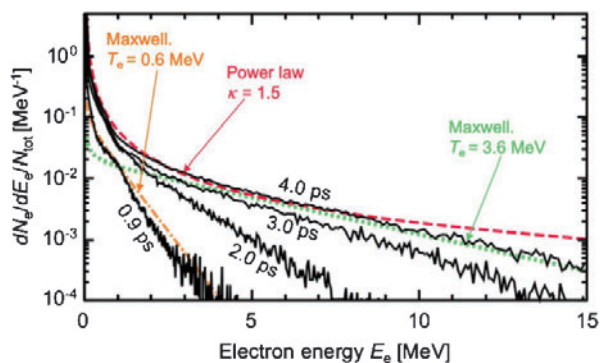


図7 図5のPICシミュレーションで得られた電子エネルギー分布の時間発展。黒線はシミュレーション結果、オレンジ色破点線は式(1)のポンデロモータビ温度の1次元相対論的マクスウェル分布、緑色点線は温度3.6 MeVの相対論的1次元マクスウェル分布、赤色破線は指数-1.5のべき乗分布(文献[22]の図2(b)を引用)。

で、10 MeV以下のエネルギー分布の全体の形は、早い時刻($t=0.9$ ps)のように1つのマクスウェル分布でフィットすることはできない。すなわち、非熱的(非マクスウェル)分布が形成されていると見ることができ、図7からは、時間とともにべき乗分布 $E_e^{-\kappa}$ ($\kappa=1.5$)に近い分布へと漸近していく様子が確認できる。これまでに著者らが行った異なるパラメータを用いた同様のシミュレーションでも、加速された電子の全体としてのエネルギー分布は、べき乗分布に近づく傾向が確認されている。

これまで見てきたように、ピコ秒レーザープラズマ相互作用は、エネルギーが注入され続ける中で、電子加速やプラズマ膨張が伸展する。これは、開放系での非平衡状態の発展であり、空間・エネルギー空間で構造形成が行われるプロセスである。

5.4 まとめ

本章では、ピコ秒領域の相対論的レーザーと薄膜との相互作用における、高エネルギー電子の発生機構と、プラズマ膨張との関係を解説した。薄膜中を循環する高速電子

は、レーザー場による統計的加速を受け、そのエネルギー分布において、高エネルギー成分が劇的に増加していく。その結果として、従来フェムト秒領域で使われてきた理論モデルを大きく超えたプラズマ膨張やイオン加速が見られる。これは、実験で観測される現象を説明するものである。プラズマの膨張構造と、その中を循環する高速電子のエネルギー分布構造との関係は、明らかになっておらず、今後の研究で解明していきたいと考えている。

参考文献

- [1] N. Miyanaga *et al.*, J. Phys. IV France **133**, 81 (2006).
- [2] J.K. Crane *et al.*, J. Phys. Conf. Ser. **244**, 032003 (2010).
- [3] S. Sakata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 3937 (2018).
- [4] A. Yogo *et al.*, Sci. Rep. **7**, 42451 (2017).
- [5] N. Iwata *et al.*, Phys. Plasmas **24**, 07311 (2017).
- [6] J. Kim *et al.*, Phys. Plasmas **25**, 083109 (2018).
- [7] D. Mariscal *et al.*, Phys. Plasmas, *to be published*.
- [8] 西村博明 他: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 3 (2019).
- [9] H.-S. Park *et al.*, Phys. Plasmas **13**, 056309 (2006).
- [10] A.J. Kemp and L. Divol, Phys. Rev. Lett. **109**, 195005 (2012).
- [11] A. Sorokovikova *et al.*, Phys. Rev. Lett. **116**, 155001 (2016).
- [12] N. Iwata *et al.*, Nat. Commun. **9**, 623 (2018).
- [13] 畑 昌育: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 317 (2019), 本講座第3章.
- [14] A. Pukhov *et al.*, Phys. Plasmas **6**, 2847 (1999).
- [15] F.N. Beg *et al.*, Phys. Plasmas **4**, 447 (1997).
- [16] S.C. Wilks *et al.*, Phys. Plasmas **8**, 542 (2001).
- [17] R.A. Snavely *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 2945 (2000).
- [18] P. Mora, Phys. Rev. Lett. **90**, 185002 (2003).
- [19] J. Fuchs *et al.*, Nat. Phys. **2**, 48 (2005).
- [20] A.J. Mackinnon *et al.*, Phys. Rev. Lett. **88**, 215006 (2002).
- [21] Y. Sentoku *et al.*, Phys. Plasmas **10**, 2009 (2003).
- [22] N. Iwata *et al.*, *submitted to Nucl. Fusion*.
- [23] 岩田夏弥: プラズマ・核融合学会誌 **95**, 286 (2019), 本講座第2章.
- [24] S.V. Bulanov *et al.*, Phys. Plasmas **22**, 063108 (2015).
- [25] A.J. Lichtenberg and M.A. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion* (Springer, New York, 1984) Sec. 5.2.



いわた なつみ
岩田夏弥

大阪大学レーザー科学研究所特任講師。2014年京都大学大学院エネルギー科学研究科博士課程修了。研究分野はプラズマ物理。特に高強度レーザー生成プラズマ中の粒子加速・加熱の基礎物理に興味があり、理論研究を通して自然界の非線形・非平衡現象の解明に寄与することが目標。趣味は絵を描くこと、ダイビングなど。光や色、波を感じるのが好きです。