レーザー駆動イオン加速の物理学

～レーザー場からイオンがエネルギーを獲得するまで～

量子科学技術研究開発機構（QST）
関西光量子科学研究所

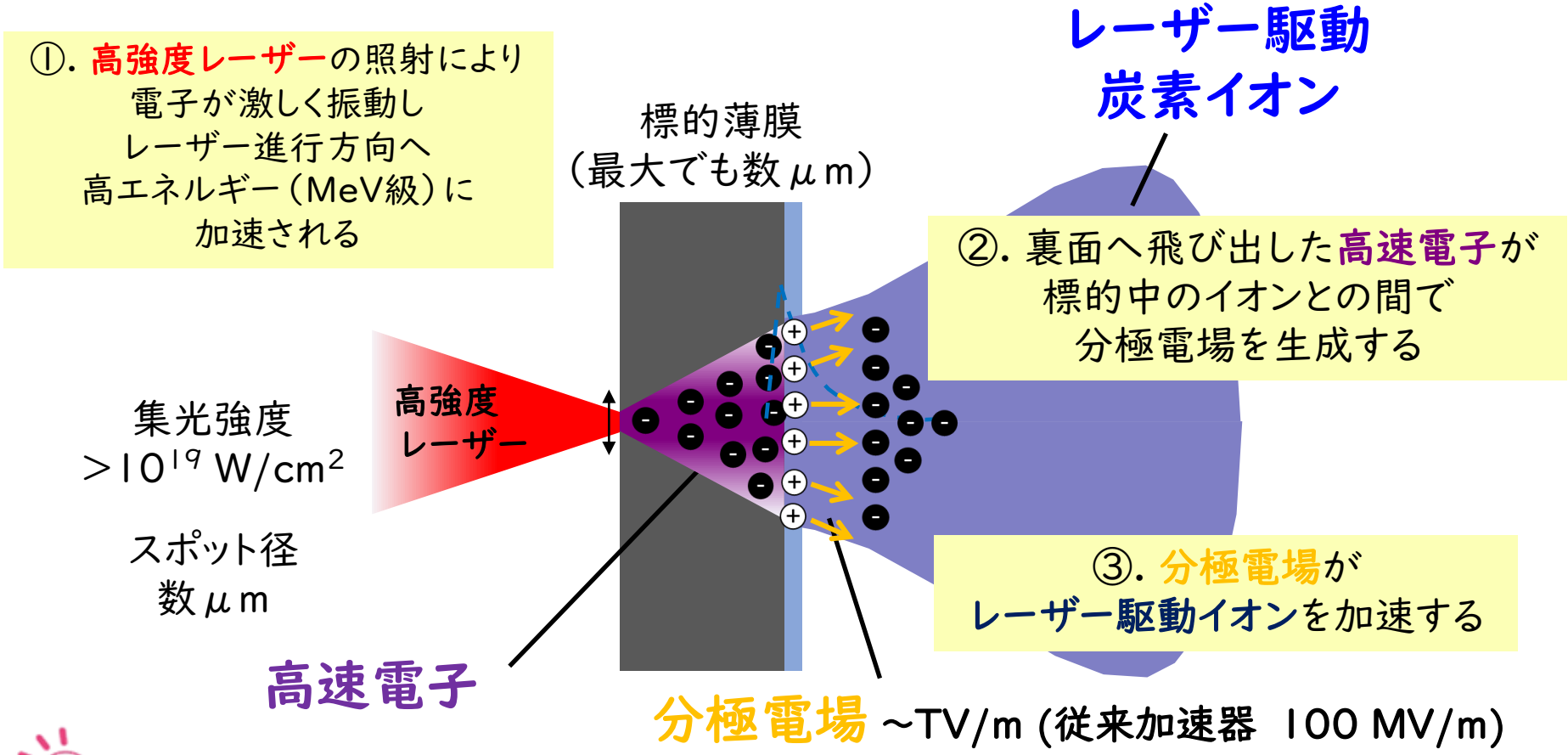
小島　完興

資料作成にご協力いただいた皆様：
QST：榊　泰直上席研究員、近藤　公伯上席研究員
大阪大学レーザー科学研究所：岩田　夏弥教授、千徳 靖彦教授

レーザー駆動イオン加速ってなに？（基礎的なメカニズム）

Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)について

①. 高強度レーザーの照射により
電子が激しく振動し
レーザー進行方向へ
高エネルギー（MeV級）に
加速される



POINT

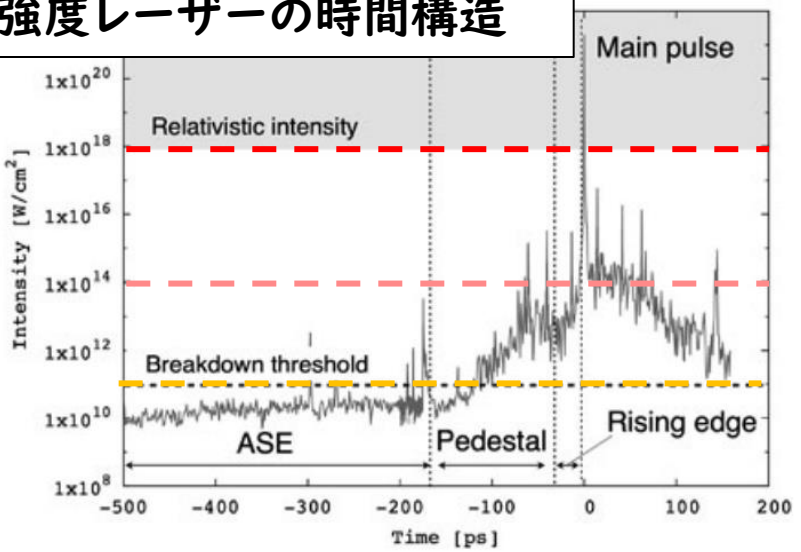
レーザー駆動イオン加速、その裏にある物理現象を詳しく理解しよう

1.1
レーザーとプラズマ

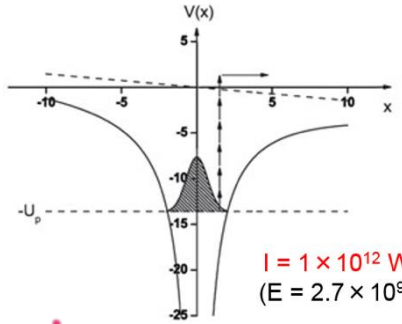
固体標的のプラズマ化

10^{11}～10^{12} W/cm^2
⇒ 原子外殻電子の多光子電離が顕著
10^{14}～10^{15} W/cm^2
⇒ トンネル電離が支配的、
固体表面は即座にプラズマ化
10^{18} W/cm^2
⇒ 電子が光電場で相対論的に振動
（この領域を 相対論的強度領域 と呼ぶ）

高強度レーザーの時間構造

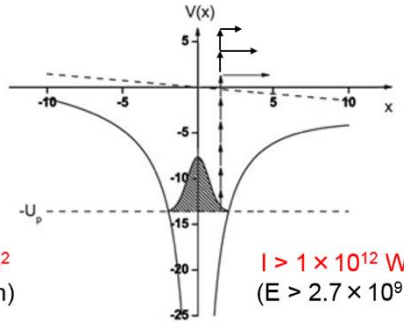


多光子電離
(a) *Multi-Photon Ionization*



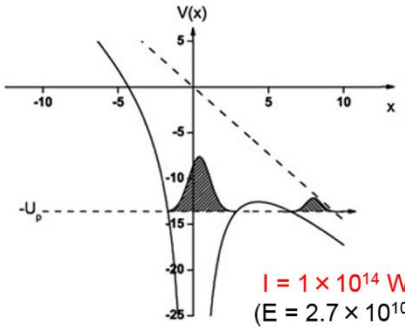
I = 1 × 10^{12} W/cm^2
(E = 2.7 × 10^9 V/m)

超閾電離
(b) *Above Threshold Ionization*



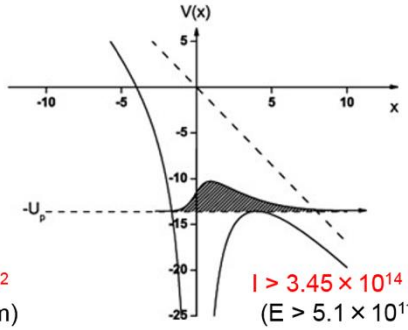
I > 1 × 10^{12} W/cm^2
(E > 2.7 × 10^9 V/m)

トンネル電離
(c) *Tunneling Ionization*



I = 1 × 10^{14} W/cm^2
(E = 2.7 × 10^{10} V/m)

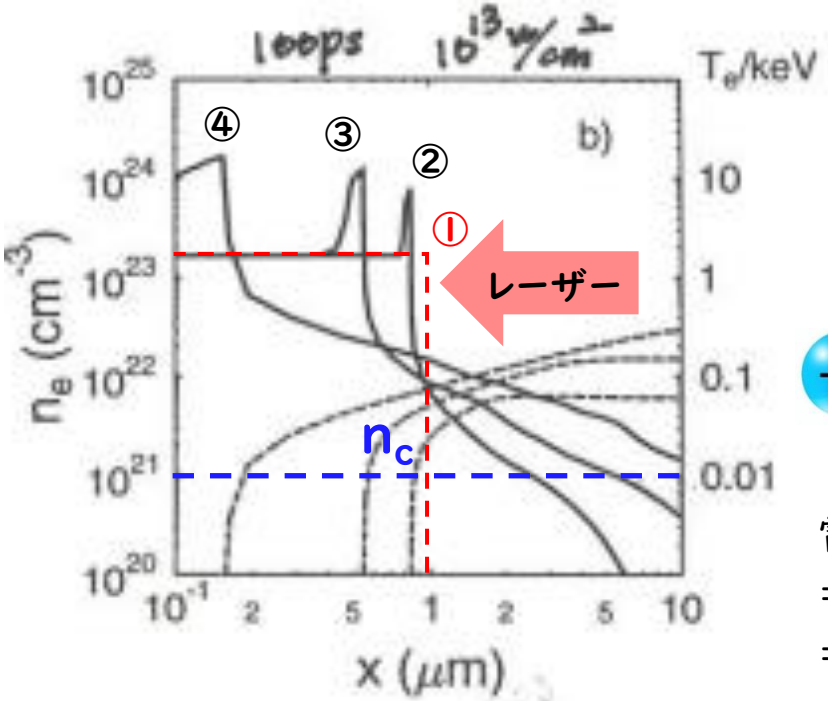
障壁抑制電離
(d) *Barrier Suppression Ionization*



I > 3.45 × 10^{14} W/cm^2
(E > 5.1 × 10^{11} V/m)

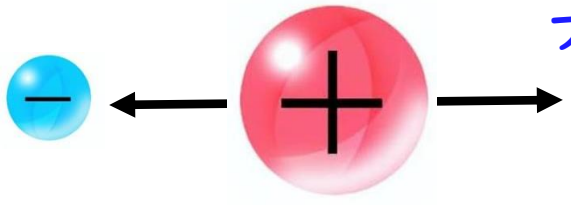
POINT レーザー加速では、原子核の束縛電場に
匹敵する強力な**レーザー電磁場による光電離**が支配的

プラズマ膨張と臨界密度



Short Pulse Laser Interactions with Matter
by Dr. Paul Gibbon

熱くなったプラズマは膨張を始める
⇒固体密度（10^{23}電子/cm^3）の
　プラズマの前に低密度なプラズマ領域が生成
この低密度なプラズマとレーザーの相互作用が重要



プラズマ周波数

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

電子がイオンに対して片寄る
⇒**正電荷と負電荷の中心がずれ**、電場が発生
⇒電場は電子を元の位置に引き戻す「復元力」
⇒電子はこの復元力で**プラズマ振動**する

