



Title	超高強度短パルスレーザーを用いた高エネルギーイオン発生に関する研究
Author(s)	沖原, 伸一郎
Citation	大阪大学, 2003, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1099
rights	
Note	

The University of Osaka Institutional Knowledge Archive : OUKA

<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

The University of Osaka

超高強度短パルスレーザーを用いた 高エネルギーイオン発生に関する研究

平成 15 年 5 月

沖 原 伸 一 朗

内容梗概

本論文は、著者が大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻博士後期課程において行った超高強度短パルスレーザーを用いた高エネルギーイオン発生に関する実験研究の成果をまとめたものである。超高強度短パルスレーザーと物質の相互作用から高エネルギー放射線が発生する。それは、従来の放射線源にはない高ピーク輝度、サブピコ秒超短パルスという特性を持つ。発生するイオンについては、医療用の放射性核種生成や中性子生成等の核反応研究への応用が期待されている。本研究では、薄膜、分子クラスター、低密度フォームターゲットに、超高強度短パルスレーザーを照射した場合に生成される高エネルギーイオンの特性を明らかにした。薄膜を用いた実験では、MeV 以上のエネルギーを持つプロトンがビーム状に発生することを観測し、その最大エネルギーのレーザー強度比例則を明らかにした。分子クラスター実験では、水素クラスター相互作用から発生するプロトンのエネルギー分布を測定し、その分布を一樣密度球状クラスターのクーロン爆発モデルにより解釈できることを示し、エネルギー分布のレーザー強度スケール則を示した。低密度フォーム実験では、エネルギー分布を測定し、その分布の一部に特徴的な構造があり、それがフォームを構成している微細薄膜がクーロン爆発機構によることを示した。また、これらのエネルギー分布を比較して、高効率イオン源の可能性について議論を行った。本論文は以下の構成よりなる。

第 1 章は、序論であり、超高強度短パルスレーザーの拓く物理と応用についてとレーザー生成高エネルギーイオン源について述べ、本研究の背景と目的を解説した。

第 2 章では、高エネルギーイオン発生機構について概説する。さらに、本研究用に開発した TW フェムト秒 CPA レーザーシステム(T^6 -レーザー)の構成と性能、及び本研究で用いた高エネルギーイオンの計測手法について述べる。

第 3 章では、レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用による高エネルギーイオン発生の実験について述べる。また、PIC コードを用いた計算結果との比較により、考察を行った。特に高エネルギープロトンの最大エネルギーのレーザー強度比例則を明らかにした。

第 4 章では、水素クラスターとの相互作用による高エネルギープロトン発生の実験について述べる。プロトンのエネルギー分布や最大エネルギーのレーザー強度依存性について、クラスタークーロン爆発モデルを用いて考察した。

第 5 章では、低密度フォームとの相互作用による高エネルギーイオン発生の実験について述べる。微細構造を持つ低密度フォームターゲットを用いた場合、発生するイオンのエネルギー分布が第 3 章の薄膜の場合とは異なり、分布の一部に第 4 章のクラスターの場合に類似する構造を持つことを示す。さらに、その分布が一樣球状クーロン爆発モデルを用いて説明できることを示した。

第 6 章では、結論としてこれらの研究成果をまとめ、本研究で得られた知見の総括を行った。

目次

第1章 序論.....	1
1.1 超高強度短パルスレーザーの拓く物理と応用.....	1
1.2 レーザー生成高エネルギーイオン源.....	2
1.3 本研究の目的と論文の構成.....	3
参考文献.....	4
第2章 超高強度短パルスレーザー相互作用による高エネルギーイオン発生.....	5
2.1 はじめに.....	5
2.2 超高強度短パルスレーザープラズマ相互作用.....	5
2.3 レーザーイオン加速機構.....	18
2.3.1 レーザー誘起静電場によるイオン加速.....	18
2.3.2 クーロン爆発によるイオン加速.....	22
2.4 超高強度短パルスレーザー(T^6 -レーザー)システムの構成と性能.....	28
2.5 レーザー生成高エネルギーイオンの計測手法.....	38
参考文献.....	57
第3章 レーザーによる薄膜プラズマ中での高エネルギーイオン発生.....	59
3.1 はじめに.....	59
3.2 実験結果と考察.....	59
3.2.1 実験装置.....	59
3.2.2 高エネルギープロトンのエネルギー分布と空間分布特性.....	60
3.2.3 2D-PIC シミュレーション.....	62
3.2.4 エネルギー分布の膜厚依存性.....	64
3.2.5 ターゲット物質依存性と不純物について.....	66
3.2.6 最大エネルギーと電子温度のレーザー強度依存性.....	67
3.3 まとめ.....	69
参考文献.....	70

第4章 分子クラスターのレーザー誘起クーロン爆発による高エネルギーイオン発生	71
4.1 はじめに	71
4.2 分子クラスター	71
4.3 水素クラスタークーロン爆発実験	77
4.4 レイリー散乱によるクラスターサイズ測定	79
4.5 プロトンエネルギー分布特性	81
4.5.1 飛行時間計測結果	81
4.6 一様球状クラスターモデルとの比較による結果の考察	83
4.6.1 プロトンのエネルギーの密度分布	83
4.6.2 最大エネルギーからのクラスターサイズとレーザー強度の評価	85
4.6.3 クーロン爆発による最大エネルギー及びクラスターサイズ条件	87
4.7 まとめ	89
参考文献	90
第5章 レーザーによる低密度フォーム中での高エネルギーイオン発生	91
5.1 はじめに	91
5.2 超低密度フォームターゲットによる高エネルギープロトンの発生	93
5.2.1 超低密度フォームターゲット	93
5.2.2 プロトンのエネルギー分布計測	94
5.2.3 クーロン爆発モデルとの比較	96
5.2.4 2次元PICシミュレーション	97
5.3 薄膜、フォーム、クラスターターゲットのイオン生成量の比較	99
5.4 最大イオンエネルギーのレーザー強度依存性	100
5.5 まとめ	101
参考文献	102
第6章 結論	103
謝辞	105
業績目録	107
付録	113

第1章 序論

1.1 超高強度短パルスレーザーの拓く物理と応用

近年の著しい超高強度短パルスレーザー技術の発展は様々な分野において変革をもたらしている。特にチャープパルス増幅技術と相まって、レーザー出力パワーは飛躍的に増大した。従来まで、レーザー核融合実験装置に代表されるような大型施設においてだけしか実現できなかった TW(10^{12} W)以上のパワーがテーブルサイズの装置からでも得られるようになった[1-6]。このようなパルスを集光すると、 10^{18} W/cm²以上の光強度が実現できる。その光電場は $\sim 10^{10}$ V/cm に達し、水素原子の基底状態の電子を水素原子核に結びつけているクーロン場(5×10^9 V/cm)と比較して 2 桁以上大きい。高強度レーザープラズマ相互作用は非線形、相対論的になる。高強度レーザーと物質(固体、ガス、プラズマ)の相互作用を介して高エネルギーの高ピーク強度パルス放射線(X 線、電子線、イオン)が発生する[7,8]。これらの放射線を利用した核反応の幾つかはすでに実証されている。レーザー生成プラズマからの高エネルギー電子を用いた陽電子(ポジトロン)生成 [8]、高エネルギー重水素イオンによる放射性元素(RI)生成[9] や、重水素クラスターを用いた核融合中性子の発生[10]である。さらに、数 10MeV の陽子やイオンを用いたガン治療や短寿命放射性核種生成の研究への応用が拓かれようとしている。このように、テーブルトップサイズの高強度レーザーを用いたレーザー生成プラズマは小型の高エネルギー放射線源としても期待される (図 1-1)。

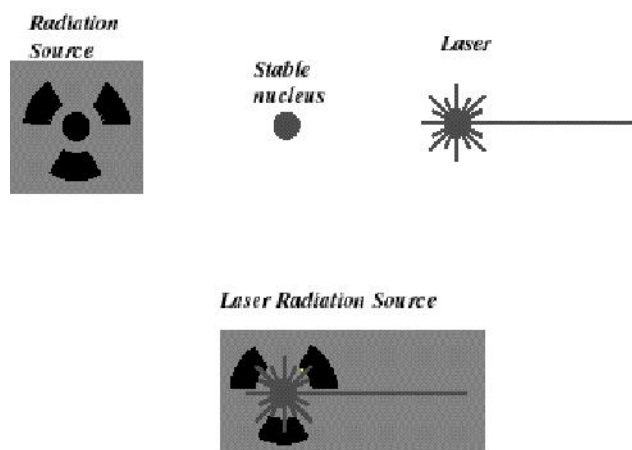


図 1-1 テーブルサイズの高強度レーザーを用いた放射線源

1.2 レーザー生成高エネルギーイオン源

レーザー生成イオン源の特徴として、高輝度、点源、短パルスが挙げられる。短パルスレーザーを用いることにより強度が飛躍的に高くなり、従来のナノ秒レーザーを用いた実験[11]では観測されることのなかった高エネルギーのイオン生成が可能となる。これまでの超高強度短パルスレーザーを用いた高エネルギーイオン生成の実験では、薄膜やガスクラスターがターゲットとして用いられている。短パルス高強度レーザーを固体表面に集光照射すると、表面にプラズマが生成される。レーザーパルスは、このプラズマ中を伝搬する際に強いポンデロモータビリティにより、レーザー伝搬軸方向に電子を加速させる。特に数 μm の薄膜の場合、ターゲットの厚みがデバイ長よりも薄い場合、高エネルギーにまで加速された電子はターゲットを抜け出し、裏面において急峻なポテンシャル勾配を形成する。この静電場によりターゲット中のイオンは引き出され、高エネルギーにまで加速される(図 1-2)。つまり、レーザーにより駆動された高速電子により強い静電場が誘起され、イオンが加速される。高速電子の加速機構自体も研究の対象になっている。一方で、低エネルギーの電子はイオンに引き戻され、ターゲットと衝突する(真空加熱)。表面においても、プラズマ拡散により先行する電子によってイオンの加速が起こる。高強度フェムト秒レーザーでは、レーザー光の電場の印加される時間が極めて短くその電場強度が非常に高いことや、レーザー光の光圧も大きくなるため、イオンの加速機構は単純ではない。他方、短パルス高強度レーザーを気体中に集光照射すると、光電場電離(Optical Field Ionization : OFI)により電子が放出され、そこに残ったイオン群は極めて強いクーロン斥力を感じる。特に、分子やクラスターなどに照射すると、長いパルスの場合とは全く異なり、瞬時(数 10fs)に高強度電場にさらされるので、親分子の形をとどめたまま多価のイオンとなる。このような分子イオンはクーロン反発力によりクーロン爆発を起こし、大きなエネルギーを持ったイオンが飛散する(図 1-3)。

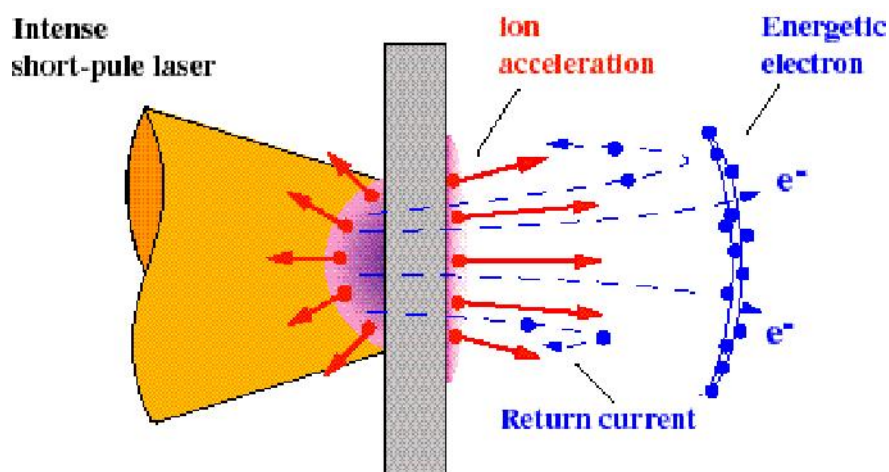


図 1-2 レーザー生成プラズマ誘起静電場イオン加速

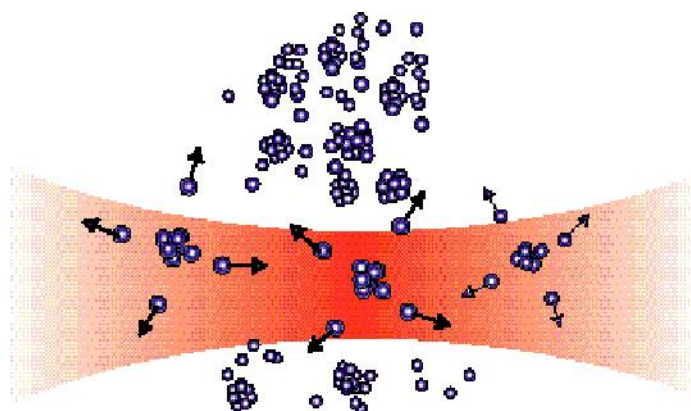


図 1-3 クラスターのクーロン爆発によるイオン加速

1.3 本研究の目的と論文の構成

本研究では、薄膜、分子クラスター、低密度フォームターゲットから発生するプロトンのエネルギー分布を実験的に調べ、シミュレーションやクラスターのクーロン爆発モデルと比較することで、イオン加速機構や諸特性を明らかにした。本論文は以下の構成より成る。