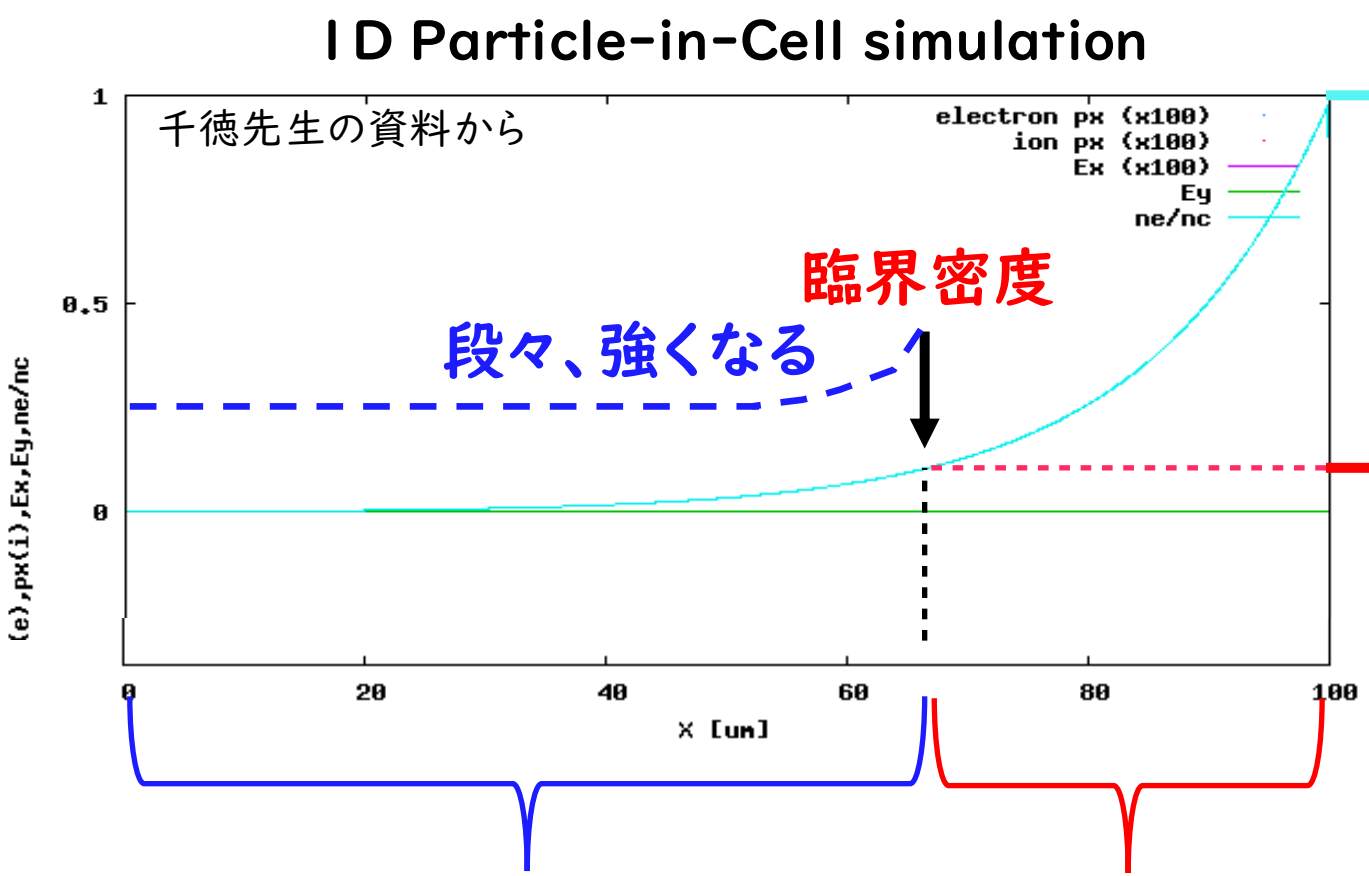
プラズマ密度が高いほどプラズマ周波数も高い
⇒プラズマ振動によって外場（レーザー場）が打ち消される

POINT

レーザー周波数とプラズマ周波数が一致する密度
臨界密度（Critical density）

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \approx 1.1 \times 10^{21} \frac{1}{\lambda_{\mu m}^2} \ \mathrm{cm}^{-3}$$

プラズマ中のレーザー電磁場の伝搬の様子



固体密度

10^{23} electrons/cm^3

臨界密度

10^{21}

electrons/cm^3

● $n_e < n_C$ (Under critical density)

レーザーは透過、

プラズマ内部で波として進行可能

共鳴吸収や逆制動放射吸収が起こる

● $n_e > n_C$ (Over critical density)

レーザーは反射、侵入できない

ただし、相対論効果があれば

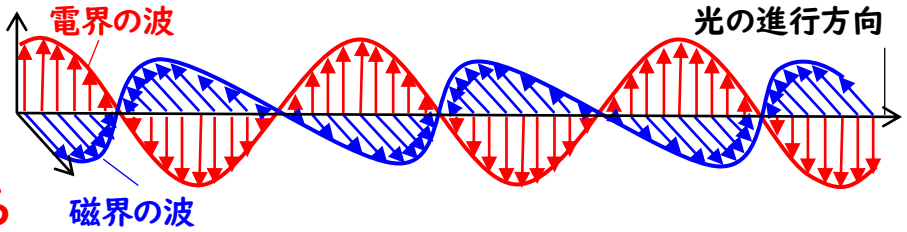
γn_cまで侵入可能

1.2
レーザーによる電子加速

規格化ベクトルポテンシャルと相対論的強度

レーザー強度がどこまで強くなると相対論的効果が出てくるの？

電磁波（平面波）で振動する電子の運動量は $P_{osc} = \frac{eE}{\omega}$
この運動量を光速のときの運動量 $m_e c$ で割る



規格化ベクトルポテンシャル

$$a_0 = \frac{eE}{m_e c \omega} \approx 0.85\sqrt{I_{18}\lambda^2_{\mu m}}$$ **が用いられる**

E： レーザー電場強度
ω： レーザー角振動数
m_e, e, c： 電子質量・電荷・光速
$\lambda_{\mu m}$： レーザー波長 [μm]
I^{18}： レーザー強度を 10^{18} W/cm^{2}で規格化

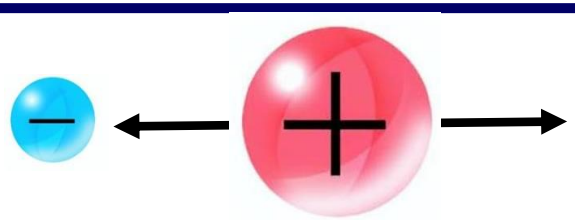
10^{19} [W/cm^2] ⇒ a_0=2.15
10^{20} [W/cm^2] ⇒ a_0=6.8
10^{21} [W/cm^2] ⇒ a_0=21.5
10^{22} [W/cm^2] ⇒ a_0=68
10^{23} [W/cm^2] ⇒ a_0=215

POINT

$a_0 \ll 1$：電子は非相対論的運動（古典的振動）
$a_0 \gtrsim 1$：電子が光速近くで振動 ⇒ 相対論的効果が重要

例えば、レーザー波長を1 μmとすると$a_0 \approx 1$になる
レーザー強度は1.4×10^{18}[W/cm^2]である

規格化ベクトルポテンシャルと相対論的臨界密度（γn_c）



プラズマ周波数

$$\omega_p = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}}$$

レーザー電場によって
電子がイオンを
中心に振動する

レーザー周波数とプラズマ周波数
が一致する密度

臨界密度（Critical density）

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m_e \omega^2}{e^2} \approx 1.1 \times 10^{21} \frac{1}{\lambda_{\mu m}^2} \ \mathrm{cm}^{-3}$$

臨界密度はレーザーの波長（周波数）だけで決まり、強度には直接依存しない

相対論的効果があるとレーザー伝搬できるプラズマ密度にはどんな影響が出るか？

強いレーザー強度では
電子が相対論的効果で質量が重くなり $\langle\gamma\rangle \approx \sqrt{1+\frac{a_0^2}{2}}$

相対論的臨界密度は

$$n_{c,\mathrm{eff}} = \gamma n_c$$

10^{19} [W/cm^2]	$\Rightarrow a_0 = 2.15$	$\Rightarrow \gamma = 1.8$
10^{20} [W/cm^2]	$\Rightarrow a_0 = 6.8$	$\Rightarrow \gamma = 4.5$
10^{21} [W/cm^2]	$\Rightarrow a_0 = 21.5$	$\Rightarrow \gamma = 14$
10^{22} [W/cm^2]	$\Rightarrow a_0 = 68$	$\Rightarrow \gamma = 43$
10^{23} [W/cm^2]	$\Rightarrow a_0 = 215$	$\Rightarrow \gamma = 137$

n_c の100倍まで到達可能

10^{23} electron/ccは固体密度に近い

レーザー電磁場の中での単一電子の運動

レーザー場中の電子の運動方程式

電子（電荷 $-e$、質量 m_e）がレーザーの電磁場（電場 E、磁場 B）から力を受けるとき、運動はローレンツ力に従う。

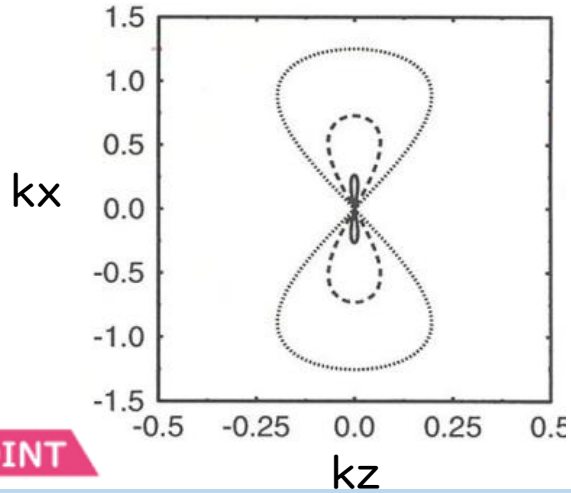
$$\gamma m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right) \qquad \gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v^2/c^2}}$$

ここでレーザー電磁波は**平面波を仮定する** $\mathbf{E}(z,t) = E_0 \cos(kz - \omega t)\,\hat{x}, \quad \mathbf{B}(z,t) = \frac{E_0}{c}\cos(kz - \omega t)\,\hat{y}$

＊磁場による力（第2項）は、電場による力（第1項）と比べて、極端に弱い

電場によってx方向に振動しながら、同時に磁場によってz方向に2倍の周期で振動

低強度レーザー（非相対論的，$a_0 \ll 1$）

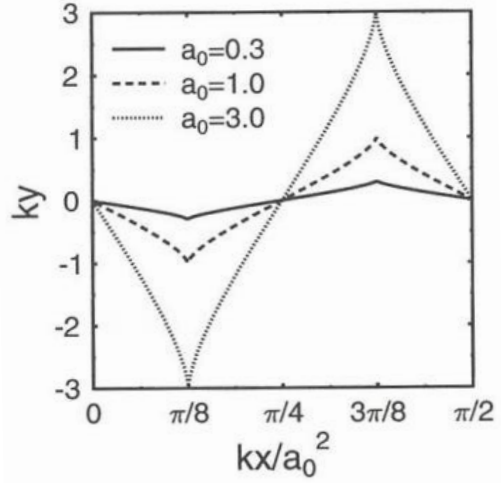


POINT

電子の軌跡は「8の字」を描く

＊高強度でも**平均ドリフト速度で動く慣性系**なら

高強度レーザー（相対論的，$a_0 \geq 1$）



POINT

実験室系で見ると電子はz軸方向（レーザー進行方向）へドリフトする

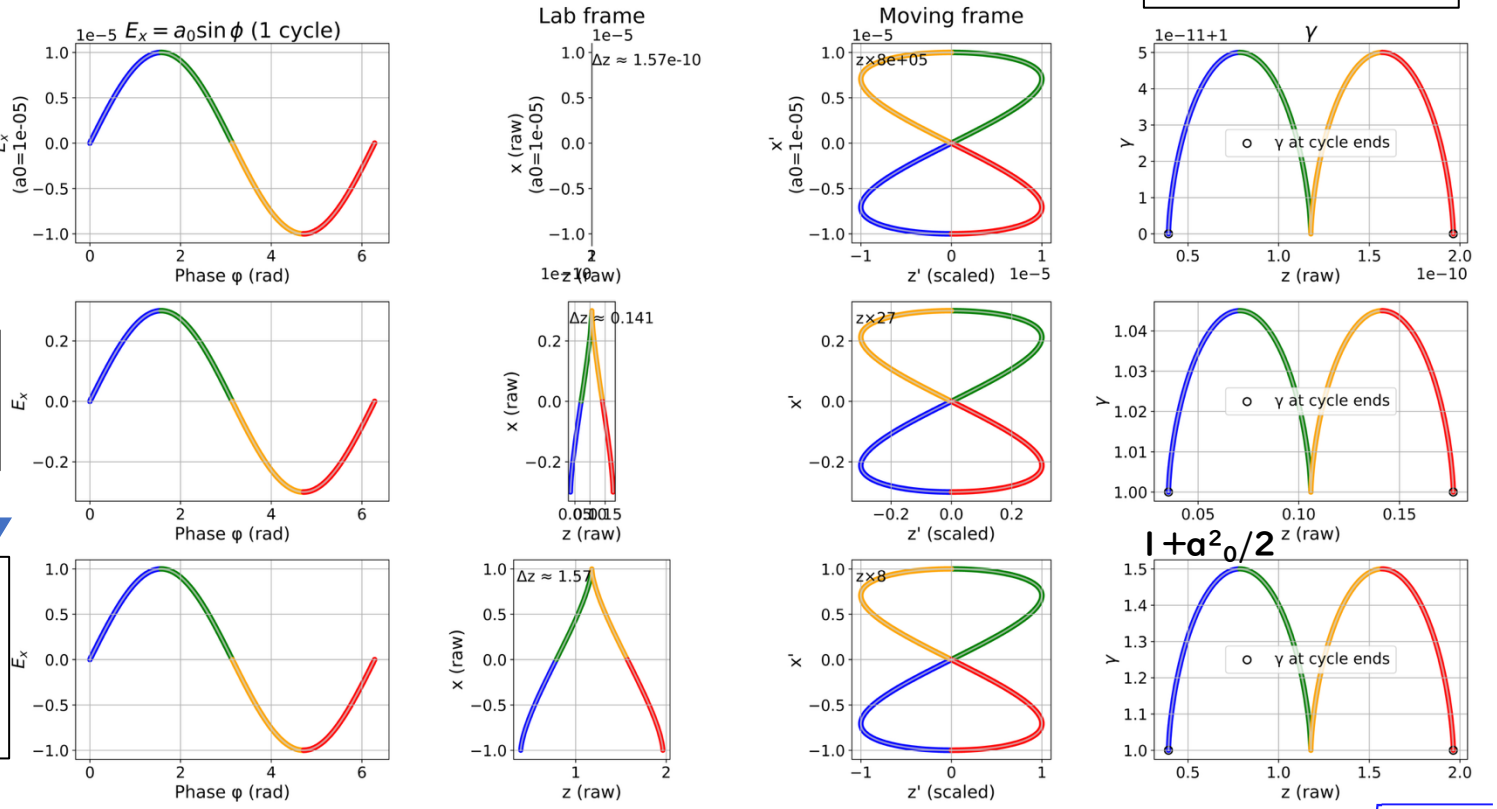
レーザー電磁場（平面波）の中での単一電子の運動

低強度レーザー
（$a_0 \ll 1$）

a_0=0.3
（10^{17} W/cm^2）

高強度レーザー
a_0=1
（10^{18} W/cm^2）

レーザー電場	実験室系	ドリフト速度で動く慣性系	ローレンツ因子（エネルギー）



最大値：$1+\frac{a^2{}_0}{2}$，平均値：$\sqrt{1+\frac{a^2{}_0}{2}}$

POINT

- 慣性系でどんな強度でも、電子は8の字で運動する
- ドリフトで移動はするけど、一周期で速度はゼロになる（加速されない）

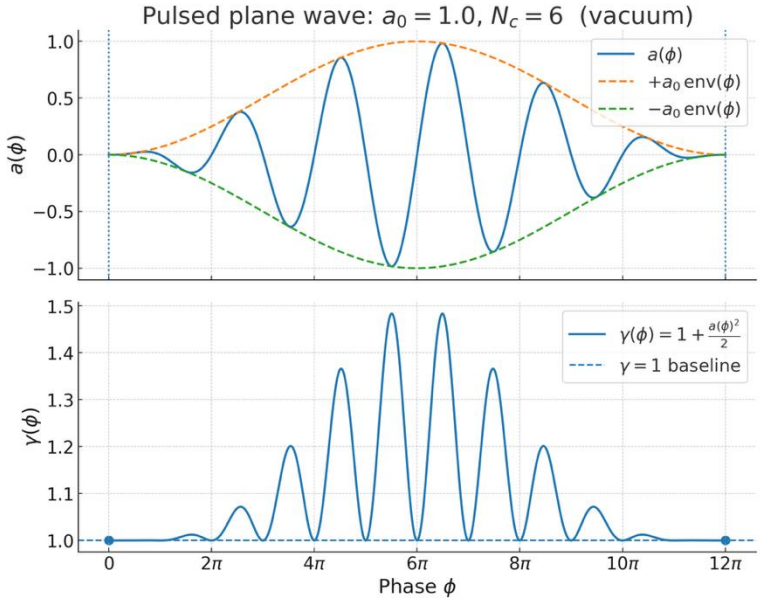


レーザー電磁場による電子の加速

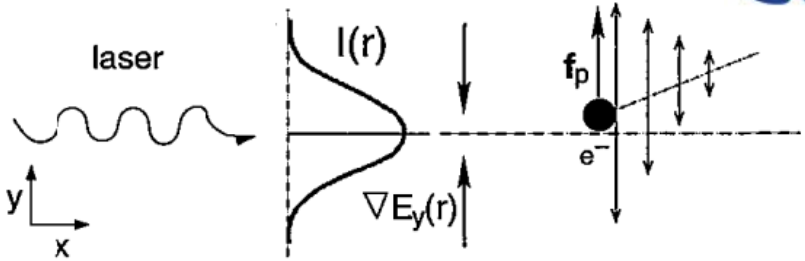
今までの条件、真空 × 無限に続く平面波⇒正味のエネルギー利得はなし（加速されない）

実際にはどうやって、電子は正味のエネルギー利得を得ているか？

パルス？（時間変化）



集光？（空間変化）



強い方（中心）から弱い方（外側）にドリフトするだけ

⇒ポンデロモーティブ力

どちらの場合も正味のエネルギー利得はゼロ（加速できない）

POINT

今までの条件、真空 × 無限に続く平面波×単一電子　この条件も仮定されていた

＋（境界条件なし・静的場なし・電子は場の外から入り外へ出る）

レーザー電磁場による電子の加速

- 境界条件なし　⇒レーザーをプラズマに向かって照射する（境界条件）
- 静的場なし　⇒プラズマ膨張によって静電場や静磁場が発生
- 電子は場の外から入り外へ出る⇒電離で電子を発生、衝突で電子が離脱

プラズマの状態やレーザーの集光強度によって
さまざまな吸収・加熱と電子加速メカニズムが報告されている

メカニズム	主な場所・条件	支配因子	エネルギー吸収様式	生成電子の特徴
逆制動放射 （衝突吸収，古典吸収）	アンダーデンス領域	衝突頻度	レーザー電場に揺られた電子と プラズマ粒子の衝突による加熱	低エネルギー 熱的分布（keV）
共鳴吸収	プリプラズマ・斜入射	P偏光、密度勾配 スケール長	p偏光成分がプラズマ波を励起し 電子にエネルギーを転送	数十 keV 高速電子
真空加熱 （Brunel吸収）	急峻密度勾配	P偏光、急峻勾配	レーザー電場による電子の 真空側への引き出し、 再注入（叩き込み）	数十 keV 高速電子
J×B加熱 （ポンデロモーティブ加熱）	相対論的強度（$a_0 \gtrsim 1$）	v×B力	V×B力による レーザー進行方向へのドリフト	数MeV 高速電子

POINT

- $< 10^{17}$ W/cm^2　：逆制動放射が優勢（ただしfsでは弱い）
- 10^{17}–10^{18} W/cm^2　：共鳴吸収または真空加熱が優勢
- $\gtrsim 2\times10^{18}$（$a_0 \gtrsim 1$）W/cm^2 ：J×B加熱が優勢

J×B加熱（ポンデロモーティブ加熱，v×B力）

仕組み
相対論的強度では**レーザー磁場も無視できず**、
電子が電場により横振動すると同時に **v×B力 でレーザー進行方向へドリフト加速**される

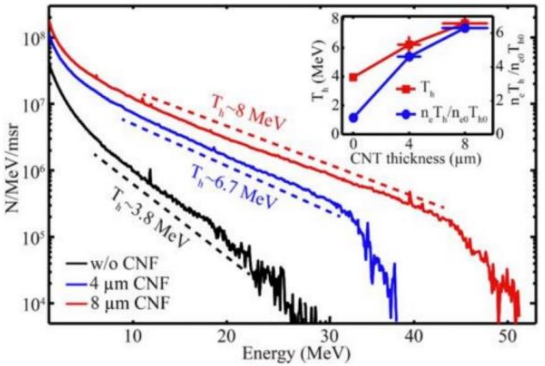
条件
- $a_0 \gtrsim 1$ ($I \gtrsim 2\times10^{18}$ W/cm² @800 nm)
- 偏光・入射角に依存しない
- **相対論的強度領域で普遍的に働く**

特徴
- **レーザー進行方向に指向性のあるMeV電子を加速**
- **超相対論的領域では支配的**
- **衝突によるエネルギー散逸は伴わない。**
- **加速される電子のエネルギー分布は指数分布 exp(-E/Te)**
- 得られる電子の典型的な勾配温度は

$$T_e = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + a_0^2} - 1 \right)$$

$$\gamma m_e \frac{d\mathbf{v}}{dt} = -e\left(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}\right)$$

低強度でも利く　　高強度で利く



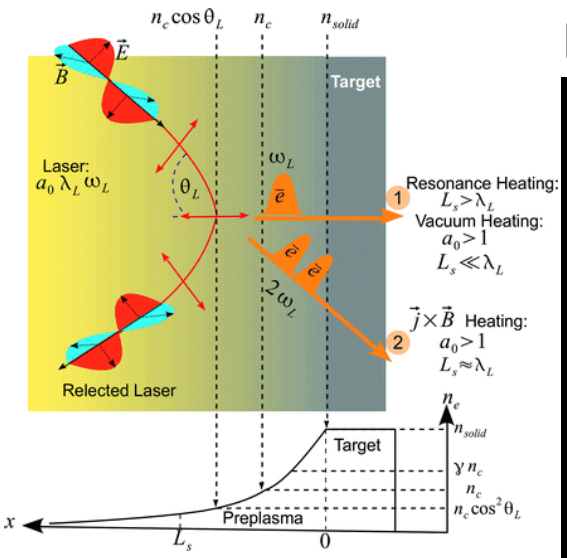
Low-density targets enhances electron heating (…but also ultrathin, mass limited etc.)

Bin, J. H., et al. *Phys. Rev. Lett.* 120.7 (2018): 074801.

Wilks, S. C., Kruer, W. L., Tabak, M., Langdon, A. B. "Absorption of ultra-intense laser pulses" Phys. Rev. Lett. 69, 1383 (1992).

電子加速メカニズムの比較

指向性・バンチ周期

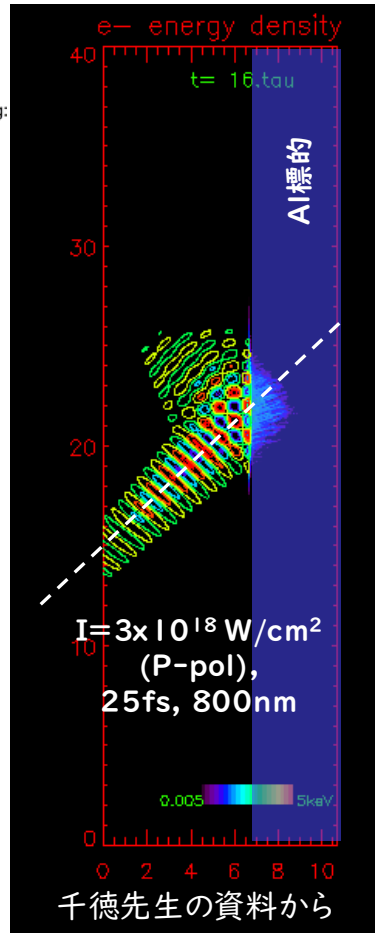


Energetic Electron Generation and Transport in Intense Laser-Solid Interactions | SpringerLink

共鳴吸収・真空加熱
⇒標的垂直方向

J×B加熱
⇒レーザー軸方向

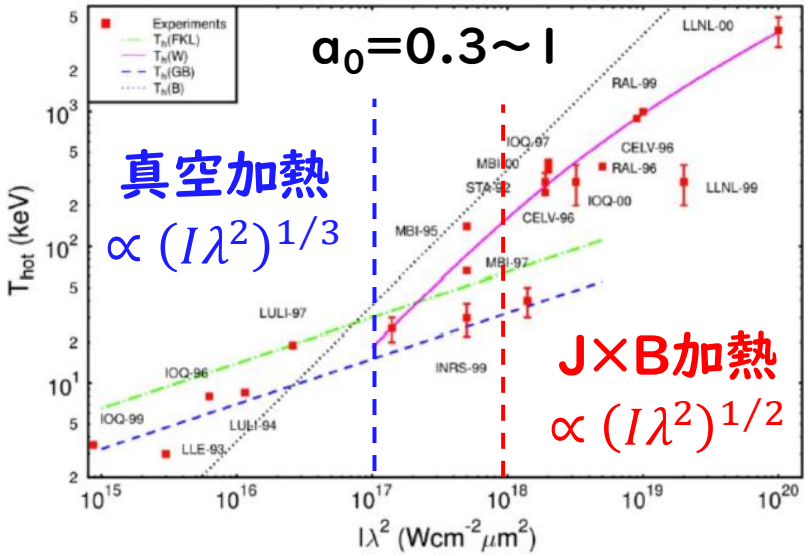
高強度レーザーと
固体（Al）の相互作用



千徳先生の資料から

レーザー強度 vs 電子エネルギー

(Fig. 5.19 from Gibbon)



$$T_h^{\mathrm{GB}} \simeq 7\left(I_{16}\lambda^2\right)^{1/3}, \qquad \text{真空加熱} \qquad (5.85)$$

$$T_h^{\mathrm{W}} \simeq mc^2(\gamma-1) = mc^2\left[\left(1+\frac{p_{os}^2}{m^2c^2}\right)^{1/2}-1\right] \simeq 511\left[\left(1+0.73I_{18}\lambda_\mu^2\right)^{1/2}-1\right]\ \mathrm{keV}. \qquad (5.86)$$