第1章は、序論であり、超高強度短パルスレーザー技術の最近の進歩とレーザー生成高エネルギーイオン源について述べ、本研究の背景と目的を解説した。

第2章では、高エネルギーイオン発生機構について論述した。加えて、著者の所属するグループが開発したTW フェムト秒 CPA レーザーシステム(T^6 -レーザー)の構成と性能、及び本研究で用いた高エネルギーイオンの計測手法について述べる。

第3章では、レーザーと薄膜ターゲットとの相互作用による高エネルギーイオン発生の実験と PIC コードを用いた計算結果との比較について述べる。特に、発生するプロトンについて最大エネルギーのレーザー強度比例則を明らかにした。

第4章では、水素クラスターとの相互作用による高エネルギープロトン発生の実験について述べる。プロトンのエネルギー分布や最大エネルギーのレーザー強度依存性について、クラスタークーロン爆発モデルを用いて考察した。

第5章では、低密度フォームとの相互作用による高エネルギーイオン発生の実験について述べる。低密度フォームターゲットを用いた場合、発生するイオンのエネルギー分布が第3章の薄膜の場合とは異なり、部分的に第4章のクラスターの場合に類似する構造を持つことを示す。さらに、その分布構造が一様密度球状クーロン爆発モデルにより説明できることを示した。

第6章では、結論として、これらの研究成果をまとめ、本研究で得られた知見の総括を行った。

参考文献

- [1] 阪部 周二, レーザー研究, 25, 855 (1997).
- [2] 阪部 周二, レーザー研究, 26, 823 (1998).
- [3] 阪部 周二, レーザー研究, 25, 224 (1997).
- [4] 宮崎 健創, レーザー研究, 27, 319 (1999).
- [5] 三間 罔興, プラズマ・核融合誌, 5[suppl.], 1 (1999).
- [6] 緑川 克美, レーザー研究, 29, 210 (2001).
- [7] J.D.Kmetec, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **68**, 1527(1992).
- [8] C. Gahn, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **77**, 2662(2000).
- [9] K. E. D. Ledingham, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **398**, 489(1999).
- [10] T. Ditmire, *et al.*, Nature, **398**, 489 (1999).
- [11] S. Sakabe, *et al.*, Phys. Rev. A, **26**, 2159 (1982).

第2章 超高強度短パルスレーザー相互作用による 高エネルギーイオン発生

2.1 はじめに

本研究で対象とする高エネルギーイオンは、超高強度短パルスレーザーと物質(固体、気体、プラズマ)の相互作用から生成される。高強度レーザーを集光すると大きい電界強度の電場が生成される。この電場の中において、原子は容易に電子を剥がされる(光電場電離)。また、生成されたプラズマ中では非線形力(ポンデロモータビュ力)を介して、レーザー誘起航跡波加速やレーザーの光圧により、高エネルギー電子が生成される。この高エネルギー電子の放出により、プラズマ中に荷電分離が生じ、残ったイオンと高エネルギー電子との間に極めて強い電界(静電シース)が形成される。イオンは静電シースにおいて、高エネルギーにまで加速される。また、短パルスレーザー光を分子、クラスター等に照射すると、瞬時(数 10fs)に高強度光場にさらされるため、それらは親分子の形をとどめたままイオンとなる。このような分子イオンはクーロン爆発を起こし、大きなエネルギーを解放する。本章では、超高強度短パルスレーザー相互作用とイオン加速機構について論じるとともに、レーザー相互作用実験で用いたレーザーシステムとイオン計測器について述べる。

2.2 超高強度短パルスレーザープラズマ相互作用

超高強度短パルスレーザー光を集光すると高い強度(パワー密度)が実現し、高強度電場を形成することができる。真空中における、光の電場振幅 E は光強度 I により、

$$E[\text{V/m}] = \sqrt{2 \sqrt{\frac{\mu}{\epsilon}} I} = 2.74 \times 10^3 \sqrt{I(\text{W/cm}^2)^{1/2}} \quad (2-1)$$

と表される[1]。図 2-1 にレーザー強度 I と電界強度 E の関係を示す。レーザー強度が 10^{18} W/cm^2 を越えると、電子が電場によって加速される時に得るエネルギーは、電子の静止質量(511 keV)を超え、

電子の運動は相対論的になる。相互作用が相対論的になるレーザー強度の目安を与えるのに、レーザー強度を表す無次元量（規格化振幅強度） a_0 を導入する。これは、電場振幅 E 下での電子の最大振動速度 $v_0=eE/m_0\omega$ と光速 c の比で表され、

$$a_0 = \frac{eE}{m_0\omega c} = 0.85 \left(\frac{\lambda}{\mu m} \right) \left(\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right)^{1/2} \quad (2-2)$$

となる。ここで、 e は電子の素電荷、 m_0 は電子静止質量、 ω はレーザーの各周波数、 λ はレーザーの波長である。チタンサファイアレーザー($\lambda=800 \text{ nm}$)の場合、 $I=2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ が $a_0=1$ を与える。このようなレーザー強度では、次のような特徴が現れる。

- ・ 光電場電離(Optical Field Ionization : OFI) ($a_0 < 1$ でも OFI は生じる)
- ・ 相対論的速度での電子の振動
- ・ ポンデロモータィブ力($v \times B$ 力)と電子質量シフト
(ハの字運動、プラズマ屈折率変調)
- ・ 超高光圧

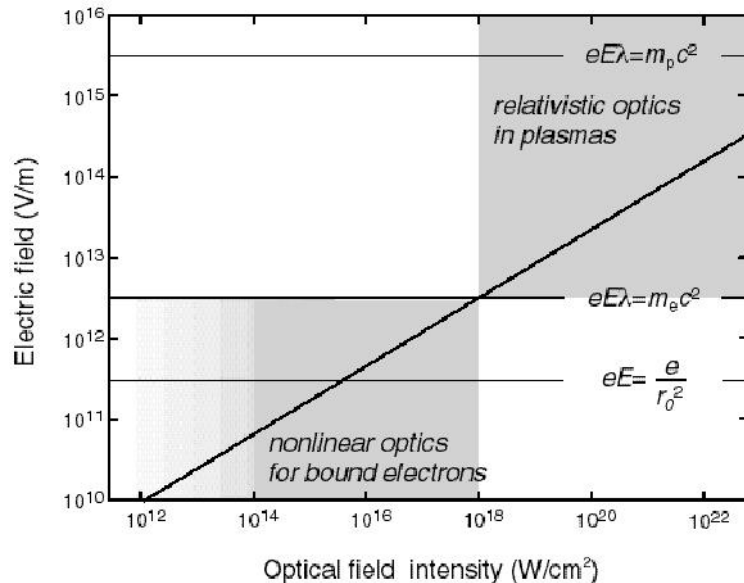


図 2-1 高強度短パルスレーザーと物質の相互作用と強度の関係

2.2.1 電磁波中の電子の運動[2-9]

真空中での平面電磁波中の電子の運動を考える。電場 E 、磁場 B での電子の運動方程式は、

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \left[\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{p} \right] = -e \left[\mathbf{E} + \left(\frac{\mathbf{v}}{c} \right) \times \mathbf{B} \right] \quad (2-3)$$

$$\mathbf{p} = m\mathbf{v} = \gamma m_0 \mathbf{v} \quad (2-4)$$

である[2]。ただし、 $\mathbf{p}$ は運動量、 $\mathbf{v}$ は電子流体速度、 m は電子の質量、 m_0 は電子の静止質量、 γ は相対論因子 ($\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2}$)、 c は光速である。

ここで、 E と B はベクトルポテンシャル A とすると、

$$\mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \quad (2-5)$$

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} \quad (2-6)$$

の関係を用いると式(2-3)は、

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = \left[\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{p} \right] = \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (2-7)$$

と表せる。電子の運動を求める前に、規格化振幅強度 a_0 をベクトルポテンシャル A で表す。光強度が小さく $a_0 = v_0/c$ が 1 より小さい場合、右辺第 2 項は第 1 項に比べて小さい。 $a_0 \ll 1$ ($v_0 \ll c$) の場合は、非線形効果と相対論的效果を無視 ($B=0$ 、 $\gamma=1$) することができるため、式(2-3)より、

$$i\omega m_0 v_q = -eE_0 \quad (2-8)$$

となる。 ω は電磁波の振動数、 E_0 は電界振幅、 v_q は電子の振動速度である。式(2-5)より $E_0 = (-i\omega/c)A_0$ であるため、式(2-8)から規格化振幅強度 a_0 は、

$$a_0 = \frac{v_q}{c} = \frac{eA_0}{m_0 c^2} = \frac{e}{m_0 c} A_0 \quad (2-9)$$

となる。

電磁波として z 軸方向に進み、電界が x 軸方向に偏光した波、

$$E = E_0 \sin(kz - \omega t) \quad (2-10)$$

を考える。式(2-7)は、

$$\frac{dp_z}{dt} = -\frac{e}{c} \frac{1}{m_0 \gamma} p_x \frac{\partial A_x}{\partial z} \quad (2-11)$$

$$\frac{dp_x}{dt} = \frac{e}{c} \frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{e}{c} \frac{1}{m_0 \gamma} p_z \frac{\partial A_x}{\partial z} = \frac{e}{c} \left(\frac{\partial A_x}{\partial t} + \frac{p_z}{m_0 \gamma} \frac{\partial A_x}{\partial z} \right) = \frac{e}{c} \frac{dA_x}{dt} \quad (2-12)$$

$$\text{但し、} \frac{d\mathbf{A}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} + (\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{A}$$

となる。式(2-12)より

$$\frac{d}{dt} \left(p_x - \frac{e}{c} A_x \right) = 0 \quad (2-13)$$

また、エネルギーの保存式[2]

$$m_0 c^2 \frac{d}{dt} \gamma = -e (\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}) \quad (2-14)$$

から、

$$m_0 c^2 \frac{d}{dt} \gamma = -\frac{e}{m_0 \gamma} p_x \left(-\frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} A_x \right) \quad (2-15)$$

となる。また、式(2-11)より、

$$\frac{dp_z}{dt} = \frac{e}{cm_0 \gamma} p_x \left(-\frac{\partial A_x}{\partial z} \right) \quad (2-16)$$

式(2-15)、式(2-16)より、

$$\frac{d}{dt}(m_0 c^2 \gamma - c p_z) = \frac{e}{c} \frac{1}{m_0 \gamma} \left(\frac{\partial}{\partial t} + c \frac{\partial}{\partial z} \right) p_x A_x \quad (2-17)$$

連続の式より、式(2-17)は

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(m_0 c^2 \gamma - c p_z) &= 0 \\ m_0 c^2 \gamma - c p_z &= \text{const.} \end{aligned} \quad (2-18)$$

となる。式(2-13)、式(2-18)より、

$$\begin{cases} p_x - \frac{e}{c} A_x = 0 \\ m_0 c^2 \gamma - c p_z = m_0 c^2 \end{cases} \quad (2-19)$$

$$\begin{cases} \frac{p_x}{m_0 c} = \frac{e/c A_x}{m_0 c} = a \\ \frac{p_z}{m_0 c} = \gamma - 1 \end{cases} \quad (2-20)$$

ここで、定義より $\gamma = 1/\sqrt{1-v^2/c^2} = \sqrt{1+(p/m_0 c)^2}$ であるから、

$$\begin{aligned} \gamma^2 &= 1 + \frac{\mathbf{p}^2}{m_0^2 c^2} = 1 + \frac{1}{m_0^2 c^2} (p_z^2 + p_x^2) = 1 + a^2 + (\gamma - 1)^2 \\ \gamma &= 1 + \frac{a^2}{2} \end{aligned} \quad (2-21)$$

よって、

$$\begin{aligned}\frac{p_x}{m_0 c} &= a \\ \frac{p_z}{m_0 c} &= \frac{a^2}{2}\end{aligned}\quad (2-22)$$

z、x 方向の速度は、

$$v_z = \frac{p_z}{m_0 \gamma} = \frac{ca^2}{2\gamma} = c \frac{a^2}{2+a^2} \quad (2-23)$$

$$v_x = \frac{p_x}{m_0 \gamma} = \frac{ca}{\gamma} = c \frac{2a}{2+a^2} \quad (2-24)$$

図 2-2 に、電磁波進行方向への電子速度 v_z/c と、偏光方向の電子速度 v_x/c と規格化強度 a_0 の関係を示す。

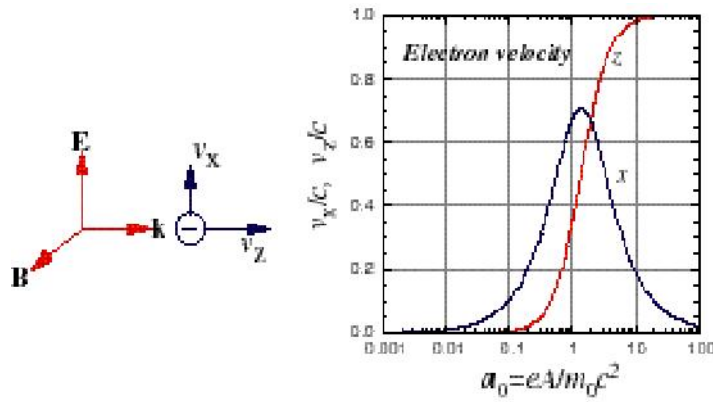


図 2-2 規格化強度 a_0 と電子速度

次に、光強度が空間分布を持つ場合を考える。式(2-7)より、

$$\left(\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} - \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) = -(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{p} - \frac{e}{c} \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{A}) \quad (2-25)$$

となる。光強度の弱い場合(非相対論領域)においては、電子の速度を電場 E による振動成分 v_q と、そ

その他の摂動項（右辺第2項の寄与を含む） $\delta \mathbf{v}$ の和として $\mathbf{v} = \mathbf{v}_q + \delta \mathbf{v}$ と書くと、 $\delta \mathbf{v}$ の運動方程式は、定義より $\mathbf{p} = m\mathbf{v}_q$ 、 $\mathbf{v}_q = c\mathbf{a}$ 、式(2-9)より $A = mc^2 a/e$ であるから、式(2-25)より、

$$\begin{aligned} m \frac{d}{dt} \delta \mathbf{v} &= -m (\mathbf{v}_q \cdot \nabla) \mathbf{v}_q - \frac{e}{c} \mathbf{v}_q \times (\nabla \times \frac{mc}{e} \mathbf{v}_q) \\ &= -m [(\mathbf{v}_q \cdot \nabla) \mathbf{v}_q + \mathbf{v}_q \times (\nabla \times \mathbf{v}_q)] \end{aligned} \quad (2-26)$$

を得る。ここで、ベクトル公式 $(\mathbf{v} \cdot \nabla) \mathbf{v} = \nabla \left(\frac{v^2}{2} \right) - \mathbf{v} \times (\nabla \times \mathbf{v})$ を用いてまとめると、

$$F = m \frac{\partial \delta v}{\partial t} = -m \nabla \left(\frac{v_q^2}{2} \right) = -mc^2 \nabla \left(\frac{a^2}{2} \right) \quad (2-27)$$

を得る。また、円偏光の場合($\langle a^2 \rangle = a_0^2$)と、直線偏光の場合($\langle a^2 \rangle = a_0^2/2$)で時間平均をすると、以下のようになる[3]。

$$\begin{aligned} F &= m \frac{\partial \delta v}{\partial t} = -mc^2 \nabla \frac{a_0^2}{2} && \text{(円偏光)} \\ &= -mc^2 \nabla \frac{a_0^2}{4} = -\nabla U_p && \text{(直線偏光)} \end{aligned} \quad (2-28)$$

これは、電子に対して光強度の勾配に比例した斥力（ポンデロモーティブ力 F ）が働くことを示す。ここで、

$$U_p [\text{eV}] = \frac{1}{2} m \langle v_q^2 \rangle = \frac{e}{2m\omega^2} \langle E^2 \rangle \approx 0.94 \times 10^2 I \lambda^2 (10^{18} \text{W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2) \quad (2-29)$$

はポンデロモーティブエネルギーと呼ばれ、電子の振動エネルギーの時間平均 $m \langle v_q^2 \rangle / 2$ に相当し、電子が場の中で持つポテンシャルエネルギーと考えることが出来る。

続いて、相対論領域の場合について考える。ベクトル公式

$$(\mathbf{v} \cdot \nabla)(\gamma m_0 \mathbf{v}) = \nabla(\gamma m_0 c^2) - \mathbf{v} \times [\nabla \times (\gamma m_0 \mathbf{v})] \quad (2-30)$$

を用いて、式(2-25)を書き直すと、

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial \mathbf{p}}{\partial t} - \frac{e}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right) &= -\nabla(\gamma m_0 c^2) + \mathbf{v} \times [\nabla \times (\gamma m_0 \mathbf{v})] + \mathbf{v} \times \left[\nabla \times \left(-\frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] \\ &= -\nabla(\gamma m_0 c^2) + \mathbf{v} \times \left[\nabla \times \left(\gamma m_0 \mathbf{v} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] \end{aligned} \quad (2-31)$$

となる[10]。式(2-31)の回転を取り、ファラデーの法則を適用させることによって、次式が与えられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\nabla \times \left(-\frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] = \nabla \times \left\{ \mathbf{v} \times \left[\nabla \times \left(\gamma m_0 \mathbf{v} - \frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] \right\} \quad (2-32)$$

これは、 $\gamma m_0 \mathbf{v} = e\mathbf{A}/c$ の場合に成立し、この条件は電磁波(レーザー)について適用される。式(2-27)は、スカラーポテンシャルを Φ として、一般的に、次式のようにまとめられる。

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\nabla \times \left(-\frac{e}{c} \mathbf{A} \right) \right] = e \nabla \Phi - \nabla(\gamma m_0 c^2) \quad (2-33)$$

この式の第2項は相対論的ポンドロモーティブ力 f_p と定義することができる。このポテンシャル ε_p は、時間平均を行うことで、

$$\varepsilon_p = (\langle \gamma \rangle - 1) m_0 c^2 \quad (2-34)$$

と表せる。 $\langle \gamma \rangle$ について求める。ここで、定義より、

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - (\mathbf{v}/c)^2}} = \sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_0 c} \right)^2} \quad (2-35)$$

である。前述したように、電磁波を定在波として扱った場合については、運動量は垂直成分のみであ

るため、式(2-22)を代入すると、

$$\langle \gamma \rangle = \left\langle \sqrt{1 + (a)^2} \right\rangle = \sqrt{1 + \frac{a_0^2}{2}} \quad (2-36)$$

が得られる。

以上の事についてまとめる。レーザー強度が高くなると、光の圧力により電子は z 方向に加速される。すなわち、 a_0 が 1 程度になると、式(2-3)右辺の第 1 項が第 2 項と同程度の大きさになるが、この項は電界の位相によらず常に $+z$ 方向の力を与える。第 1 項は電子に対し x 方向の上下振動を与えるが、第 2 項の効果 (z 方向の力) により、電子の軌跡は 8 の字型となる(非線形トムソン散乱)。更に $a_0 \gg 1$ となると、電子の縦方向の運動量が横方向の運動量より遙かに大きくなり ($p_z \gg p_x$)、電子は図 2-3 のように殆ど前方に進むようになる。

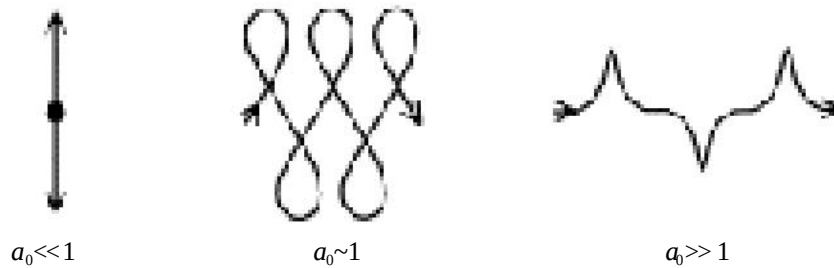


図 2-3 強度が $a_0 < 1$ 、 $a_0 \sim 1$ 、 $a_0 \gg 1$ の光電場中での電子の軌跡[5]

2.2.2 光電場電離(Optical Field Ionization : OFI)[11]

高強度短パルスレーザーは、それによって生成される強電磁場中の原子、分子から電子を剥ぎ取り、瞬時にイオン化させることができる。この電子の原子核からの束縛逸脱、すなわちイオン化過程はレーザー強度の増大に伴って変化する。原子のイオン化エネルギーを I_p 、光子エネルギーを $h\nu$ とすると、 $I_p > h\nu$ の場合、多光子吸収が主なイオン化過程であり、多光子イオン化(Multiphoton Ionization : MPI)が生じる。但し、 $Nh\nu > I_p$ となる最低数の光子を吸収しても MPI は生じる(Non-Resonant MPI)。また、ピーク強度 I_0 が大きいと、 $N+s$ ($s=1, 2, 3, \dots$) 個の過剰な光子数を吸収してもイオン化が起こる(Above Threshold Ionization (ATI))。光強度 I が増大して、 $h\nu$ が場中のポテンシャルエネルギー U_p (ポンデロモータビブエネルギー) に近づくと、 $s=0$ 、 $s=1$ 等の信号が小さくなり、高エネルギー側のピークが相対的

に増大する。 $I(t)$ の時間発展と共に原子内の電子が持つ U_p が大きくなり、イオン化には、 $(N+s)h\nu > (I_p + U_p)$ の光子数が必要になるためである。これはAC-シュタルク効果によって I_p (および励起準位)が $\sim U_p$ だけ上昇することに対応する[12]。

レーザー場を定常的な静電場 E としてクーロン場に加えた原子のポテンシャルは、原子核中心からの距離を x とすると、

$$V(x) = -\frac{Ze^2}{x} - eEx \quad (2-37)$$

となり、光強度 I が増大して $U_p > I_p$ になると、レーザー電場 E によってポテンシャルが大きく歪み、原子に束縛されている電子が $V(x)$ で生成されるポテンシャル障壁から浸みだしてトンネルイオン化 (Tunneling Ionization : TLI) が起きる。原子内の電子の運動量は $(2mI_p)^{1/2}$ であるから、トンネルイオン化の周波数は、

$$\omega_T = \frac{eE}{\sqrt{2mI_p}} \quad (2-38)$$

となる。レーザー周波数 ω との比

$$\Gamma = \frac{\omega}{\omega_T} = \left(\frac{I_p}{2U_p} \right)^{1/2} \quad (2-39)$$

を定義する [13] と、トンネルイオン化が生じるためには $\Gamma < 1$ でなければならない。ちなみに $\Gamma > 1$ では多光子イオン化が主な電離過程になる。さらに、より大きな光強度 I によってポテンシャル障壁が基底準位の位置まで低下すると、電子はこの障壁を超えてイオン化できる (Barrier Suppression Ionization: BSI)。すなわち、式(2-37)の極大値 $|V(x')| = 2e(eEZ)^{1/2}$ 値がイオン化ポテンシャル I_p で光電場電離が起こるとするため、BSI のしきい値は、

$$I_{BS} [\text{W/cm}^2] = \frac{cI_p^4}{128\pi Z^2 e^6} [\text{erg/s/cm}^2] = 4 \times 10^9 \frac{I_p^4 (\text{eV})}{Z^2} \quad (2-40)$$

で与えられる[14]。 Z はこの仮定で生成されるイオンの価数である。 I_{BS} に波長依存性はなく、例えば He 原子 ($I_p \sim 24.6 \text{ eV}$) では $I_{BS} \sim 1.46 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ になる。以上のイオン化過程の様子を図 2-4 に示す。

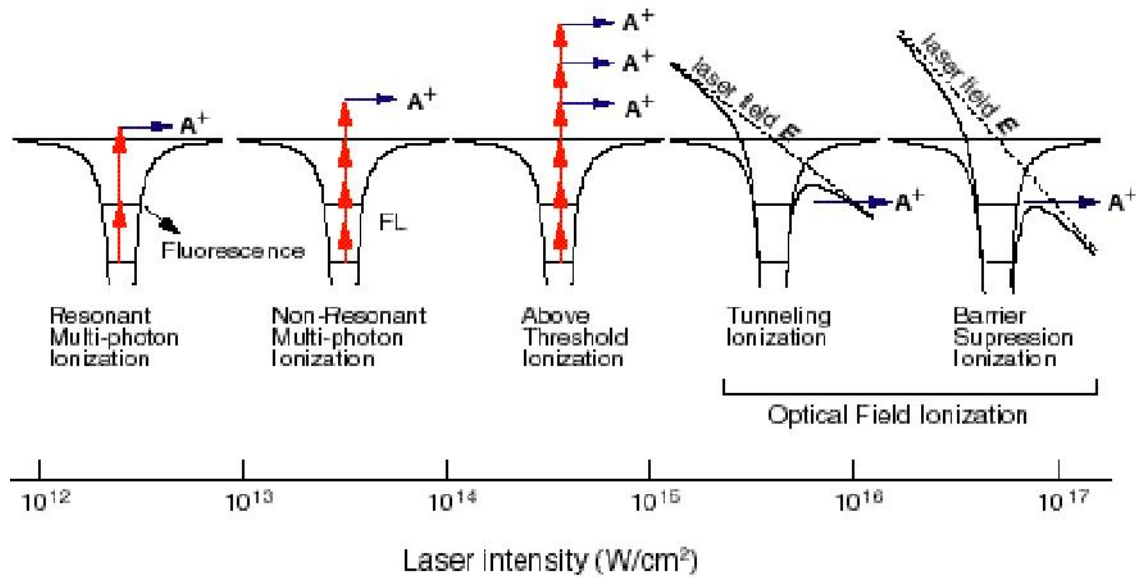


図 2-4 レーザー強度とイオン化機構

2.2.3 プラズマ波の発生と電子加速

超短パルスレーザー光の進行方向の強度分布によるポンデロモータィブ力により、プラズマ中に粗密波が形成されて電子プラズマ波が誘起され、縦方向に非常に強い電界が生じる。この粗密波はレーザー光の伝搬に伴って進行する航跡波となる。

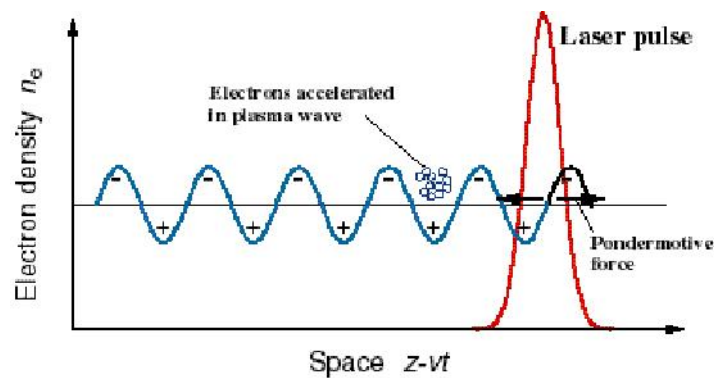


図 2-5 航跡場電子加速

航跡場は約 100 GeV/m とマイクロ波空洞共振器の 1000 倍程度大きな値になるので、電子を航跡場の加速相に乗せることにより、短距離で高エネルギーに加速することが可能になる。これは、レーザーによる電子加速機構の一つとして重要である。