J×B加熱

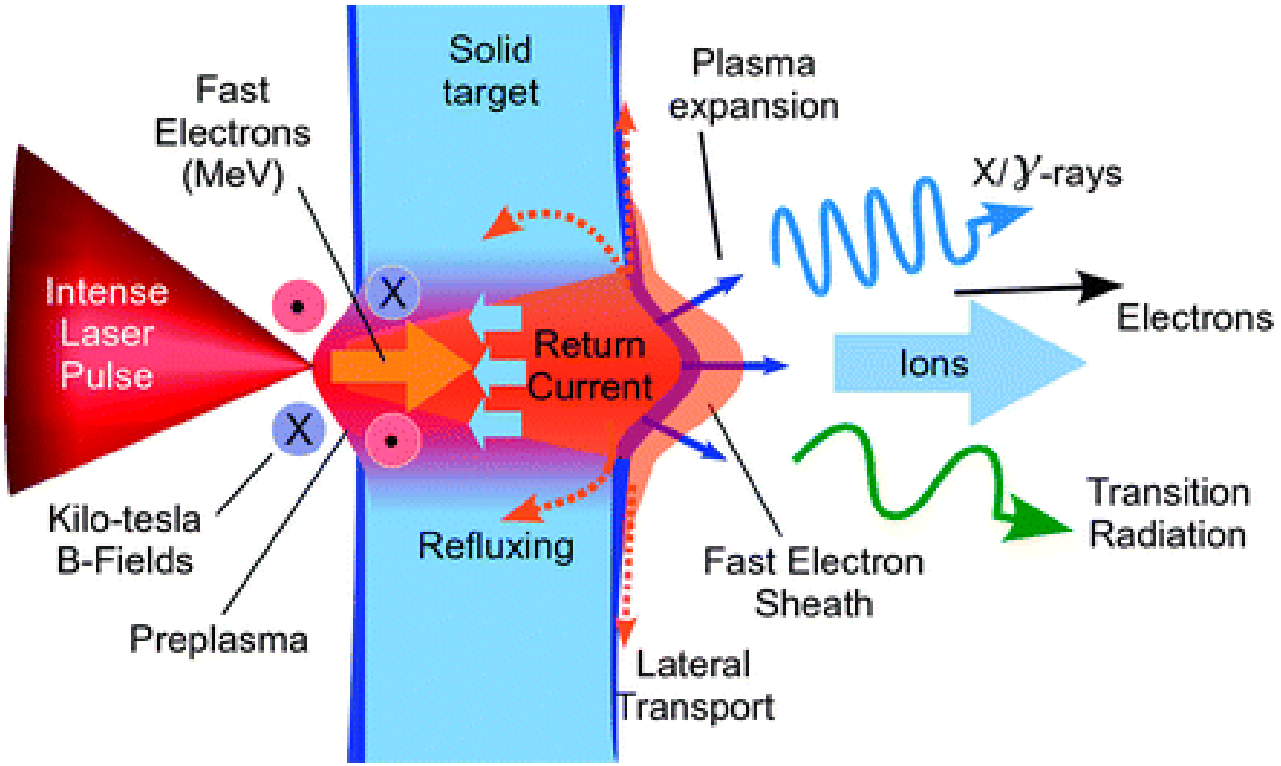
1.3
高密度電子流のプラズマ中の輸送

標的中の高密度電子流の輸送

J×B加速で得られる**高速電子流の電流密度**は典型的に 10^{12}–10^{13} A/m^2

1Jのレーザー光の5%の効率で高速電子流に変換されたとき、

電流値は5MA（100fs, 100keV, 25μm径）になる



POINT

Energetic Electron Generation and Transport in Intense Laser–Solid Interactions | SpringerLink

このような高密度電子流の振る舞いは、

電子の個別効果よりも 電子の集団効果（電流としての振る舞い）が支配的になる

高速電子流の裏面への輸送

電子の個別効果

1. 衝突散乱（Coulomb scattering）

- 高速電子は標的内部で **電子–イオン、電子–電子のクーロン散乱** を受ける
- 典型的な数 μm～数十 μm 厚の固体では大部分のMeV電子は貫通する

⇒モンテカルロ法で計算できる物理効果

電子の集団効果（電流としての振る舞い）

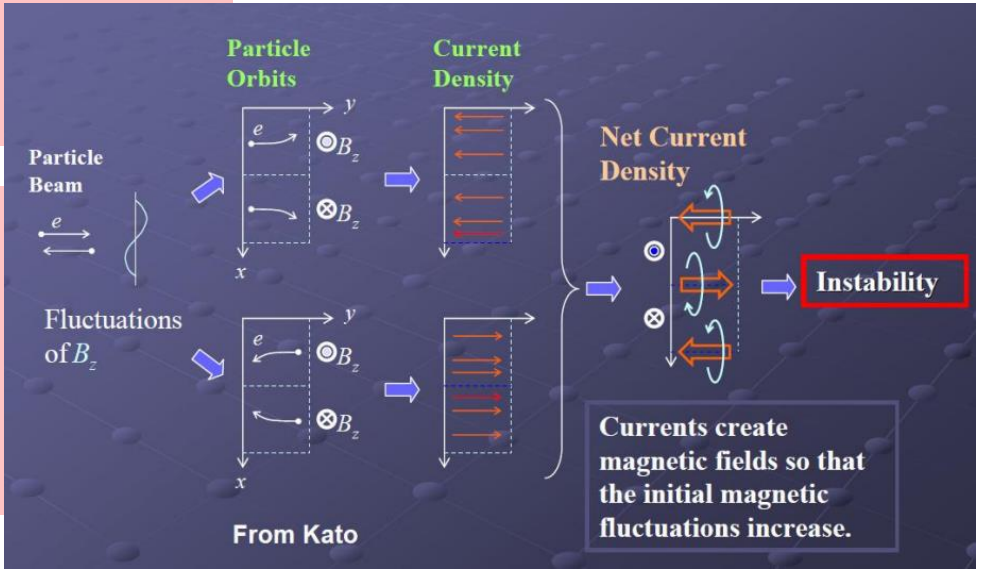
2. 自己生成磁場（Self-generated B-fields）

高速電子流が数百テスラに達する磁場が生成
⇒磁場が電子流をピンチして強める
⇒電子流は**フィラメント化し集まる**
（**Weibel不安定性**）

3. 抵抗電場（Resistive electric field）

打ち消すためのリターン電流
（**抵抗あり**）が流れる⇒**抵抗電場**が生成
この抵抗電場は高速電子流をブレーキ
エネルギー損失や広がりを与える

加藤恒彦先生（広島大学）資料から

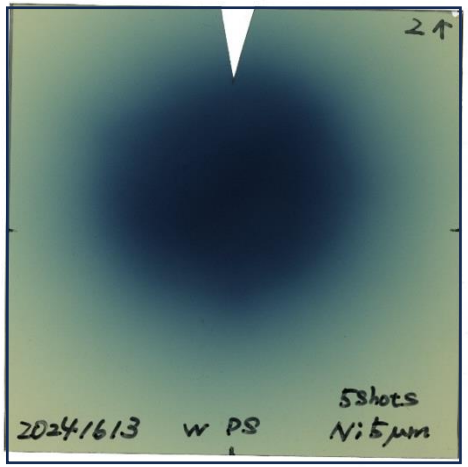


高速電子流の裏面への輸送がイオン加速に与える影響

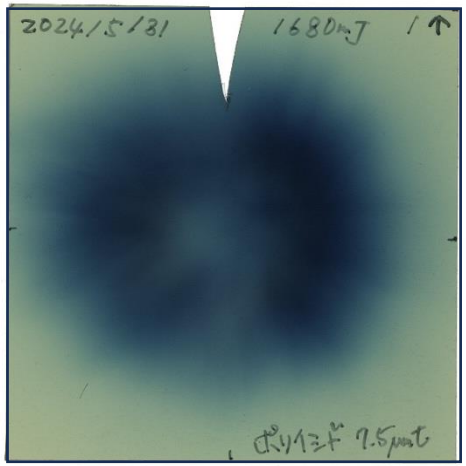
項目	導電体	絶縁体
衝突散乱	大きい×	少ない○
自己磁場	○中和 （リターン電流◎） → 磁場弱	× リターン電流なし → 磁場強・フィラメント化
抵抗電場	ρ（小さい） → 抵抗電場 ○	ρ（大きい） → 抵抗電場 ×

$$\frac{\rho R_{\mathrm{Ni}}}{\rho R_{\mathrm{PI}}} \approx 4.2$$

ニッケルはポリイミドの約4倍のρR



Ni 5μm（導電体）

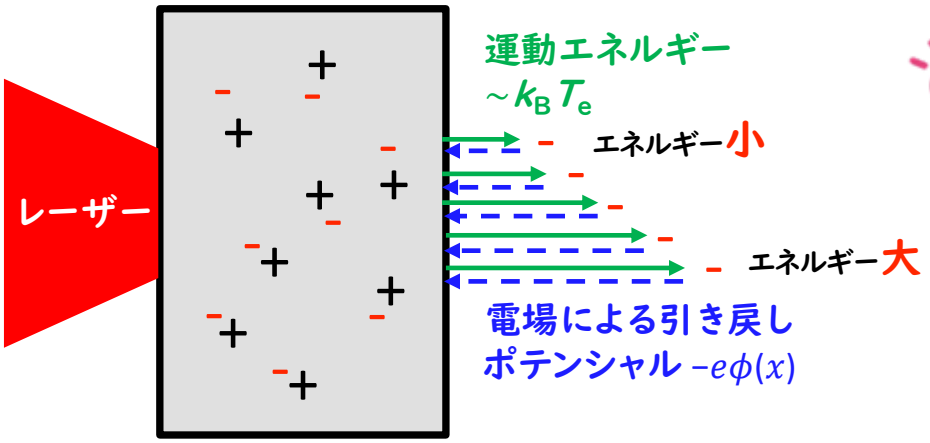


ポリイミド 7.5μm（絶縁体）

1.4
標的裏面でのシース場の形成

標的裏面でのシース場の形成

シース場はどれくらいの強度・長さで発生するのか？



POINT

電子が飛び出す力$k_B T_e$
と引き戻す力$-e\phi(x)$が
バランスする位置まで電子は飛び出す

標的裏面に到達した高速電子の密度分布は
ボルツマン分布で近似できる：
（ポテンシャルΦ(z)によって粒子がどのように分布するか？）

$$n_e(z) = n_{e0} \exp\left(\frac{e\phi(z)}{k_B T_e}\right),$$

ポアソン方程式
（粒子分布によってどんなポテンシャルΦ(z)が生成するか？）

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{e\, n_e(z)}{\varepsilon_0}$$

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(n_0 - n_0\, e^{e\phi/k_B T_e}\right) = \frac{n_0 e^2}{\varepsilon_0 k_B T_e}\,\phi \quad \text{（線形化）},$$

ここで $\exp(e\phi/k_B T_e) \approx 1 + \frac{e\phi}{k_B T_e}$ （$|e\phi| \ll k_B T_e$）を使い、

$$\frac{d^2\phi}{dz^2} = \frac{\phi}{\lambda_D^2}, \qquad \lambda_D \equiv \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_0 e^2}}.$$

シース場はデバイ長で指数的に減衰する
（典型的には100nm～1μm）

裏面に到達した高速電子の空間分布の実験的観測

O Jäckel et al 2010 New J. Phys. 12 103027

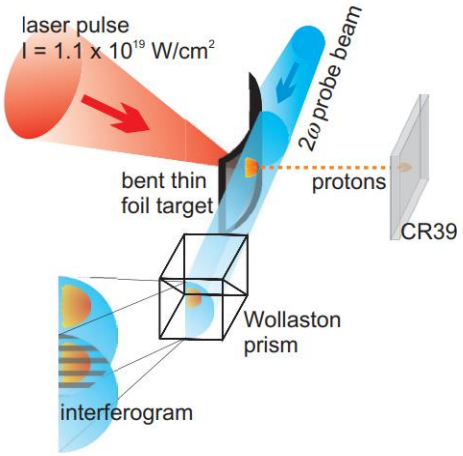


Figure 1. Schematic overview of the experimental setup.

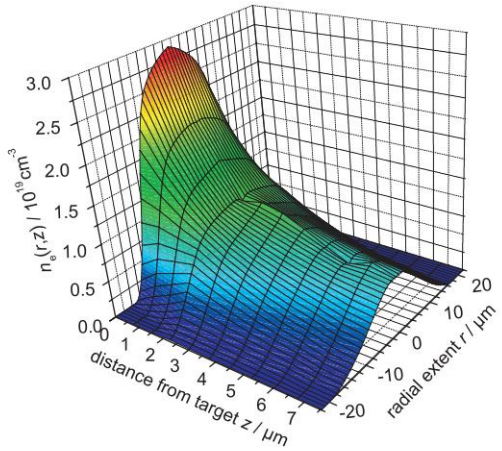


Figure 2. Electron density distribution of the electron sheath at the rear surf
of the target foil recorded at a time step t_0.

加速過程の立ち上がり直後（100 fsスケール）での初期の電子分布

- 10 TW Ti:sapphire (500 mJ, 80 fs, 800 nm)
- 集光強度 ~1.1×10^{19} W/cm²。
- ターゲット: 厚さ 6 µm のチタン箔

裏面に裏面に到達した高速電子の空間分布を光学干渉計で計測した

標的裏面に到達した高速電子の密度分布はボルツマン分布で近似できる:

$$n_e(z) = n_{e0}\exp\left(\frac{e\phi(z)}{k_B T_e}\right), \qquad \frac{d^2\phi}{dz^2} = -\frac{e\,n_e(z)}{\varepsilon_0}$$

ポアソン方程式 + ボルツマン分布をn_eについて解くことで
1次元 ポアソン・ボルツマン解

$$n_e(z>0) = n_{e0}\exp\left\{-2\ln\left(1+\frac{z}{\sqrt{2e}\,\lambda_D}\right)-1\right\}$$

を得る

この式から予測されるように、電子の密度分布は**指数的減衰**する

POINT

実験結果を上記の関数でフィットすると
電子密度 $n_{e0} \approx 8.4\times10^{19}$ cm^{-3} (0.1n_c)
Debye長 $\lambda_D = 1.0 \pm 0.2$ µm
電子温度 $k_B T_e = 1.5\pm0.4$ MeV
横方向は ガウス分布（FWHM ≈ 21 µm）
レーザーの集光径の4〜5倍程度