2.2.4 プラズマ屈折率変調による自己収束

高強度の超短パルスレーザー光がプラズマ中を伝搬すると、ポンデロモーティブ力により電子が押し出され、電子密度(n_e)が低下する。プラズマの屈折率 n は、プラズマ振動数 ω_p (cgs 単位系)を用いて以下のように与えられる。

$$\tilde{n} \equiv \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega_0^2}} \cong 1 - \frac{1}{2} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} + \frac{1}{4} \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2} a^2, \quad \gamma = \sqrt{1 + a_0^2} \text{ (円偏光)} \quad (2-41)$$

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi n_e e^2}{m}} \quad (2-42)$$

式(2-2)、(2-41)、(2-42)からわかるように、レーザー光のプラズマ中での位相速度のビーム径方向の分布は、

$$v_\phi = \frac{c}{\tilde{n}(r)} \propto f(n_e(r), I(r)) \quad (2-43)$$

となる。レーザー光の伝搬方向に対して横方向の強度分布を考えると、光軸付近の電子密度が低下し、屈折率が大きくなるため、レーザー光は自己収束(ポンデロモーティブ力による自己収束効果)する。また、光強度 I が大きくなり、 $a_0 \gg 1$ になると、相対論的效果が顕著となってくる。電子の質量が大きくなり ($m \rightarrow (1 - v^2/c^2)^{-1/2} m_0$ 、電子質量シフト効果)、式(2-42)のプラズマ振動数が低下する。その結果、屈折率が大きくなり、レーザー光が自己収束(相対論的自己収束効果)する。これらの自己収束効果は、回折広がりとはバランスし、光ビームがチャンネル状に伝搬し、強度の高い領域が持続できる。

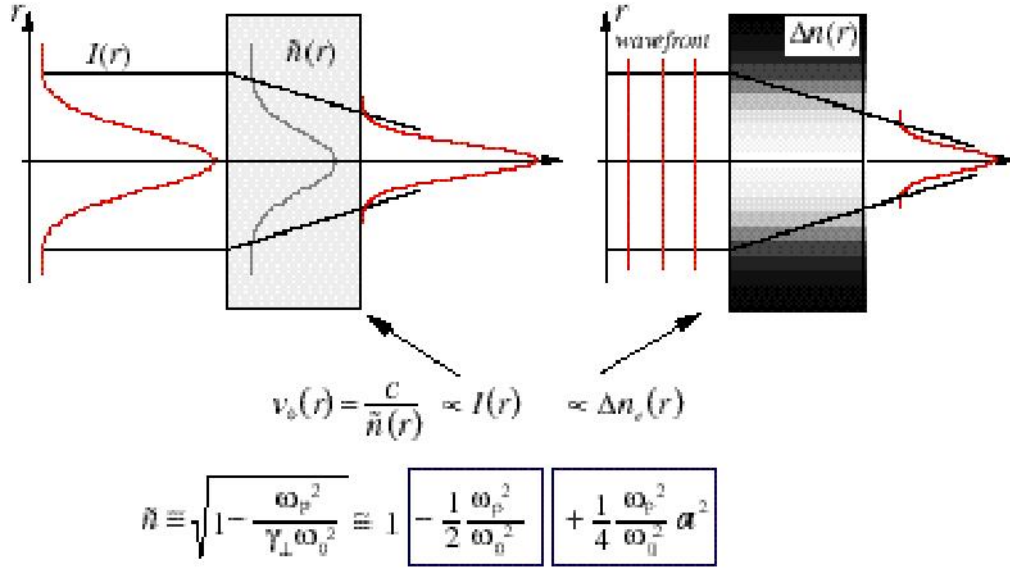


図 2-6 相対論的プラズマ中のレーザー自己収束

2.2.5 超高光圧

高出力レーザーを集光することにより、極めて強い強度の場を生成し、非常に大きい圧力を物質に与えることができる。レーザー強度 $I=10^{20} \text{ W/cm}^2$ の時、光の圧力 P は、

$$P(\text{bar}) = \frac{1}{3 \times 10^9} I (\text{W/cm}^2) \quad (2-44)$$

の関係式より、30 Gbar にも達する。これは軽い電子を飛ばしたり、強い衝撃波を立てたりするのに十分な圧力である。

2.3 レーザーイオン加速機構

1990年代におけるレーザーの短パルス化、高出力化技術の発展により、レーザー出力パワーは飛躍的に増大した[15-18]。1994年の A. P. Few らが大型高出力短パルスレーザー装置を用いて行った実験[19]では、それまでのナノ秒レーザー実験では観測されることのなかった MeV を越える高エネルギーイオンが観測された。これは、高強度短パルスレーザーによる効率的な高速電子発生に起因する結果であった。レーザー光と物質の相互作用はレーザーのパルス幅によって大きく異なる。これは、レーザー光と電子の相互作用時間(パルス幅)と物質の有する固有時間(固有振動数)との関係に依存するためである。パルス幅が長い場合は、エネルギーが電子系から他の系へと移動しつつ、加熱が継続されるため、多くの系が励起される。パルス幅が短い場合は電子系と緩和時間の短い系のみが励起される[5]。本節では、超高強度短パルスレーザーと電子の相互作用による2つのイオン加速機構、①レーザー生成プラズマ中に誘起される静電場による加速、及び②分子線中で形成される分子クラスターが瞬時にイオン化されることによって、親分子の形を止めたまま、イオン同士のクーロン斥力による加速(クーロン爆発)について述べる。

2.3.1 レーザー誘起静電場によるイオン加速

ここでは、高強度のナノ秒レーザーとフェムト秒レーザーによる高エネルギーイオンの生成機構の比較を行い、薄膜相互作用における高エネルギーイオン生成について述べる。

(1) ナノ秒レーザーにおける高エネルギーイオン加速機構

ナノ秒レーザーを固体、気体に入射すると電子はレーザー電場によって振動し、レーザーのエネルギーは電子の運動エネルギーとなる。臨界密度近傍でレーザーエネルギーは吸収される。電子は衝突を介して熱化し、電子温度 kT_h で特徴づけられるプラズマを生成する。 k はボルツマン定数、 T_h は高温電子の温度。吸収エネルギーの一部は熱伝導や輻射により輸送され、より高い密度領域が加熱される。プラズマからは大きな熱速度を持った軽い電子の離散に従ってイオンが拡散する(両極性拡散)。イオンは高温電子との両極性拡散によってパルス照射中は等温膨張し、レーザーパルス照射以降は断熱膨張をする。膨張するイオンの速度は、主に電子温度によって決まる。この様子を図 2-7 に示す。電子の膨張によりイオンは、電子に追従するように加速される。

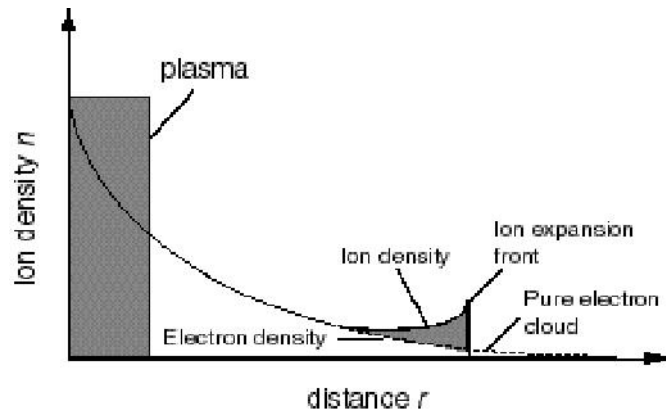
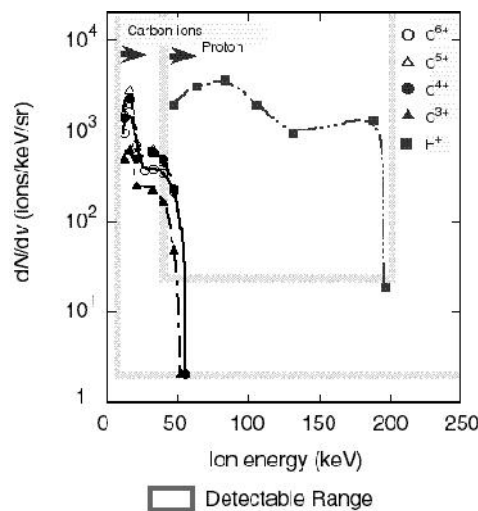


図 2-7 レーザープラズマ密度プロファイル

高出力ナノ秒レーザーを用いた実験によって得られたイオンのエネルギー分布の一例を図 2-8 に示す。プロトンの最大エネルギーは約 200 keV, 炭素イオンの最大エネルギーは 50 keV であり、電子温度で決まる膨張端の最大ポテンシャル勾配が与える最大エネルギーに対応する速度分布端が観測される。


図 2-8 ナノ秒レーザー(10^{16} W/cm²)におけるイオンエネルギー Spektrum [20]

(2) フェムト秒レーザーにおける高エネルギーイオンの発生機構

フェムト秒レーザーによる高エネルギーイオン発生機構は、レーザー光の電場が印可される時間が極めて短く、その強度も非常に大きいので、ナノ秒レーザーを用いた加速機構とは異なる。図 2-9 にフェムト秒レーザーによる高エネルギーイオンの発生機構の概略図を示す。超高強度短パルスレーザーを固体表面に集光照射すると表面にプラズマが生成され、短パルスレーザーの電界強度勾配による

ポンデロモータビリティによってレーザーの進行波方向にプラズマ波が生成される。このプラズマ波に乗った電子によって高エネルギーにまで加速される(レーザー航跡場加速)[21]。電子は、この他にも、共鳴吸収機構[22]、ブルネル機構 [23]、azimuthal 磁場における $\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ 加速[24]、plasma wave breaking[25]等の機構によって加速される。薄膜固体に照射した場合、高エネルギー電子は、ターゲットを抜けて裏面より電子束として吹き出し、裏面において、残されたイオンとの荷電分離によって生じた強い静電場(静電シース)を形成する。一方、低エネルギー電子はイオンによって引き戻され、衝突によりプラズマを加熱する(真空加熱)。ターゲット中では、電子が離散(電離)した後に残ったイオン群がクーロン斥力による散逸(クーロン爆発)と、先程の高エネルギー電子(電子流)の誘起する強磁場によって、内部のイオンは真空領域に引き出される。これらの結果、イオンは高エネルギーにまで加速される。

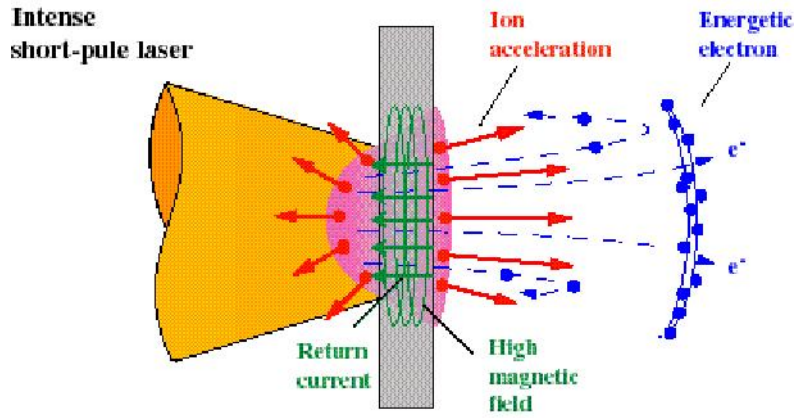


図 2-9 レーザー生成プラズマ誘起静電場加速

レーザー波長より短い密度勾配スケール長を持つプラズマ中では、電子はレーザー電場から 1 周期の間に運動エネルギー

$$W_{\text{osc}} = \sqrt{(m_0 c^2)^2 + (cp)^2} - m_0 c^2 = \left[\sqrt{1 + \left(\frac{p}{m_0 c} \right)^2} - 1 \right] m_0 c^2 = (\gamma - 1) m_0 c^2 \quad (2-45)$$

を持って逸脱する。ここで、式(2-45)は式(2-34)のポンデロモータビリティポテンシャルと一致する。高エネルギー電子の平均エネルギー(高温電子の温度) T_h は、式(2-29)、(2-34)、(2-36)より、 U_p を用いて、

$$T_h = \left[\sqrt{1 + \frac{2U_p}{m_0 c^2}} - 1 \right] m_0 c^2 \quad (2-46)$$

と表すことができる。また、

$$\frac{kT_h}{\text{keV}} = 511 \left\{ \left[1 + \frac{1}{1.37} \left(\frac{I_L}{10^{18} \text{W/cm}^2} \right) \left(\frac{\lambda_L}{\mu\text{m}} \right)^2 \right]^{\frac{1}{2}} - 1 \right\} \quad (\text{直線偏光の場合}) \quad (2-47)$$

とレーザー強度に対してスケールできる[26]。高エネルギー電子のエネルギー分布はボルツマン分布 $f(E) = dn/dE = N_{e,hot} \sim \exp(-E/kT_h)$ に従うことが実験で示されている[27]。

電子加速を起こす静電シースのスケール長はこの温度 T_h を用いて表されるデバイ長

$$\begin{aligned} \lambda_D &\equiv \left(\frac{kT_h}{4\pi e^2 N_{e,hot}} \right)^{1/2} = 2.4 \left(\frac{kT_h}{1\text{MeV}} \right)^{1/2} \left(\frac{N_{e,hot}}{10^{19} \text{cm}^{-3}} \right)^{-1/2} (\mu\text{m}) \\ &= 7.4 \times 10^6 \left[\frac{kT_h (\text{eV})}{N_{e,hot} \text{cm}^{-3}} \right]^{1/2} (\mu\text{m}) \end{aligned} \quad (2-48)$$

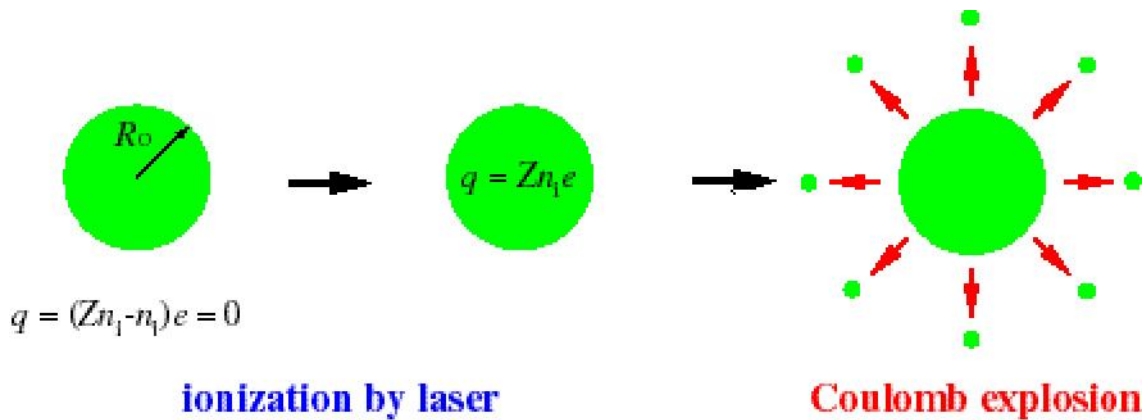
に対応すると考えられる。ここで、イオンを加速させる静電場 E_h は、プラズマのポテンシャルエネルギー ϕ とデバイ長 λ_D 及び $E_h = -\text{grad}\phi$ の関係を用いて、 $E_h = \phi/\lambda_D$ と表される。また、ボルツマン分布 $N_{e,hot} = N_0 \exp(e\phi/kT_h)$ [21] の関係より、ポテンシャルエネルギー ϕ は $\phi = kT_h/e \cdot \ln(N_{e,hot}/N_0)$ となり、電子温度と密度の関数で表される。以上のことから、電子温度とデバイ長より見積もられる静電場 E_h の大きさは、

$$\begin{aligned} |E_h| &= \frac{\phi}{\lambda_D} = \frac{kT_h}{e\lambda_D} 10^{12} \ln \left(\frac{N_{e,hot}}{N_0} \right) \left[\frac{\text{V}}{\text{m}} \right] \propto \sqrt{kT_h} \cdot f(N_{e,hot}) \\ \therefore f(N_{e,hot}) &= \sqrt{N_{e,hot}} \cdot \ln(N_{e,hot}) \end{aligned} \quad (2-49)$$

となる[28]。式 (2-49) より高エネルギーにまでイオンを加速するには、電子温度を大きくすればよいことが分かる。薄膜固体に超高強度短パルスレーザーを照射すると、高温の薄膜プラズマを生成でき、薄膜ターゲットはイオン加速用のターゲットとして有効である。

2.3.2 クーロン爆発によるイオン加速機構

高エネルギーイオン生成の他の手法として、クラスター分子ガス中でのクーロン爆発機構によるイオン生成の研究が行われている。クラスター分子ターゲットに超高強度短パルスレーザーを照射すると、まず、光電場電離(OFI)により瞬時に電子が剥ぎ取られ、元のクラスター分子の形をとどめたまま(解離せず)高い価数にまでイオン化される。そして、そのイオン分子内の構成イオン同志のクーロン斥力によって爆発が起き、ほぼ等方的に高エネルギーイオンが飛散する。これを“クーロン爆発”と呼ぶ。但し、高分子や原子の電離過程は OFI だけでなく、例えば、振動電界により戻ってくる電子による衝突電離も生じる。レーザー光による高分子、原子の電離過程の解明そのものも研究対象となっている[29-33]。



クラスター分子のクーロン爆発を簡単なモデルにより考察してみる。クラスター分子として、一様な原子密度 n_0 、半径 R_0 の球状の原子集合体を考える(図 2-11)。電子の密度とイオンの密度は等しく、初期には電子とイオンは静止して、温度は0と仮定する。電子の運動エネルギーは相対論的な電子の運動エネルギーの関係より、

$$E_{kin} = E_{total} - m_0 c^2 = \left(m^2 c^4 + p_z^2 c^2 + p_x^2 c^2 \right)^{1/2} - m_0 c^2 \quad (2-50)$$

となる。ここで、 m は電子の質量、 m_0 は電子の静止質量、 c は光速、 p_x 、 p_z はレーザー伝搬方向と電界方向の運動量とする。また、静電ポテンシャルは、

$$E_{kin} = p_z c + e\phi \quad (2-51)$$

となる。 p_x 、 p_z は式(2-22)で表される。電磁波は平面波であるとする。静電ポテンシャルは電荷分離のために生じるため、その値は球の表面の半径 R_0 でのポテンシャル

$$\phi_{max} = \frac{4}{3} \pi \bar{Z} e n_e R_0^2 \quad (2-52)$$

を越えることは出来ない。 $\bar{Z}$ はイオンの平均電荷数である。静電ポテンシャルエネルギー $e\phi_{max}$ が電子の運動エネルギー E_{kin} に比較して十分小さい場合 ($e\phi_{max} \ll E_{kin}$)、 E_{kin} は、

$$\begin{aligned} E_{kin} &= \sqrt{m^2 c^4 + \frac{a^4}{4} m^2 c^4 + a^2 m^2 c^4} - m_0 c^2 \\ &= m_0 c^2 \left(1 + \frac{a^4}{4} + a^2\right)^{1/2} - m_0 c^2 \\ &= \frac{a^2}{2} m_0 c^2 \end{aligned} \quad (2-53)$$

と表せる。この場合、すべての電子は $\sim 2R_0/c$ の時間の間にレーザーによって剥ぎ取られる。このように、クラスターからすべての電子を剥がす為に必要な規格化レーザー振幅 a を求めると、

$$a > \left(\frac{8\pi \bar{Z} e^2 n_e}{3m_0 c^2} \right)^{1/2} R_0 \quad (cgs) \cong 34 \left(\frac{\bar{Z} n_e}{5 \times 10^{22} cm^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_0}{1\mu m} \right) \quad (2-54)$$

である。例えば、半径 $1\mu m$ 、密度 $5 \times 10^{22} cm^{-3}$ の場合に必要なレーザー強度は、式(2-2)、(2-52)より、波長 $1\mu m$ のレーザーでは、 $1.6 \times 10^{21} W/cm^2$ である。

次に、クーロン爆発の間にイオンが得る運動エネルギーは、イオンが始めにクラスター内のどの位置にいるのかによって決まる。図 2-12 に示される球状クラスターについて考える。イオンの電荷は、

$$Q = \frac{4}{3} \pi r_0^3 n_i \bar{Z} e \quad (2-55)$$

で与えられ、ガウスの法則(Gauss's law: $\nabla E = 4\pi\rho$ [cgs 系])より、位置 r における電場は、

$$\begin{aligned}\int_s E(r) ds &= 4\pi \int Q dv \\ 4\pi r^2 E(r) &= 4\pi \left(\frac{4}{3}\pi r_0^3 n_i \bar{Z}e\right) \\ E(r) &= \frac{4}{3}\pi n_i \bar{Z}e \frac{r_0^3}{r^2}\end{aligned}\quad (2-56)$$

で与えられる。但し r_0 は初期位置である。ここで、イオンが時間 t までの間に得るエネルギーは、

$$E_{ik} = \int_{r_0}^{r(t)} ZeE(r) dr = \frac{4}{3}\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_c^2 \left\{1 - \frac{r_c}{r(t)}\right\} \quad (2-57)$$

となる。初期位置が r_0 のイオンが得るエネルギーは最終的に次式で与えられる。

$$E_{ik} = \frac{4}{3}\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_0^2 \quad (2-58)$$

したがって、クラスターが得る最大のイオンエネルギーは、

$$E_{\max} = \frac{4}{3}\pi Z\bar{Z}e^2 n_i R_0^2 \approx 300 Z\bar{Z} \left(\frac{n_i}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}}\right) \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}}\right)^2 [\text{MeV}] \quad (2-59)$$

(Z はイオンの電荷数)となる。最大イオンエネルギーは、半径 R_0 、イオン密度 n_i に比例、つまりクラスターの原子数に比例している。

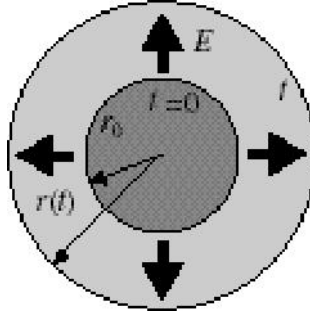


図 2-12 球状クラスタークーロン爆発モデル

半径 r_0 から r_0+dr_0 の間にあるイオンの数とエネルギーは、

$$\begin{aligned}\frac{dN}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0} \left(\frac{4}{3} \pi n_i r_0^3 \right) = 4\pi n_i r_0^2 \\ \frac{dE}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0} \left(\frac{4}{3} \pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0^2 \right) = \frac{8}{3} \pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0\end{aligned}\quad (2-60)$$

なので、イオンのエネルギー分布関数は次のようになる。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{3}{4(Z\bar{Z})^{3/2} e^3} \sqrt{\frac{3E}{\pi n_i}} \propto \sqrt{E} \quad (2-61)$$

式(2-61)よりエネルギー E の平方根に比例した分布になる事が分かる。また、分布のピークは最大イオンエネルギー $E_{\max}$ の位置になる(図 2-13)。式(2-53)、(2-58)より、入射レーザー強度に対する、最大イオンエネルギー $E_{\max}$ は次のように与えられる。

$$\begin{aligned}E_{\max} &= \frac{4}{3} \pi Z \bar{Z} e^2 n_i R_0^2 = \frac{m_0 c^2}{2} a^2 Z \bar{Z} = \frac{m_0 c^2}{2} (0.85 \sqrt{I \lambda^2})^2 Z \bar{Z} \\ &= 187 Z \bar{Z} \left[\frac{I \lambda^2}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right] [\text{keV}]\end{aligned}\quad (2-62)$$

または、

$$\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2} = \frac{5.3}{Z \bar{Z}} \left[\frac{\lambda}{\mu\text{m}} \right]^2 \left[\frac{E_{\max}}{\text{MeV}} \right] \quad (2-63)$$

さらに、式(2-62)より、レーザー強度 I で完全電離させてクーロン爆発を起こすことが出来るクラスターの半径 R_0 は次式で与えられる。

$$\begin{aligned}
 R_0[\text{nm}] &= \frac{580}{\sqrt{ZZ}} \left[\frac{n_i}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1/2} \left[\frac{E_{\text{max}}}{\text{MeV}} \right]^{1/2} = \frac{a}{34} \frac{1}{\sqrt{ZZ}} \left[\frac{n_i}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1/2} \\
 &= \frac{25}{\sqrt{ZZ}} \left[\frac{I \lambda^2}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right]^{1/2} \left[\frac{n_i}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1/2}
 \end{aligned} \tag{2-64}$$

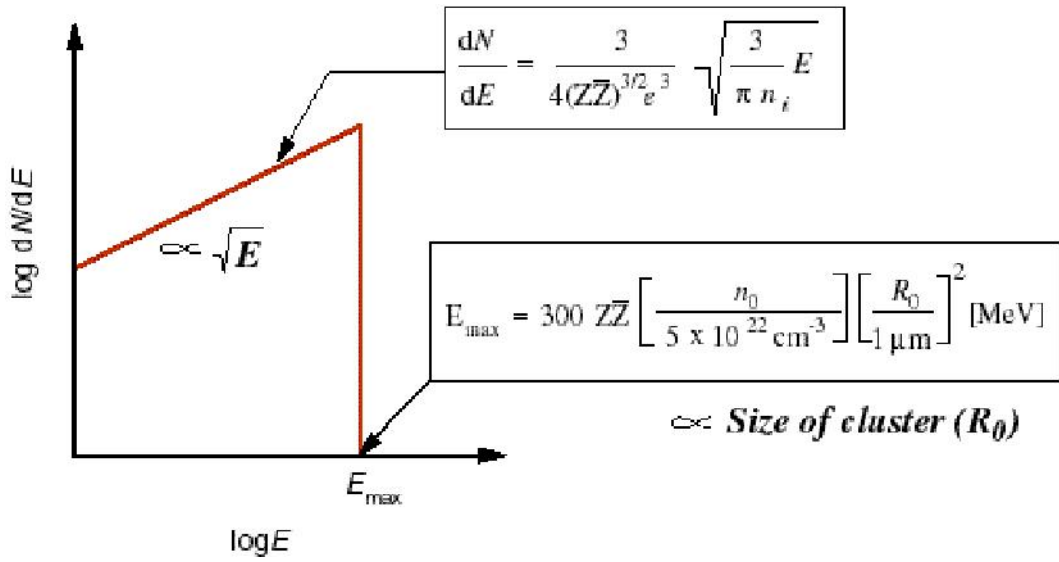


図 2-13 一様球状クラスター分子クーロン爆発による発生イオンのエネルギー分布

ここで、クーロン爆発に関して、1、2次元におけるモデルと比較する。1次元モデルの場合の最大値とエネルギー分布は、付録 A より、

$$E_{\text{max}} = 4\pi ZZ e^2 n_i R_0 r(t) \tag{2-65}$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{S}{2\pi ZZ e^2 r_0} = S \sqrt{\frac{n_i}{\pi ZZ e^2 E}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \tag{2-66}$$