裏面に到達した高速電子が発生するシース場

O Jäckel et al 2010 New J. Phys. 12 103027

シース電場は、ターゲット背面（境界）における電位勾配

ここで

$\phi(z)$：静電ポテンシャル

$$E(z) \equiv -\frac{d\phi}{dz}, \quad E_{\mathrm{TNSA}} \equiv E(z=0)$$

z=0：ターゲット背面位置（境界条件を課す点）

つまり「背面境界での電位の傾き」がシース電場の定義

高速電子の密度分布がポアソン・ボルツマン解に従うとき

シース電場の式

$$E_{\mathrm{TNSA}} = \sqrt{\frac{2}{e_N}}\sqrt{\frac{k_B T_e\, n_{e0}}{\varepsilon_0}}$$

$$T_e = 1.5\ \mathrm{MeV},$$

$$n_{e0} = 8.4 \times 10^{19}\ \mathrm{cm}^{-3}$$

T=0,Z=0(標的裏面)に予測されるシース場

$$E_{\mathrm{TNSA}} = (1.1 \pm 0.4)\ \mathrm{TV/m}$$

POINT

小型の高強度レーザーシステムで
TV/m級のシース場が発生する

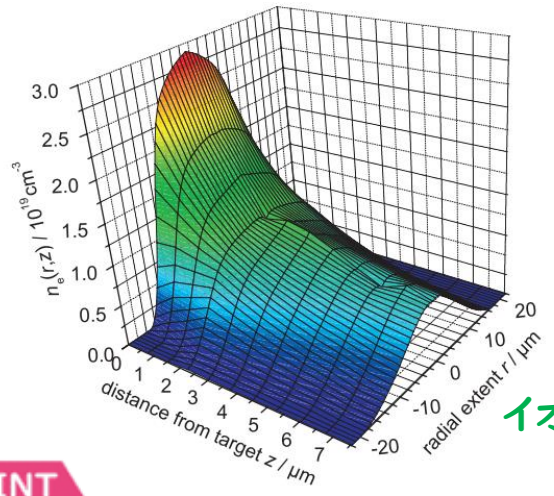
1.5

Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)

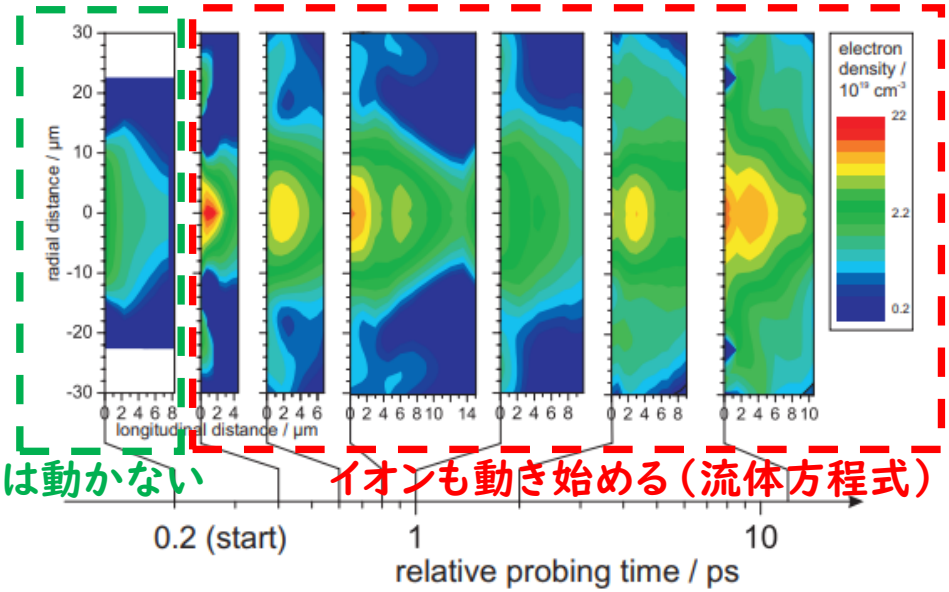
高速電子の移動とシース場の時間発展

O Jäckel et al 2010 New J. Phys. 12 103027

最初期（t=0.2）の
高速電子の空間分布



高速電子の空間分布の時間発展



POINT

最初期（t=0.2）は、電子のエネルギーと自己生成電場の釣り合いで決まる
それ以降（t>0）は、電子が膨張して空間的・時間的に大きく広がるため、
初期の静的1D解では正しく表せない

⇒ プラズマが真空中へ膨張しながらイオンを加速するモデル

- 等温膨張モデル (Jean Mora, Phys. Rev. Lett. 90, 185002, 2003)
- 断熱膨張モデル (Murakami & Basko Phys. Plasmas 13, 012105, 2006)

等温膨張モデル (Mora 2003)について

(a)イオン流体方程式

連続の式

$$\frac{\partial n_i(z,t)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z}\left(n_i(z,t)\, v_i(z,t)\right) = 0$$

運動方程式

$$\frac{\partial v_i(z,t)}{\partial t} + v_i(z,t)\frac{\partial v_i(z,t)}{\partial z} = -\frac{Ze}{m_i}\frac{\partial \phi(z,t)}{\partial z}$$

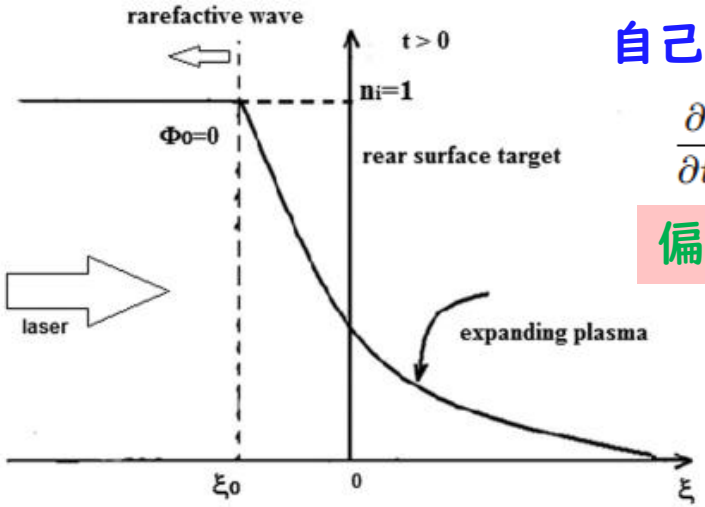
シース場

(b) 電子分布（ボルツマン分布）

$$n_e(z,t) = n_{e0}\exp\left(\frac{e\,\phi(z,t)}{k_B T_e}\right)$$

(c) ポアソン方程式）

$$\frac{\partial^2 \phi(z,t)}{\partial z^2} = -\frac{e}{\varepsilon_0}\left(Z n_i(z,t) - n_e(z,t)\right)$$



D. Bennaceur-Doumaz et al., J. Appl. Phys. 117, 043303 (2015)

自己相似化と無次元化　$\eta \equiv \frac{z}{c_s t}$,　$c_s = \sqrt{\frac{Zk_BT_e}{m_i}}$　音速

等温だから音速は一定

$$\frac{\partial}{\partial t} = -\frac{\eta}{t}\frac{d}{d\eta}, \qquad \frac{\partial}{\partial z} = \frac{1}{c_s t}\frac{d}{d\eta}.$$

偏微分方程式⇒常微分方程式に変わって解きやすくなる

最終的にイオンの膨張フロントの速度

$$\frac{v_f(t)}{c_s} = 2\,\mathrm{asinh}\left(\frac{t}{\tau}\right) = 2\ln\left(\frac{t}{\tau} + \sqrt{1+\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}\right).$$

POINT

イオンの最大エネルギーを予測する式

$$E_{\max}(t) = \tfrac{1}{2}m_i v_f^2 = 2\,Z\,k_B T_e\left[\ln\left(\frac{t}{\tau} + \sqrt{1+\left(\frac{t}{\tau}\right)^2}\right)\right]^2.$$

高速電子の移動とシース場の時間発展

◆ 等温膨張モデル (Mora 2003)

・仮定：電子温度 T_e=const
・結果：最大イオンエネルギー

$$E_{\max}(t) \approx 2T_e \left[\ln\left(\tau_{\rm acc} + \sqrt{1+\tau_{\rm acc}^2}\right)\right]^2$$

＊時間に対して無限に伸び続ける

⇒実際には「有限時間で打ち切る制約」が必要。外部から「加速が終了する時間」を導入
・例：Fuchs 2006 では

「加速時間 $\tau_{\rm acc}\approx 1.3\tau_{\rm L}$（$\tau_{\rm L}$:レーザーパルス幅）」 経験的に制限

◆ 断熱膨張モデル (Murakami & Basko 2006 など)

・仮定：電子は外からエネルギーを供給されず、断熱的に冷却する
・温度：$T_e(t) \propto t^{-\alpha}$ $(\alpha \sim 1-2)$ ・結果：電場も $E(t) \propto \sqrt{n_e T_e}$ と減衰

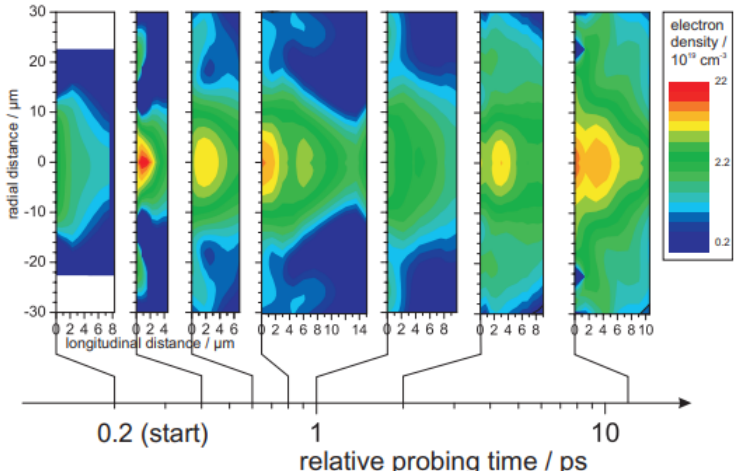
$$E_{\max} \simeq \varepsilon_0 \, W\left(\frac{\Lambda^2}{2}\right)$$

- $W(x)$：Lambert W 関数
- $\varepsilon_0 \approx \frac{2Zk_BT_{e0}}{\nu(\gamma-1)}$
  - T_{e0}：初期電子温度
  - Z：イオン電荷
  - γ：断熱指数（非相対論的 5/3、相対論的 4/3）
  - ν：幾何次元（平板 1、円柱 2、球 3）
- Λ：無次元加速パラメータ（電子・イオンの密度比や膨張時間から決定）

⇒イオンエネルギーは
時間が経つと自然に飽和する

高速電子の移動とシース場の時間発展

O Jäckel et al 2010 New J. Phys. 12 103027

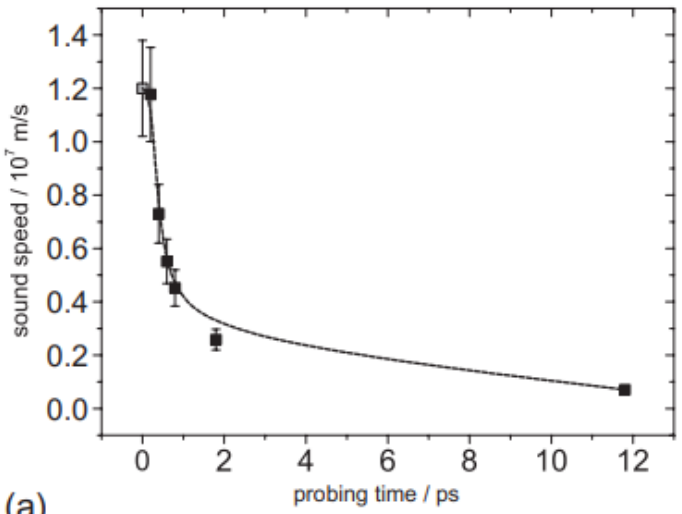


一定密度の等高線の時間変化から

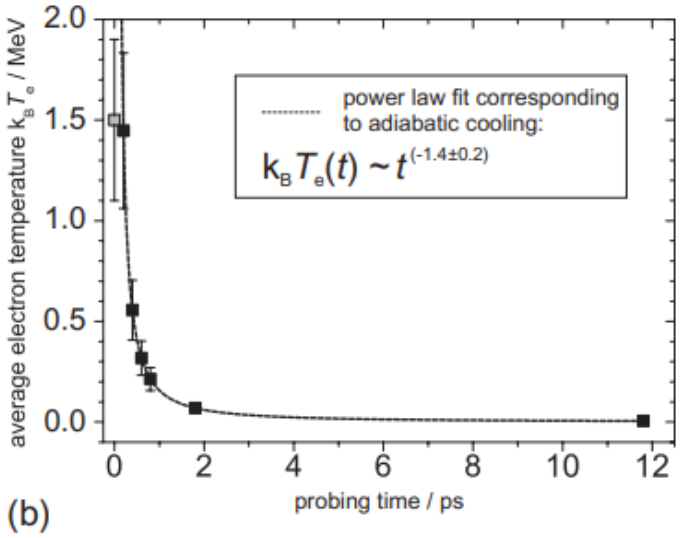
$$\dot{z}(t, n_e = \text{const}) = c_s(t) = \sqrt{\frac{Z\, k_B T_e(t)}{m_i}}$$

とみなし、観測された**等値線の移動速度**
＝音速 $c_s(t)$ を測って $T_e(t)$ を求めた

音速（プラズマの移動）



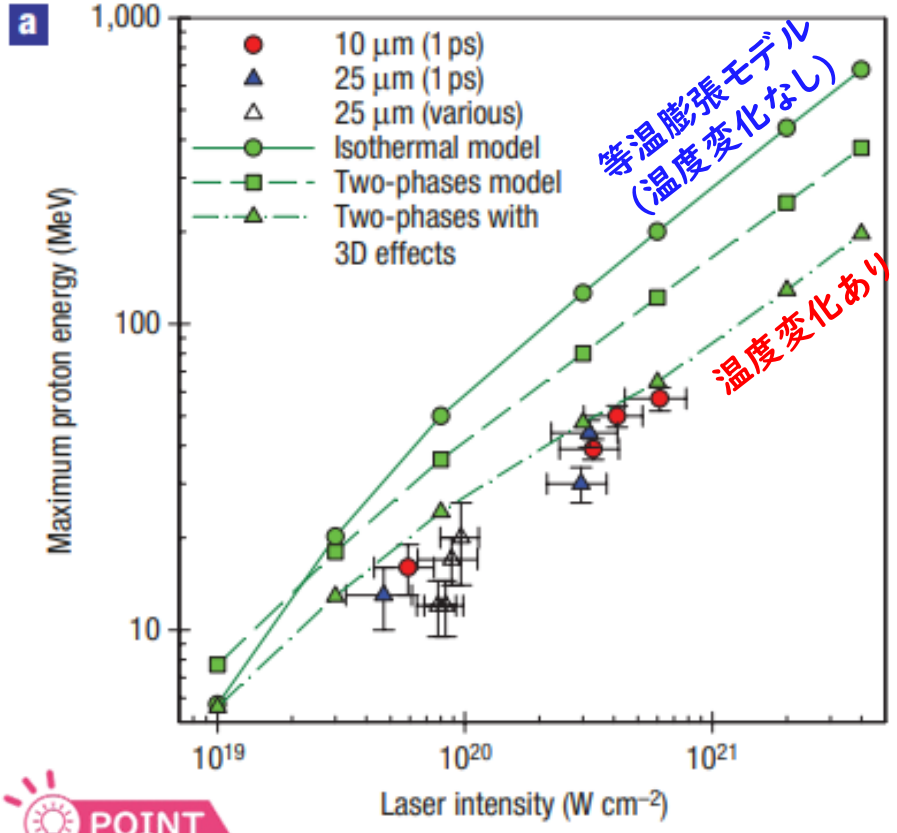
電子温度



POINT

$T_e(t) \sim t^{-1.4}$で時間ともに減衰する断熱膨張モデルでよく再現できる

TNSAで加速されるイオンビームの特徴



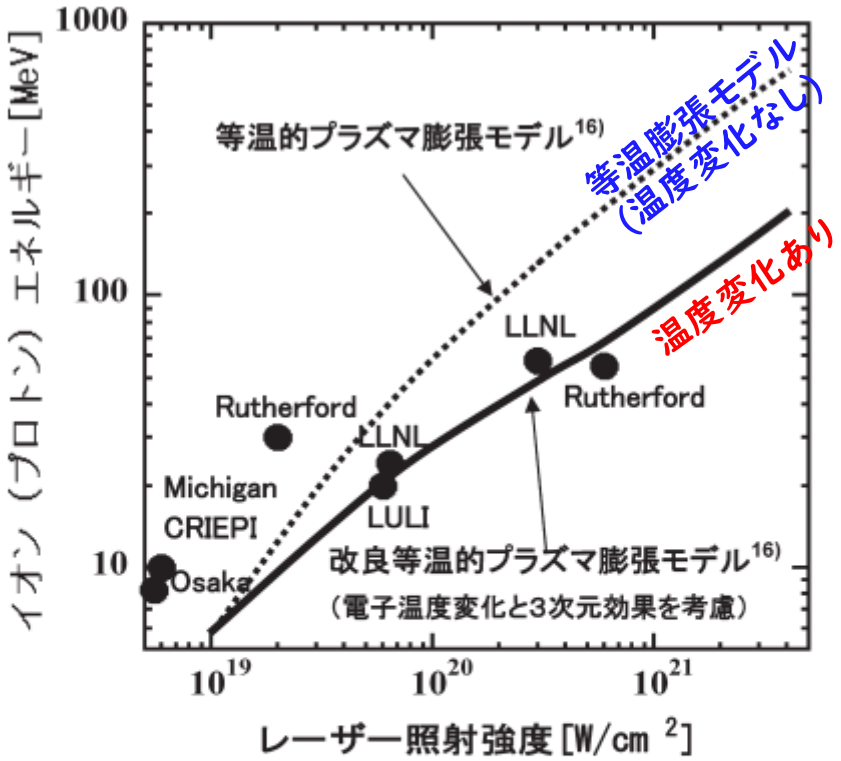


図3　レーザーイオン加速のスケーリング（等温的プラズマ膨張スキーム領域）．レーザー照射強度に対する最大イオン（プロトン）エネルギーの等温的プラズマ膨張スキームにおける加速のスケーリング．レーザー照射強度の大きい領域では，電子温度の変化と三次元的効果を考慮して修正された等温的プラズマ膨張モデルがよく実験結果と一致する[16)]．なお，本来のスケーリングにはレーザー波長の影響を考慮せねばならない．

POINT

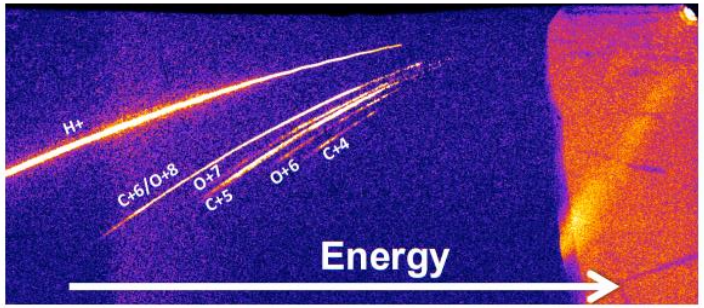
等温膨張モデルによる予測は、
実験値と比べて最大エネルギーを
過大に評価する傾向がある

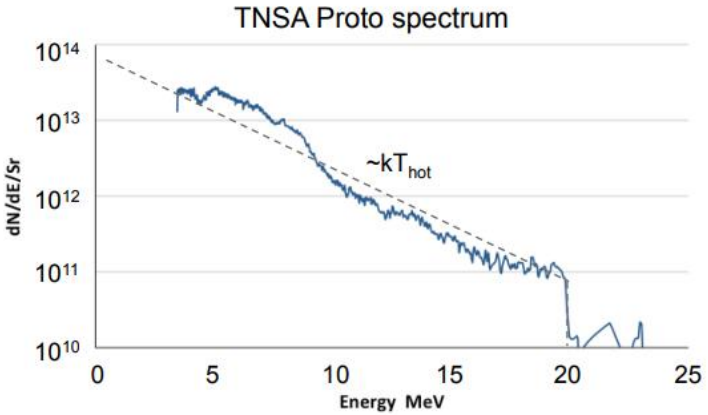
⇒温度減少や3次元の電子の輸送効果を導入

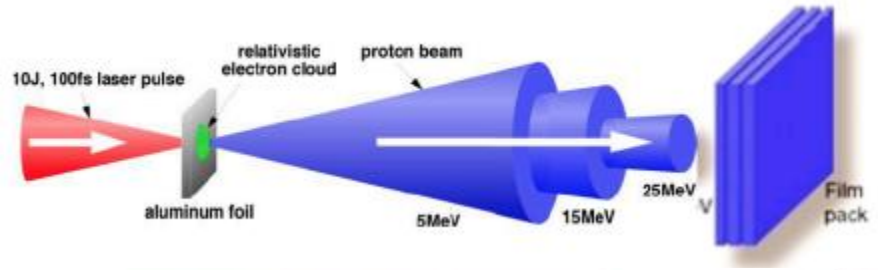
TNSAで加速されるイオンビームの特徴

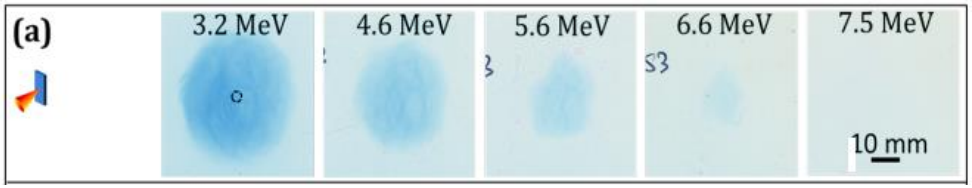
POINT

- 加速距離　~数十 μm
- 加速電場　~10^{12} V/m
- 多イオン種、広いエネルギースペクトル
- 短パルス性（100 ps 未満）
- 発散ビーム（数十度）
- 低エミッタンス　0.1 π mm･mrad @ ＞15 MeV
- 高輝度　10^{11}–10^{13} 個の陽子（イオン）@1ショット

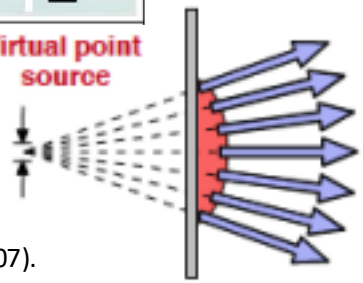




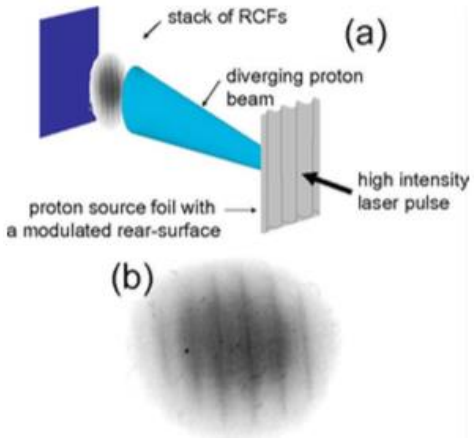




S. Kar et al., Nat. Com. 7, 10792 (2016)



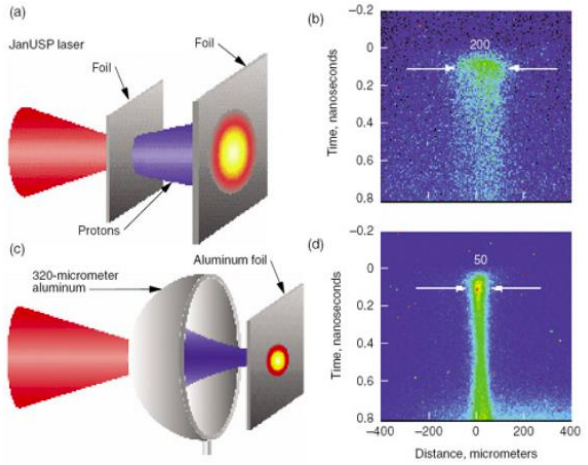
Laminar source



Emittance growth mechanisms for laser-accelerated proton beams,
Kemp, A., Fuchs, J., Sentoku, Y., Sotnikov, V., & Bakeman, M., PRE (2007).

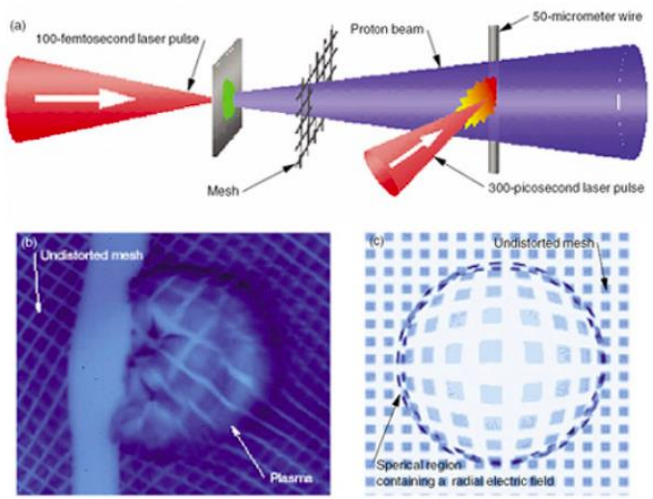
TNSAで加速されるイオンビームの応用①

陽子線による等容積加熱
（プラズマが広がる前に一瞬で加熱）



(a) Layout for the proton-beam experiments using the Janus ultrashort-pulse (JanUSP) laser. When JanUSP irradiates an aluminum foil, it creates a proton beam that then heats a second foil. Both foils are 10 micrometers thick, and the second foil is placed 250 micrometers behind the first. (b) The plasma created in the second foil is almost 200 micrometers in diameter. (c) Layout for the experiments with a curved target. (d) When the target's rear surface is curved, the laser produces a focused proton beam that is 50 micrometers in diameter and almost 10 times more powerful than the beam produced with a flat target.