となる。一方、2次元モデルの場合の最大値とエネルギー分布は、

$$E_{\text{max}} = 2\pi ZZ e^2 n_i R_0^2 \ln(r(t)) \tag{2-67}$$

$$\frac{dN}{dE} = \frac{l}{2ZZe^2 \ln(r(t))} \propto \text{const.} \quad (2-68)$$

となる。以上のエネルギー分布を図 2-14 に示す。図 2-14(a) の 1 次元のエネルギー分布は $E^{-1/2}$ に比例し、最大エネルギー値はない。特に実験系の場合は、事象(クーロン爆発)が生じた地点から検出器までのイオンの飛行時間 t_{TOF} で決まる。図 2-14(b) の 2 次元のエネルギー分布は一定であり、最大エネルギー値は図 2-14 (a)と同様はない。図 2-14(c) は前述した 3 次元のクラスタークーロン爆発に相当し、最大エネルギー値は 1、2 次元の場合と異なり、任意ではなく、初期のイオンクラスター半径で決まる値となる。

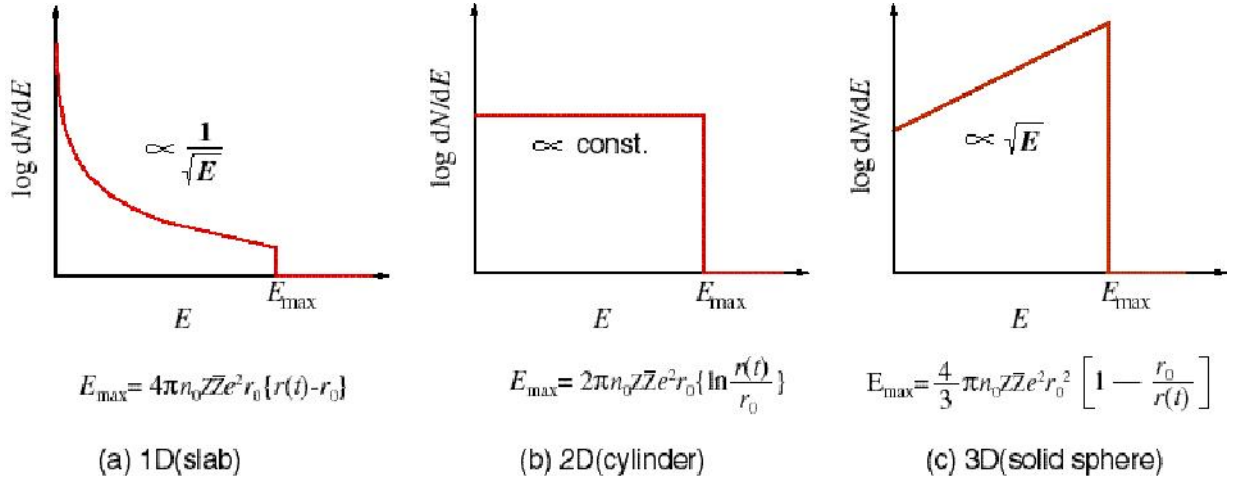


図 2-14 各次元においてクーロン爆発から生じるイオンのエネルギー分布

2.4 超高強度短パルスレーザー (T⁶-laser)システムの構成と性能

2.4.1 超高強度短パルスレーザー

近年のレーザー技術の進展により、フェムト秒レーザーパルスが容易に発生できるようになった。従来ではレーザー核融合実験装置のような大型施設でしか実現できなかった TW(10^{12} ワット)以上の超高強度光場が、研究室規模で設置できるテーブルトップサイズのレーザー装置からでも得られるようになった。パルスレーザー装置から高いパワーを得るためには、パルスの持つエネルギーを増す必要がある。そのために発振器と増幅器を組み合わせた MOPA(Master Oscillator and Power Amplifier)装置が用いられる(図 2-15)。増幅器の段数を増やせば、より大きなエネルギーが得られるが、パルスのエネルギー(パワー)密度(ビームの単位面積当たりのエネルギー(パワー))が大きくなるとパルス自身が増幅器を破壊することになるため、ピークエネルギーは 1 cm^2 あたり数 J 程度に抑える必要がある。しかし、フェムト秒レーザーパルスでは、ピークパワーは発振器を出た時点で、すでに MW レベルであるので前段増幅器を通過するだけで GW オーダーに達し、エネルギー強度を数 J/cm^2 以下に抑えても、強度が TW/cm^2 にもなり、非線形効果が現れ光学素子の破壊をきたす。この限界を打破したのが、チャープパルス増幅(Chirped Pulse Amplification : CPA)である[35]。この CPA 法は 1985? 1987 年に提案、実証された。極短パルスレーザーのパルス幅を増幅前に広げておき、増幅後に再び圧縮することで、増幅器中のピークパワーを減少させ、非線形現象や破損を避ける方法である。

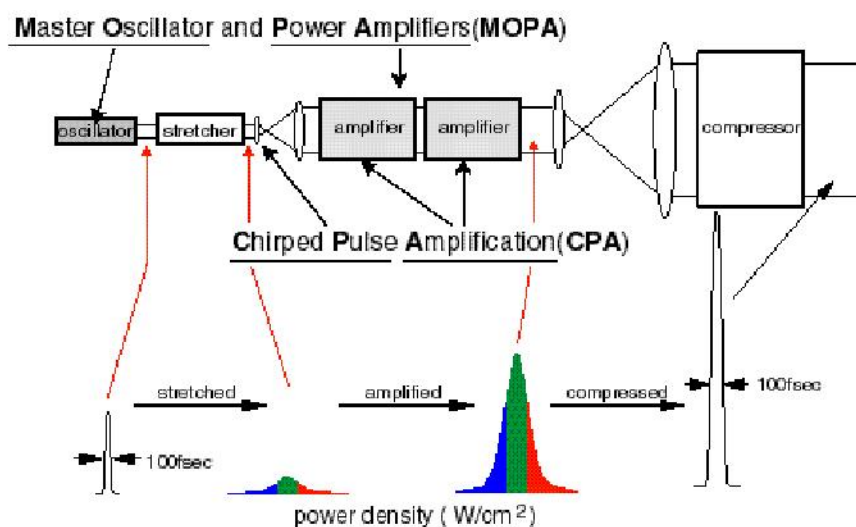


図 2-15 MOPA-CPA システム

パルス幅が短い場合、例えば 100 fs の場合、わずか 100 mJ のエネルギーで 1 TW が得られる。100 mJ のエネルギーを出す MOPA はテーブルトップのサイズに構築することができるため、極めてコンパクトな高強度レーザー (総称 T キューブレーザー = T³-laser = Table-Top TW laser) が実現できる。このレーザーを $\phi 10 \mu\text{m}$ まで集光することにより、 10^{18} W/cm^2 以上の強度を得る事ができる。また、近年では PW(10^{15} ワット)レーザーも開発され、その集光強度は 10^{19} ? 10^{20} W/cm^2 にまで達するようになった。

2.4.2 チタンサファイア CPA レーザーシステム (T⁶-laser)

本研究のレーザー相互作用実験には、筆者のグループが開発したテーブルトップ超高強度短パルスレーザーシステムを使用した。このシステムは Table-Top TW Tunable Ten Hz Ti:sapphire laser の接頭語から T⁶ レーザーと名付けられ、その構成は CPA-MOPA システムになっている。システムの概略を図 2-16 に、構成を図 2-17 に、システムの全景を図 2-18 に示す。発振器からパルス幅 100 fs、10 nJ のパルスが 76 MHz で発振し、このパルス光を 3 台の増幅器を用いて増幅する。発振器の光を 100 fs のまま増幅すると、ピークパワーが高いために損傷を引き起こす。これを避けるためにチャープパルス増幅法(CPA)を採用し、発振器からのパルス光をレンズ望遠鏡と 1 対の回折格子によって構成されたパルス伸延器により、400 ps 程度まで拡げる。76 MHz のパルス列はポッケルスセルと偏光素子により構成されたパルススライサーによって 10 Hz まで減らされる。この繰り返しは、各増幅器の励起用に用いている YAG レーザーの Q スイッチ動作周波数 10 Hz に同期されている。パルス光は光学的損傷を防ぐために、テレスコープでビーム径を拡げながら前置増幅器、パワー増幅器へと導かれ、nJ から 1 J まで増幅される。増幅されたパルス光は回折格子対で構成されたパルス圧縮器により元のパルス幅まで再圧縮される。パルス圧縮器を出たパルス光は、空気中の伝搬における非線形屈折率による波面の歪みを避けるために真空ビーム管内を伝搬させ、ミラーにより照射実験チェンバーに導かれる。

ここで、高強度レーザーの媒質(硝子や空気)伝搬中の位相ひずみについて評価してみる。超高強度短パルスレーザー(強度 I)が媒質中を L だけ伝搬することで受ける位相変動量 $\delta\phi_{ph}[\text{rad}]$ は”B 積分” [36-37]として、

$$\delta\phi_{ph} \equiv B \equiv k \cdot \gamma \cdot \int_0^L I(z) dz \quad (2-69)$$

と表される。 k は波数、 $\gamma = (4\pi \times 10^7 / c) \cdot (n_2 / n) = 4.19 \times 10^{-3} (n_2 / n)$ 、 n_2 は媒質の非線形屈折率(Optical Kerr Coefficient)、 n は媒質の屈折率(esu)である。例として、1 TW レーザー (波長 800 nm, ビーム径 $\phi 6 \text{ cm}$) の伝搬を考える。ガラス媒質を BK-7($n_{BK}=1.517$, $n_{2,BK}=1.24 \times 10^{-13}$)、伝搬距離を $L_{BK}=3 \text{ cm}$ とすると、B

値は $B_{BK}=2.8$ となる。空気媒質(20 °C, 760 Torr, $n_{air}=1.000275$, $n_{2,air}=1.2\times10^{-16}$)を伝搬させると、同じく $B_{air}=2.8$ の値となるのは $L_{air}=2.0\times10^3$ cm の場合である。先述の波面の歪みが大きくなってくると、レーザー光のフィラメンテーションや光全体の自己集束により、入射窓やレンズ等の光学媒質や光学ミラー等への損傷を引き起こすため、本レーザーシステムでは $B<3$ の条件になるように設計している。

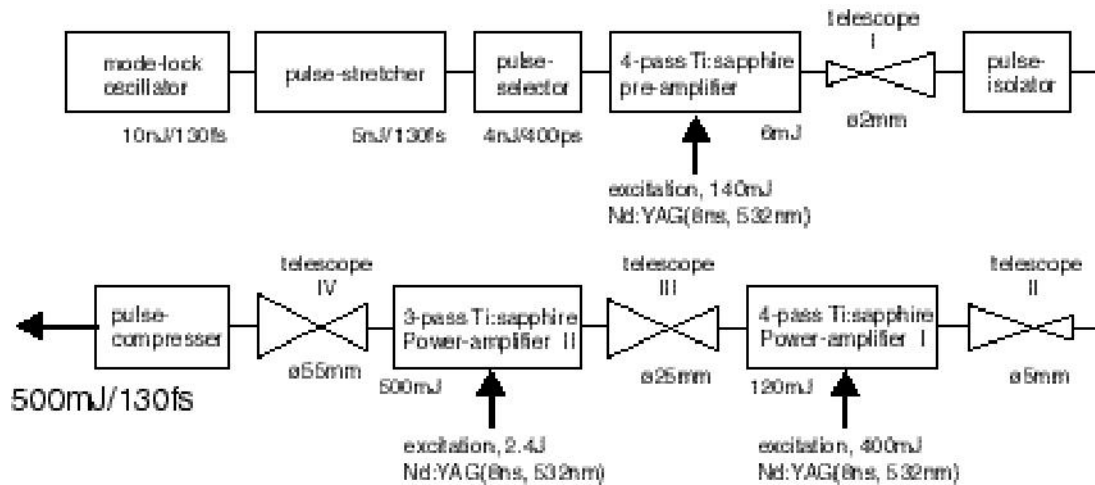


図 2-16 T⁶-レーザーシステム概略図

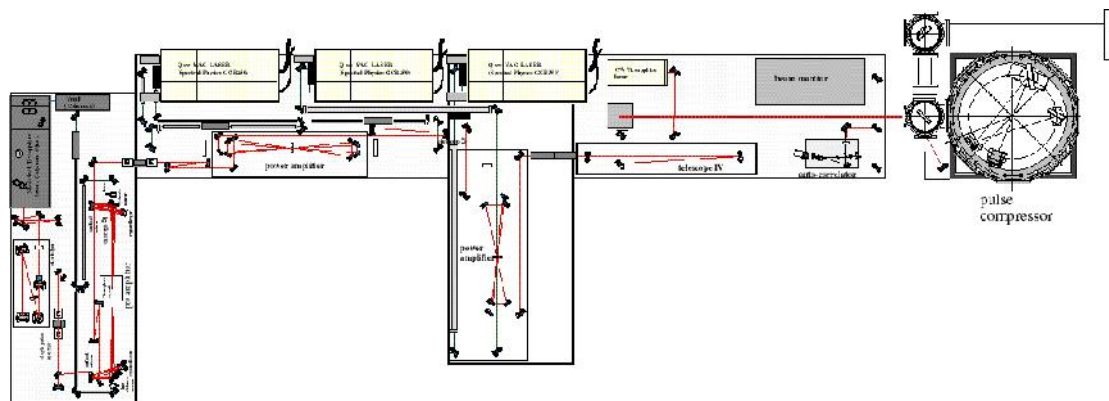


図 2-17 T⁶-レーザーシステム構成図



図 2-18 T⁶-レーザーシステム全景

2.5 超高強度短パルスレーザーの集光特性

超高強度短パルスレーザー相互作用実験に際して、高い強度を得るためにレーザー光を微小空間に集光する。一般にはレンズ(ガラス媒質)を用いて集光が行われるが、単純な平凸レンズを用いた場合には、球面収差や色収差によって、集光径が理論値よりも大きくなる。さらに、本実験で使用する短パルスレーザー光はスペクトル幅が広いため、分散によるパルス幅の広がりや、強度に比例した非線形効果[36]からレーザー光のフィラメント化や自己集束が起こり、レンズ内部に損傷を受けるなどの問題が生じる。一例として、前に述べた B 値を考えてみる。厚さ 1.5 cm の BK-7 レンズでは、レーザービーム強度が $I=3.5 \times 10^{10} \text{ W/cm}^2$ (1 TW, $\phi 6 \text{ cm}$) の場合には、 $B=1.4$ にもなる。本研究では、これらの問題を避けるために放物面鏡を採用した。特に照射光学系とターゲット駆動装置などとの空間的干渉を避けるために、軸外し放物面鏡を用いた。本節では、放物面鏡によるレーザーの集光特性について述べる。