電磁場のプロトンラジオグラフィー



(a) Another particle-deflection technique uses a single grid to subdivide protons into hundreds of small proton beamlets. (b) Proton radiograph of plasma created by a 300-picosecond laser pulse on a 125-micrometer-thick wire shows the plasma magnified and distorted because of the plasma's electric and magnetic fields. The pattern is similar to (c) a hybrid code simulation of protons propagating through a spherical region that contains a radial electric field, which reproduces the essential features of the experiment.

https://str.llnl.gov/str/December03/Patel.html

電磁場のプロトンラジオグラフィー
TOFを利用した時間発展計測

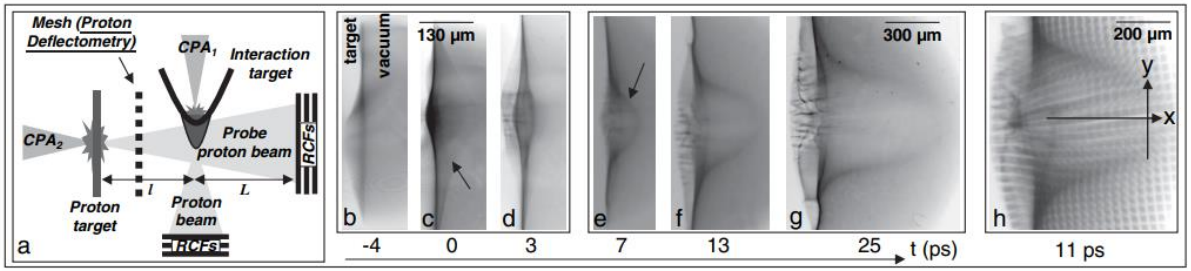


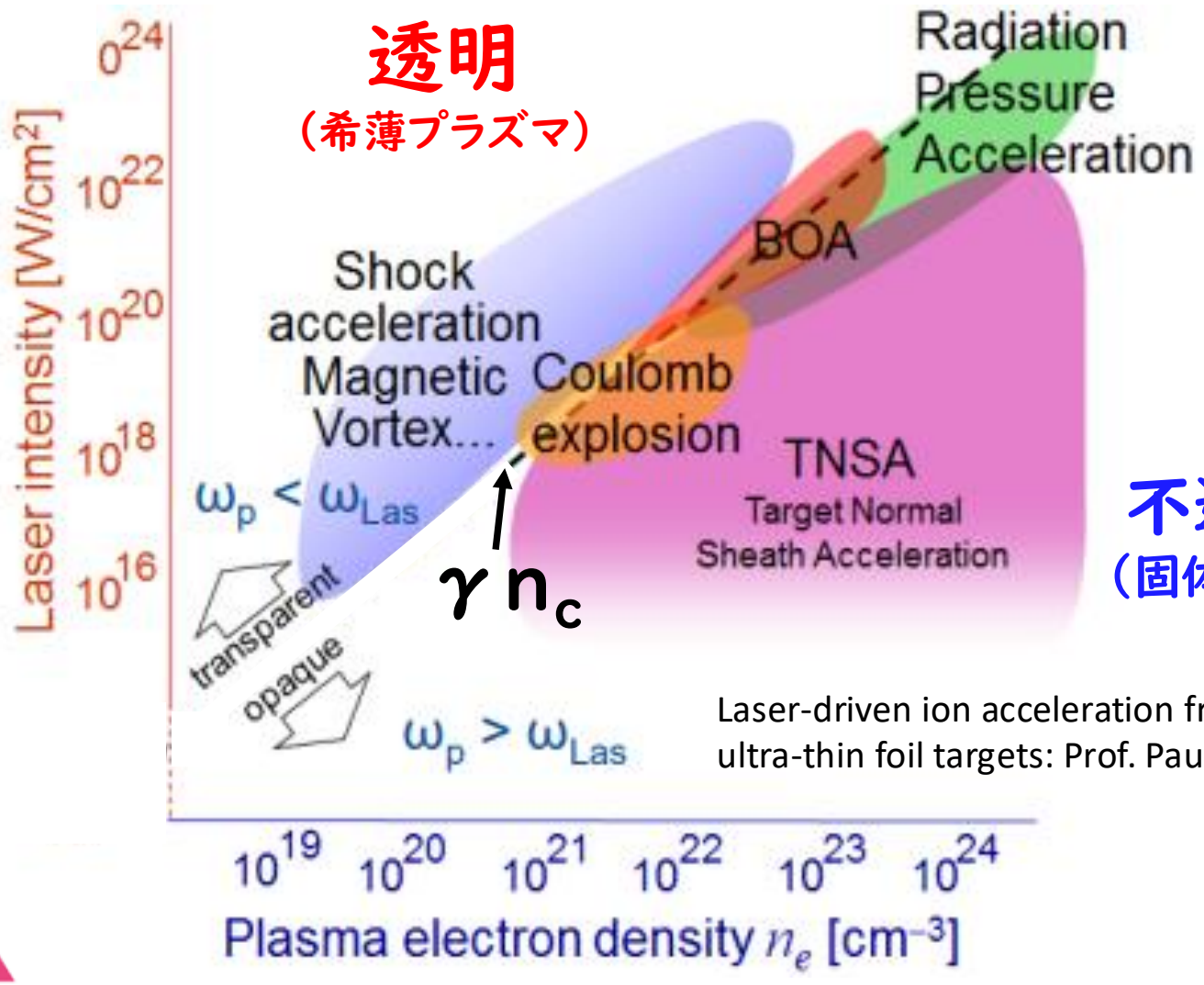
FIG. 1. (a) Experimental setup. (b)–(g) Typical proton imaging data at probing times ~ − 4, 0, 3, 7, 13, and 25 ps, respectively, and (h) proton deflectometry data. The magnification was 30 in (b)–(d) and 15 in (e)–(h). The scales refer to the interaction target plane (scale on detector is M times the scale given in the figure).

L. Romagnani et al., PRL 95, 195001 (2005)

1.6

さまざまなイオン加速メカニズム

イオン加速メカニズムが支配的になる条件



不透明
（固体など）

Laser-driven ion acceleration from ultra-thin foil targets: Prof. Paul McKenna

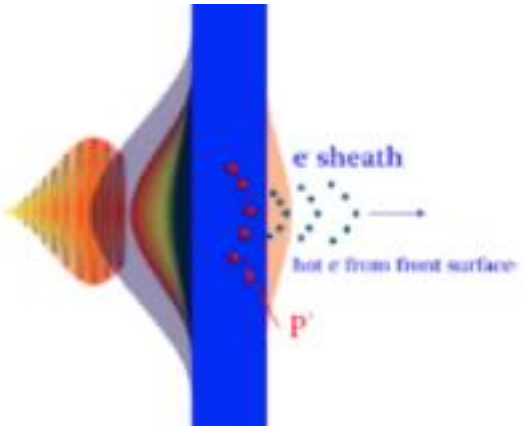
POINT

標的の厚みやレーザー強度によって支配的なイオン加速のメカニズムが切り替わる

イオン加速のメカニズムの移り変わり

TNSA

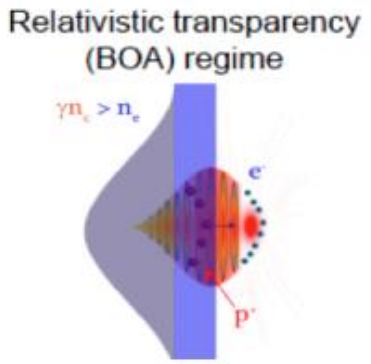
厚い（μm）、低強度



標的の厚みがより薄く
レーザー強度がより強くなる

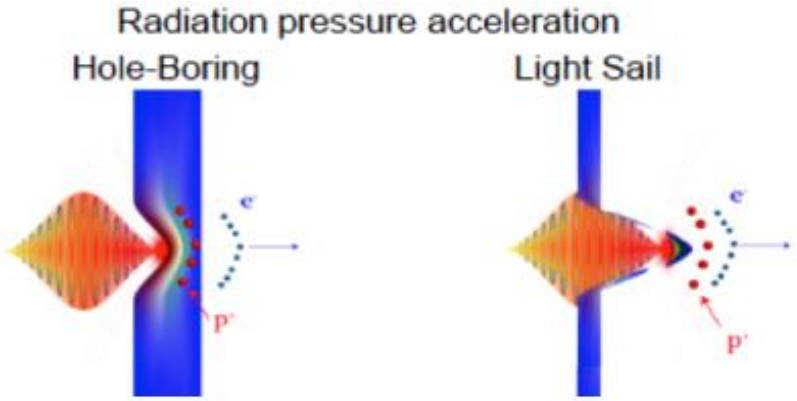
BOA

低コントラスト



RPA

高コントラスト



Ion acceleration via ultra-intense laser by D. Doria

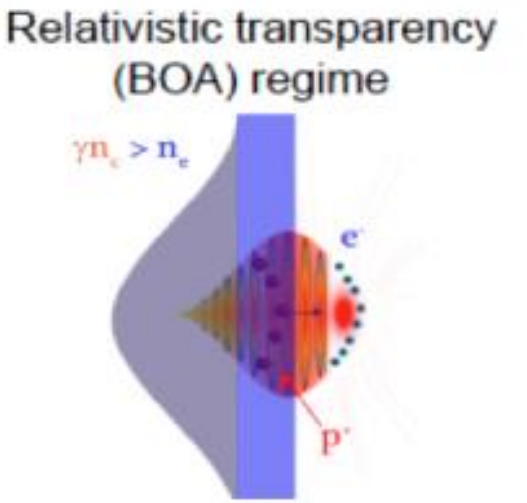
POINT

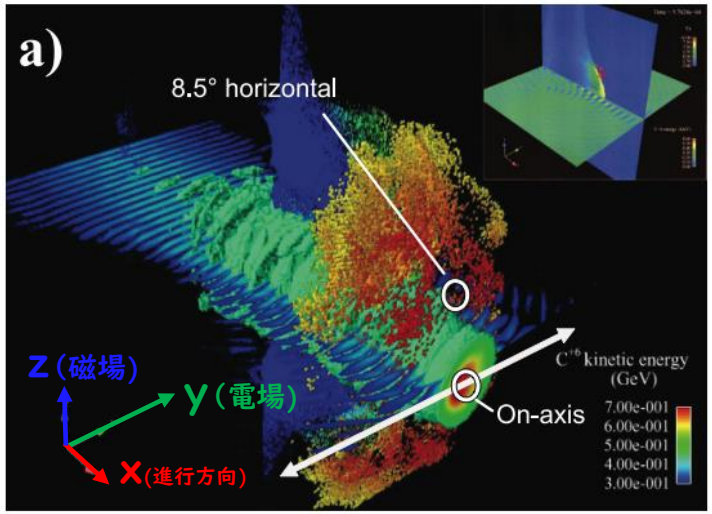
標的の厚みがより薄く、レーザー強度がより強くなるとBOAかRPAが支配的になる

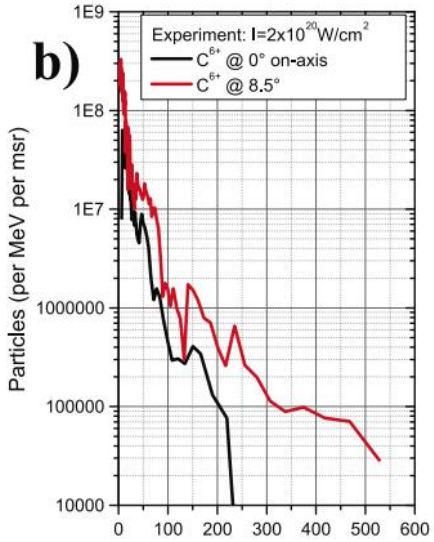
1.7

BOA (Break-Out Afterburner)

BOA (Break-Out Afterburner)







B. M. Hegelich, L. Yin, B. J. Albright, et al. *Physical Review Letters* **99**, 255002 (2007). L. Yin, B. J. Albright, B. M. Hegelich, et al. *Physics of Plasmas* **14**, 056706 (2007).

必要条件: 超薄膜ターゲット（数十～数百 nm）、相対論的強度レーザー（$a_0 \gg 1$）

1. 初期相互作用（透明化前）

レーザーが吸収され標的が加熱・膨張し密度が低下する

2. Break-Out（透明化）

相対論的透明化によってレーザーが透過し、ターゲット全体を貫通
電子が標的両面から飛び出し、非常に数MeVの電子プラズマが形成


Afterburner

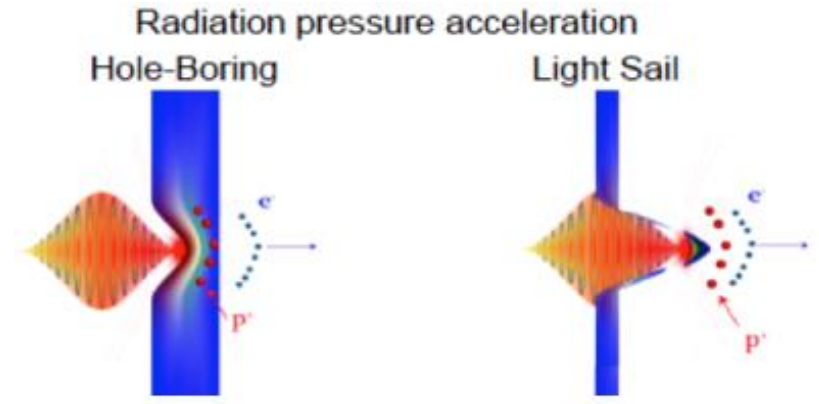
3. Afterburner（後燃焼加速）

電子の膨張が長寿命の“準静的電場”を生成、イオンを持続的に加速（“Afterburner”）
この過程で、イオンは数百 fs ～ ps にわたり加速、TNSAよりも高いエネルギーに到達
レーザーの電場方向ではなく、磁場方向に2つのイオンビーム（ローブ形状）が加速される

1.8

RPA (Radiation Pressure Acceleration)
放射圧加速

RPA (Radiation Pressure Acceleration 放射圧加速)

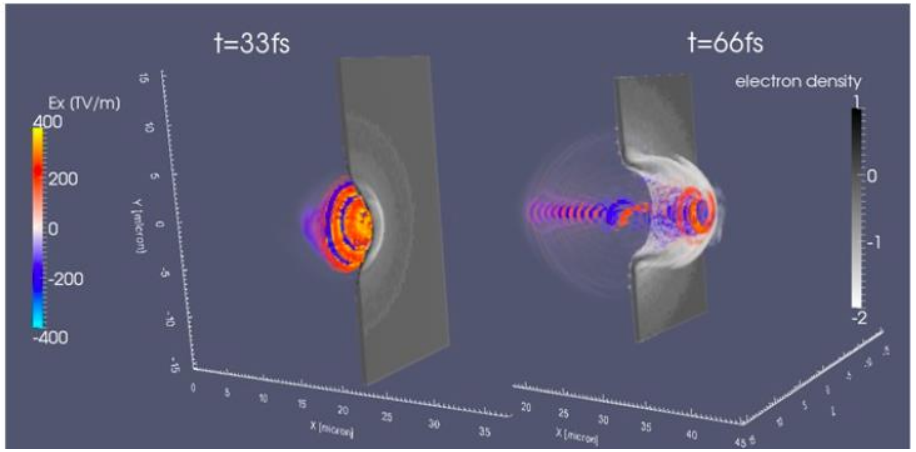


3D: 400k CPU Hours/sim. 16k CPU @ FERMI Cineca

$4096 \times 1792 \times 1792$ grid $2 \cdot 10^{10}$ macroparticles

CP laser: $I_0 = 1{,}7 \cdot 10^{23}\,\mathrm{W/cm^2}$ $w_0 = 3{,}5\mu m$ $\tau = 24fs$ $\lambda = 0{,}8\mu m$

H^+ plasma (A) or C^{6+} plasma (B): $l = 0{,}8\mu m$ $n_e = 64 n_c$



Download ppt "Rayleigh-Taylor Instability in high energy gain Radiation Pressure ion acceleration Andrea Sgattoni a,b S. Sinigardi c,d, L. Fedeli e,b, F. Pegoraro e,b,"

必要条件:

- 超薄膜ターゲット(数十〜数百 nm)
- 相対論的強度レーザー($a_0 \gg 1$)
- 高コントラスト

1.レーザー入射

高強度・高コントラストのレーザーが、nm級の薄膜ターゲットに照射される

2.電子とイオンの分離

レーザー光圧で電子が一斉に押し出される

直ちに電荷分離電場が発生し、イオンも電子と一体で押される

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\varepsilon_0 k_B T_e}{n_e e^2}}.$$

固体密度では
λ_Dは数ナノメートル

3.“ホールボーリング”モードと“ライトセイル”モード

ホールボーリング:レーザー光がイオンを押し出すように加速する

ライトセイル:ターゲット全体が、レーザー光を“帆”のように受けて加速する

TNSA・BOAとRPAの違い： 物理量の変換のイメージ

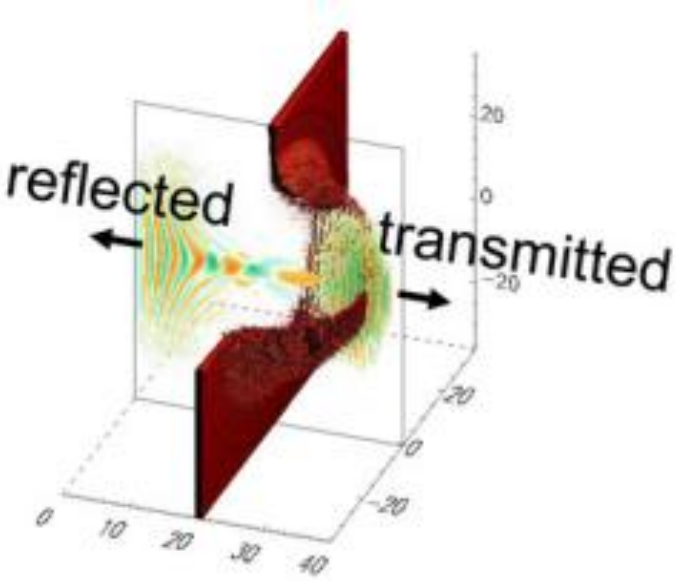
- TNSAやBOAでは「光を吸収して電子が熱くなる」ことが効率的
- RPAではむしろ「光を吸収せず反射する（＝鏡のように振る舞う）」ことが効率的
- 理想的なRPA条件（超薄膜・高コントラストレーザー）では、高反射率＝強い加速

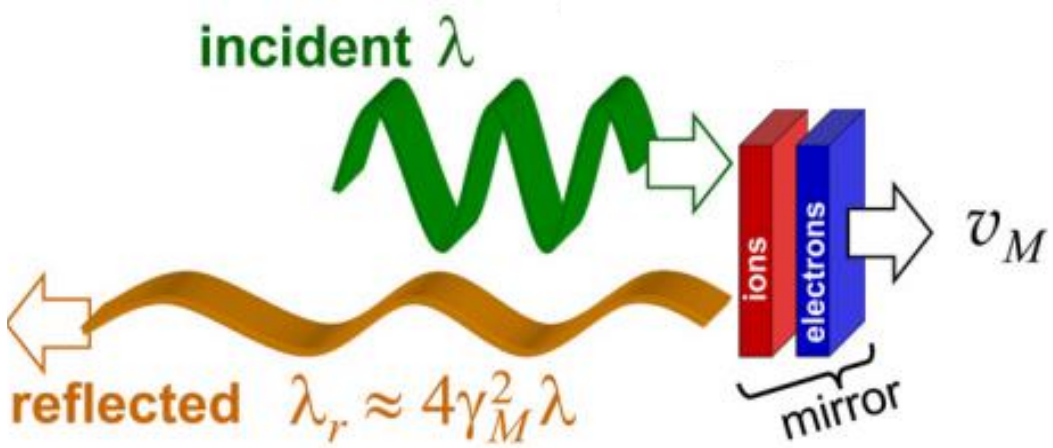
POINT

レーザー光が鏡（プラズマ）に衝突

⇒ **鏡（プラズマ）が加速**（運動量保存）

⇒ **反射光は赤方偏移**（エネルギー保存）





T. Esirkepov et al., Phys. Rev. Lett. **92**, 175003 (2004)

TNSAとRPAの違い： イオン種による加速の効果

TNSAはシース電場（静電場）による加速なので

$E \propto \frac{q}{m}$ という質量電荷比依存が強く

軽い陽子の方が速く加速され、重イオンはエネルギーが低くなる

（ 陽子：q/m＝1、他のイオン C6+: q/m=6/12= 1/2 ）

RPAではレーザーの光圧が、ターゲットを「鏡」や「帆」のように押す
薄膜ターゲット全体が電子とイオンのクーロン結合を保ったまま
一体となって運動する （すなわち、シース場は発生しない）

$$\frac{d}{dt}(Mv) = \frac{2I}{c}A$$

ここでM は加速されるプラズマ全体の質量
すべてのイオン種は同じ速度vで加速される

$$E = \frac{1}{2}mv^2$$

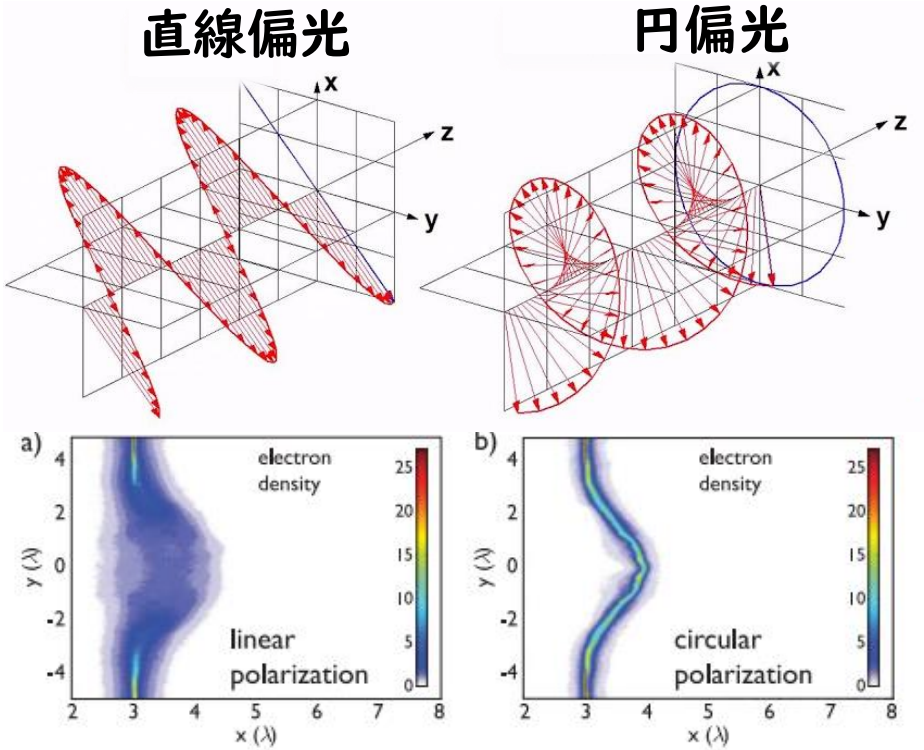
質量の大きいイオンほど全体エネルギーは大きくなる
（核子当たりのエネルギーが同じ）

イオン加速メカニズムの比較

項目	TNSA	BOA	RPA
標的厚み	μm級厚膜	数十～数百 nm 薄膜	数 nm～数十 nm 超薄膜
レーザー強度	10^{18}–10^{20} W/cm²	10^{19}–10^{21} W/cm²	10^{19}–10^{21} W/cm²（高コントラスト必須）
加速の主因	裏面シース電場（ホット電子由来）	透明化後の高温電子膨張電場（Afterburner）	光圧（radiation pressure）によるターゲット全体の推進
イオンエネルギー	数十 MeV級（陽子）	100 MeV級以上（陽子）、GeV級炭素の報告も	100 MeV–GeV級（理論的にはGeV級プロトン・多価イオンも可能）
スペクトル	熱的（指数分布）	広帯域で高エネルギー側が強調	準単色（理想条件で sharp peak）
実験的難易度	比較的容易、安定	中程度（薄膜管理＋高強度必要）	非常に高い（超高コントラスト＋超薄膜制御）

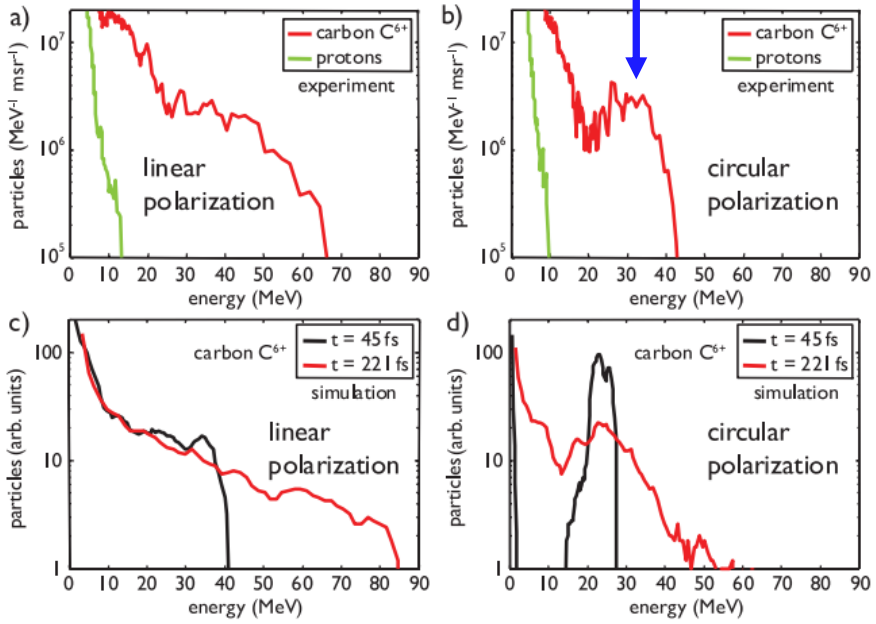
RPAメカニズムの実験的検証

A. Henig et al., PRL 103, 245003 (2009)



集光強度　：5×10^{19} W/cm^2
偏光方向　：直線偏光 or 円偏光
標的の材質：DLC 膜
標的の厚さ：5.3 nm

カーボンのエネルギー分布に
ピーク構造(RPA)



円偏光では電子加速が抑えられ、冷たい状態を維持

POINT

極薄ターゲットと円偏光を用いることで
新たな加速方式「RPA」を初めて実験的実証
⇒その後、2010年以降にいくつかの論文

レーザー駆動陽子ビームの最大エネルギーのランキング

順位	最大エネルギー	年・施設	レーザー装置	論文
	150 MeV	2024 HZDR（ドイツ）	DRACO-PW 1 PW Ti:Sa	T. Ziegler et al., *Nature Physics* 20, 1211-1216 (2024)
	110 MeV	2025 CoReLS（韓国）	4 PW Ti:Sa	Yinren Shou et al., *Nature Communications* 16, 1487 (2025)
	94 MeV	2018 ラザフォード・アップルトン研（イギリス）	Astra Gemini 0.5 PW Ti:Sa	A. Higginson et al., *Nature Communications* 9, 724 (2018)
4	85 MeV	2016 ヘルムホルツ重イオン研究センター、ダルムシュタット工科大学（ドイツ）	200 J / 500 fs Nd:glass PHELIX	F. Wagner et al., *Phys. Rev. Lett.* 116, 205002 (2016)
5	67.5 MeV	2011 ロスアラモス研（アメリカ）	80 J / 500 fs Nd:glass Trident	S.A. Gaillard et al., *Phys. Plasmas* 18, 056710 (2011)

ELI-NP（ルーマニア）、ELI Beamlines（チェコ）、Apollon（フランス）、SULF（中国）の4か所で10PW級レーザーが開発中・または運転を開始

⇒単独のレーザー加速のみで陽子エネルギーが200 MeVに到達し、
将来的に陽子線がん治療への応用が可能となるシナリオも見込まれる

未来社会創造事業

ご清聴ありがとうございました

質問をどうぞ