2.5.1 集光径評価

(1) ガウス型ビーム[38,39]

図 2-19 は、直径 D (強度が中心値の $1/e^2 (=0.135)$ となる径) の平行なガウスビームが理想レンズを用いて集光される様子を示す。ビームは焦点において最小のビームくぼみ(Beam waist)と平坦な波面を持つガウス分布を示す。ビーム半径 $w(z)$ と曲率半径 $R(z)$ は次式で与えられる。

$$w(z) = w_0 \sqrt{1 + \frac{z^2}{z_0^2}} \quad (2-70)$$

$$R(z) = z + \frac{z_0^2}{z} \quad (2-71)$$

ここで、 z_0 はビームくぼみが $\sqrt{2}w_0$ となる点 $z=0$ からの距離とし、

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda} \quad (2-72)$$

で与えられる。一般的に、この z_0 はレーリー長(Rayleigh range)と呼ばれる。発散角は近似的に、

$$\theta \approx \frac{\lambda}{\pi w_0} \quad (2-73)$$

で与えられる。ここで、 θ は近似により、

$$\theta \approx \frac{D/2}{f} \quad (2-74)$$

とすると、式(2-73)、(2-74)より、ビームスポット径 $2w_0$ は、

$$2w_0 = \frac{4\lambda}{\pi} \frac{f}{D} = \frac{4\lambda}{\pi} F = 1.27\lambda F \quad (2-75)$$

となる。但し、 $F = f/D$ とする。また、焦点深度(Depth Of Focus : DOF)をビーム径がビームくぼみでの値の2倍になる距離とすると、

$$DOF = \frac{8\lambda}{\pi} F^2 = 2.55\lambda F^2 \quad (2-76)$$

で与えられる。ここで、レーリー長 z_0 と焦点深度(DOF)の関係は、

$$z_0 = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{2\lambda}{\pi} F \right)^2 = \frac{4\lambda}{\pi} F^2 = \frac{1}{2} (DOF) \quad (2-77)$$

となる。式(2-73)より、 F の値(以下、” F 値”と略す)が小さい集光系を組むことにより、集光径を小さくすることができる。但し、焦点深度が浅くなるため、ターゲットの位置設定に高い精度が求められる。実験に応じて F 値を選択する必要がある。例として、波長 $0.8 \mu\text{m}$ 、ビーム径 $50 \text{ mm}(1/e^2)$ のガウシアンビームを焦点距離 50 mm の収差の無いレンズを用いて集光すると、集光径は $2w_0 = \phi 1 \mu\text{m}$ 、焦点深度は $DOF = 2 \mu\text{m}$ となる。

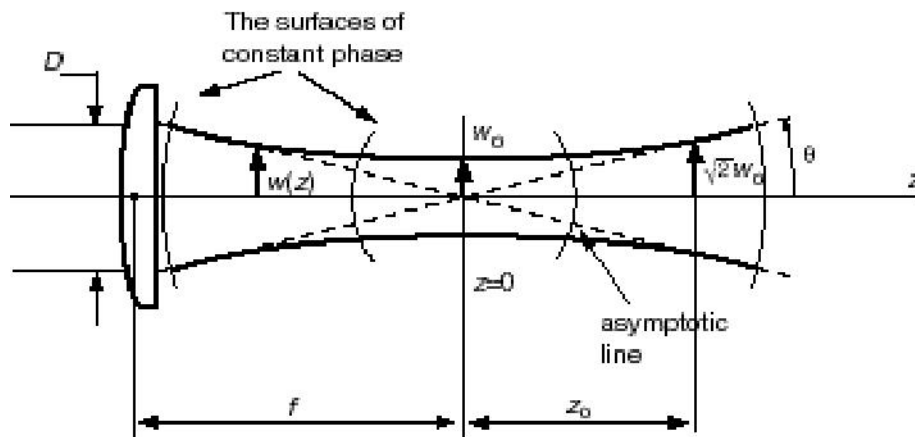


図 2-19 ガウシアンビームの理想レンズを用いた集光

(2) 軸外し放物面鏡

超高強度短パルスレーザーを集光するには軸外し放物面鏡が適している。放物面鏡は反射面が放物面になっており、垂直に光を入射させると入射波長に関係なく一点に集光される。つまり、レンズでは集光径を拡げる原因となる球面収差、色収差の影響が殆ど無い集光用の鏡として扱える。また、ガラス媒質(レンズ)中を伝搬させることなく、反射によって集光が行われるため、高強度レーザーが媒質中を通る時に起こる非線形現象の影響を受け難い。但し、非常に高価であり、反射面が一般には金属コートであるために損傷閾値が低く、さらに集光位置調整が非常に難しいという欠点がある。

(3) 集光径計測

図 2-20 に示される集光監視モニターを用いて軸外し放物面鏡による集光調整と集光径の測定を行った。 T^6 -レーザーから出射される平行ビーム($\phi 55 \text{ mm}$)を $F=3$ の軸外し放物面鏡を用いて集光する。集光スポットの像を F 値の低い($F<3$)アクロマテックレンズを用いて受光し、2枚のレンズで拡大と像転送を行う。さらに、対物レンズを用いて CCD カメラの受光面に投射し、ビームプロファイラーを用いて計測する。ビーム径の較正は $\phi 20 \text{ }\mu\text{m}$ の銅ワイヤーを用いて行った。調整は大気中で行うが、最終的には真空中において微調整を行う。特に高強度短パルスレーザーの場合、大気中を伝搬させただけで波面の歪みや色分散が生じるために、集光径だけでなくパルス幅も拡がる。

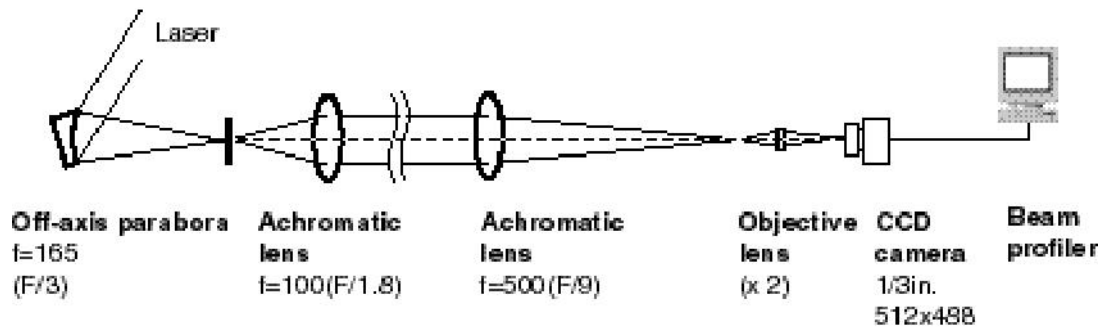
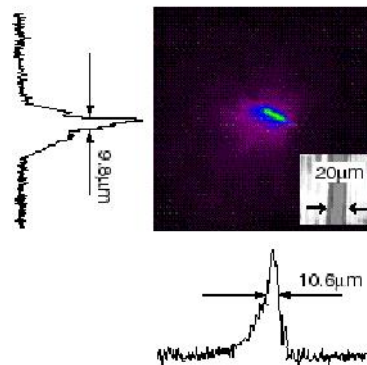


図 2-20 集光監視モニター

図 2-21 に、軸外し放物面鏡による T^6 -レーザービームの集光スポットをモニターで計測した結果を示す。集光径は縦 $9.8\ \mu\text{m}$ 、横 $10.6\ \mu\text{m}$ (Full width at half maximum: FWHM)であった。但し、エネルギー集中度率は約 50 %であった。また、 $1/e^2$ におけるビーム径は約 $26\ \mu\text{m}$ であった。 T^6 -レーザーをガウシアンビームと仮定すると、レーザービームは波長が $0.8\ \mu\text{m}$ 、 F 値が 3 であるから、式(2-73)より約 $\phi_{F=3}=3\ \mu\text{m}(1/e^2)$ まで集光することが理論的に可能である。この計測で得られた結果と比較すると、理論値の約 9 倍まで集光している。


図 2-21 軸外し放物面鏡を用いて集光した T^6 -レーザービームの集光径

次に、 T^6 -レーザーの最大出力における集光径を評価するために、レーザー生成プラズマの X 線生成領域をナイフエッジ(半影)法によって測定した。計測配置を図 2-22 に示す。 T^6 -レーザーを真空チェンバー内において、アルミターゲットの表面に 45° 度入射で集光照射し、プラズマを生成させる。集光点より $5\ \text{mm}$ の位置にカミソリの刃を設置し、 $500\ \text{mm}$ の位置に X 線 CCD カメラを設置し、生成プラズ

マより発生する X 線の半影像を測定した。この手法はレーザーの最大出力時の集光径の評価が行える点で有効な方法であり、他の X 線ピンホールカメラ等の計測法と比較して、少ない X 線量で計測が可能であることやアライメントが容易であるという利点がある。

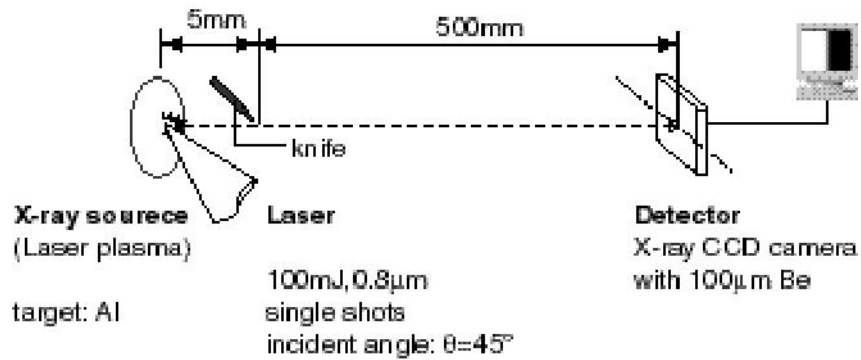


図 2-22 半影法による集光径計測

図 2-23 に測定された半影像の積分より求められた X 線発光領域の強度分布を示す。45 度入射の補正を行うと、発光領域は $4.5 \mu\text{m}$ (FWHM)及び $6.9 \mu\text{m}(1/e^2)$ となった。測定値($1/e^2$)は理論値の 2.3 倍になる。

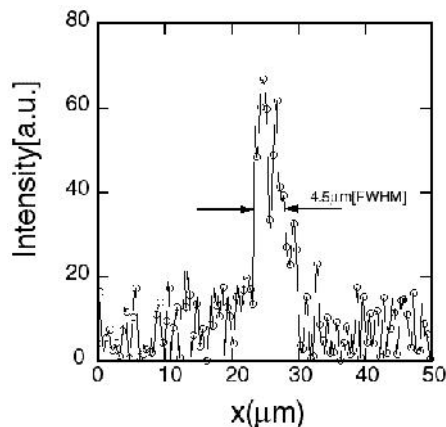


図 2-23 ナイフエッジ法による生成 X 線の強度分布
レーザー:100 mJ,130 fs,0.8 μm 、F/3 軸外し放物面鏡、
ターゲット:Al、倍率:100 倍、検出器:X 線 CCD カメラ

表 2-1 に以上の結果をまとめる。軸外し放物面鏡を用いて集光を行った結果、集光監視モニター計測では、理論値の 8.7 倍の ϕ_{1/e^2} 26 μm まで集光することができた。理論値との相違の原因はレーザー

システム内の増幅用結晶やポラライザー等のガラス媒質のパルス通過によるビーム波面の歪みの影響などが考えられる。 T^6 -レーザーのビーム波面は実計測によると λ 程度であり、この歪みをガウシアンビームに与えた場合、ビーム径は2倍に広がる[40]。一方で、ナイフエッジ法によるX線の発生領域が集光径に対応すると仮定した場合、理論値の2.3倍まで集光されているという結果を得た。これより、入射エネルギーは、集光監視モニターでの測定値程度の領域に集約されていると言える。

表 2-1 集光径計測結果

	理論値 $\phi_{F=3}$ ($F=3$, Gaussian beam)	集光監視モニター 計測	半影法(X線計測)
集光径 $\phi_{1/e2}(\mu\text{m})$	3	26	6.9
$\phi_{1/e2} / \phi_{F=3}$	1	8.7	2.3

2.5 レーザー生成高エネルギーイオンの計測手法

超高強度短パルスレーザープラズマ相互作用の研究では、生成される高エネルギー粒子(電子、イオン)のエネルギー分布(スペクトル)を測定することは発生機構や発生効率等を調べるために重要である。本研究で用いる T^6 -レーザーの出力は数 100 mJ 程度であるが、集光強度は 10^{18} W/cm² にもなり、生成するイオンのエネルギーは MeV 以上になると予測される。また、高強度レーザー生成プラズマからはイオンだけでなく電子や X 線も発生するため、イオンを特定して測定できるイオン計測法を選ぶ必要がある。レーザー生成プラズマから発生するイオンについて、これまでに用いられてきた主な分析方法を表 2-2 にまとめる。本節では、実験において採用した検出器(CR-39、イメージングプレート、MCP)とそれらを用いた計測法について説明する。

表 2-2 高エネルギーイオン分析方法

分析方法	分析器例	利用原理又はパラメーター
飛行時間分析	TOF 質量分析器 チャージコレクター	粒子質量
荷電分離計測	トムソンパラボラ型アナライザー	A/Z (A: 質量数, Z: 電荷数)
固体飛跡検出	ロスフィルター法	粒子検出感度及びフィルターの阻止能

2.5.1 固体飛跡検出器 CR-39 の基本特性

(1) 固体飛跡検出器 CR-39

レーザー生成高エネルギーイオンを定量的に測定するために固体飛跡検出器を用いた。特に、CR-39 は固体飛跡検出器用のプラスチック板であり、陽子線、重粒子線、 α 線の検出材として開発されたものである。CR-39 にイオンが入射すると、イオンの飛跡に沿って、分子鎖切断や格子欠損などの損傷が生じ、これを化学溶液に浸すと表面に円錐状の穴(エッチピット)が形成される。エッチピットの形状(口径や深さ)は入射核種とエネルギーに依存するので、エッチング液の濃度、温度を制御し、予め較正することによって、ある程度の核種弁別とエネルギー分解能を得ることができる。CR-39 は以下の特徴を持つため、高エネルギーイオン計測に適した検出器と言える。利点は、(i)100 keV? 15 MeV の陽子に対して感度を有する、(ii)バックグラウンドが極めて少ない、(iii)X 線、電子線に対する感度が低い、(iv)エッチング後の透明性に優れ、高い S/N 比が得られることである。また、欠点は、(i)迅速な計測が行

うことができない(湿式化学処理(エッチング)とエッチピットの観測が必要)、(ii)重イオン計測におけるエネルギー較正が必要なことである。

(2) CR-39 の荷電粒子の検出原理

CR-39 は 1940 年代に Columbia Chemical Division の化学者によって発明され、光学的に優れた熱硬化性樹脂(ADC(アリルジグリコールカーボネイト)は図 2-24 に示す構造式をもつモノマー)である。1978 年には、高感度、高分解能で、優れた光学的性質を持ち、固体飛跡検出器(Solid State Track Detector : SSTD)として理想的な材料であることが明らかにされた。特に、それまで用いられていた硝酸セルロースにおけるプロトンエネルギーの検出限界が最大 200 keV であったのが、10 MeV 以上にまで増加した。

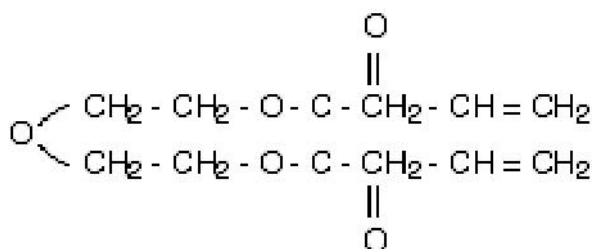


図 2-24 CR-39 の構造式

表 2-3 CR-39 の一般物性

組成	C ₁₂ H ₁₈ O ₇ (Allyl digly col carbonate)
分子質量	274.3
比重	1.32(25 °C)
屈折率	1.504
光透過率	89-92 %
溶解比熱	140 °C
密度	1.31 g/cm ³

固体飛跡検出器に荷電粒子が入射すると、その飛跡に沿って局所的($\sim 3 \text{ nm}$)に化学的損傷(潜在飛跡”Latent track”)が残る。これを NaOH、KOH 等(CR-39 の場合)の塩基や酸で化学的に処理(エッチング)すると、図 2-25 に示すように損傷を受けていない場所のエッチング速度 V_B (バルクエッチング速度)と比較して、飛跡に沿ったエッチング速度 V_T (トラックエッチング速度)が大きくなるため、円錐状のエッチピットが形成される。固体飛跡検出器では、この様にして潜在飛跡を光学顕微鏡で観察可能な程度にまで拡大し、エッチピットとして可視化され荷電粒子の検出を行うことができる。

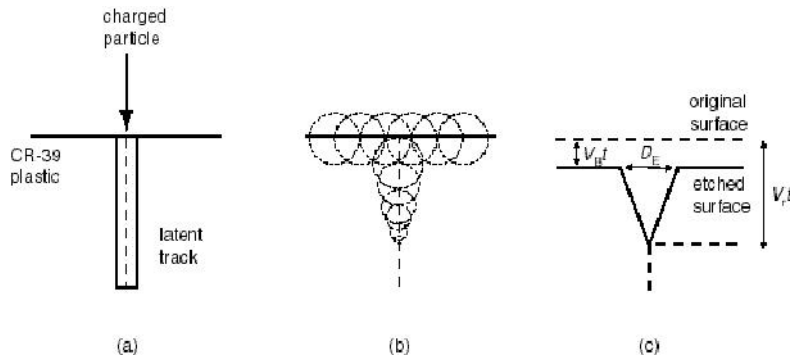


図 2-25 トラックディテクタにおけるエッチピット形成の原理

- (a) 荷電粒子が入射すると潜在飛跡が残る、(b) t 時間後のエッチングにより、
(c) 円錐状のピットが形成される。

エッチングを t 時間施した後の CR-39 表面に観察されるエッチピットの直径 D_E は図 2-25 から、トラックエッチング速度 V_T とエッチング条件で定まるバルクエッチング速度 V_B により、

$$D_E = 2V_B t \sqrt{\frac{S-1}{S+1}}, \quad S \equiv V_T / V_B \quad (2-78)$$

で与えられる。ここで、エッチングされた部分の S の値は一定であると仮定している。 V_T は荷電粒子による放射損傷の大きさ、すなわち、荷電粒子側の CR-39 中におけるエネルギー減衰率に依存し、式 (2-78) で与えられる。エッチピット径は同位体に対しては、その速度、或いは核子あたりのエネルギー (E/A : E は粒子のエネルギー、 A はその質量) に依存する。

(3) イオン計測に影響を及ぼす要因

固体飛跡検出器を使用する際、様々な使用環境での感度の相違が指摘されており、これまでに、熱アニーリングによる飛跡の短小化、潜在飛跡形成時の酸素や湿度の影響等が報告されている[41-43]。

本節では、レーザープラズマ相互作用実験において高エネルギーイオン計測に影響及ぼす可能性のある要因として、X線による影響と真空中の場合の検出感度変化の影響に関する報告をまとめ、次に電子線による影響とレーザーアブレーションのデブリによる影響について行った実験について述べる。

(3.a) X、 γ 線照射効果[44]

レーザープラズマ相互作用によって生成されるプラズマからの放射線は、荷電粒子、X線や γ 線などである。X、 γ 線や電子による潜在飛跡の形成はないが、線量によっては固体検出器への一様なエネルギー付与により、荷電粒子のピット径を増大させる影響の可能性がある。小田らは ^{60}Co からの γ 線をCR-39(ソーラオプティカルジャパン社製)に照射し、 γ 線量に対する特性の変化について報告している。図2-26はエッチピット径と γ 線量の関係である。小田らはこの実験結果から、X、 γ 線の影響が5%以内で無視できる許容線量は、目安値として、2 kGy(0.2 Mrad)であると示している。また、Stapfら[45]が激光XII号レーザーシステム(10 kJ, 1.7 ns)を用いて行ったレーザー爆縮実験でのCR-39の吸収線量は、10 Gy(1krad)/1 shot/1 termであった。本実験では、300 mJの短パルスレーザーを10 Hzの発振動作によって物質へ照射を20分間行った。CR-39を用いて生成イオンの計測を行うため、生成X線の単位エネルギー当たりの吸収線量が同じであると仮定すると、本実験の生成量は3.6 Gy/12,000 shotとなり、先述した目安値と比較して3桁以上低い。以上のことから、本研究においてはX、 γ 線の影響は無視できると言える。

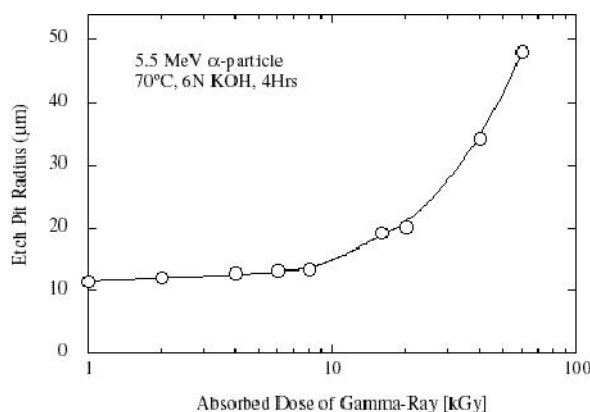


図 2-26 γ 線を照射したCR-39における α 粒子エッチピット径の変化
 ^{241}Am から発生する α 粒子を当てたCR-39に ^{60}Co の γ 線を照射した後、これを70°Cの温度に保った6規定のKOH水溶液で4時間エッチングを行った。

(3.b) 真空効果

CR-39 を真空中に保存することによって、感度が低下する。このことは Bariwick[46]や Oschilies[47]、小田[44]らの実験で明らかにされている。また、2-14 MeV の陽子照射における真空効果については、節原[48]、Stapf ら[45]によって報告されている。この効果は、CR-39 が荷電粒子によって分子鎖が傷ついた時、周辺の酸素が結合することで傷が定着する性質に起因する。つまり、真空保持によって吸蔵されていた酸素が拡散で抜けることで検出材中の気体濃度が減少し、損傷を固定化する効果が低化することが原因となっている[49]。小田らの実験[44]では、5.5 MeV の α 粒子を用いて、真空保持時間におけるピット径の減少について計測を行っており、1 時間以内の真空保持であれば真空効果を見逃す(5%以内)できると結論付けている。本研究では、この真空効果の影響をなくすために、ピット径から粒子のエネルギーを推定する実験においては、真空保持の時間を 1 時間以内に留める。

(3.c) レーザーアブレーション生成デブリによる影響

CR-39 の溶解比熱は 140°C (表 2-3)であるため、レーザーアブレーションによって生成する熱粒子 (デブリ)、表面汚染に伴う性能劣化や高強度レーザー光の散乱光によって擬似ピットが生じる。図 2-27 は、 $\phi 160\ \mu\text{m}$ のホールを空けた $10\ \mu\text{m}$ の Al フィルターを付けた CR-39(バリオトラック: 長瀬ランダウア社)をレーザー生成プラズマ(130 mJ, 130 fs, Mylar ターゲット)から 100 mm の位置に設置し、7 規定の KOH 溶液で 4 時間のエッチングを行い、光学顕微鏡で観察した写真である。フィルターが掛かっている中央箇所はデブリによって、融解しており、エッチピットの径に影響を与えている。フィルターの掛かっていた箇所はデブリの影響が見られない。

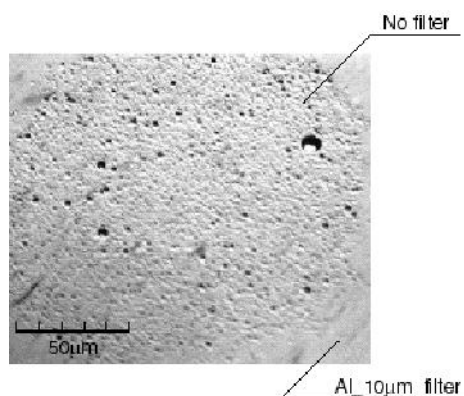


図 2-27 レーザーアブレーションから発生するデブリによる CR-39 の表面劣化

図 2-28 は高強度レーザーを真空中(10^{-5} Torr)で一度集光して、CR-39 に照射した場合の表面の写真である(エッチング条件は図 2-27 と同じである。)。イオン照射によって得られるピットに似た形状のピットが観測される(ピット径計測によって弁別は可能)。以上のことから、CR-39 をレーザープラズマ実験に供する際は、融点の高い金属フィルターを検出器の前に設置する必要がある。

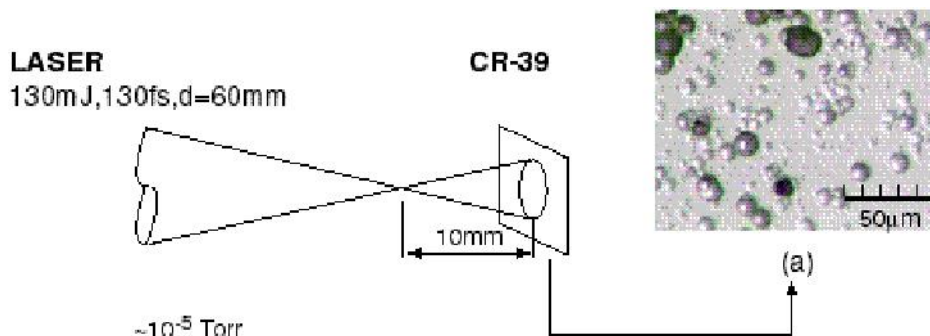


図 2-28 高強度レーザー照射による擬似ピット形成(CR-39)

(4) 検出粒子のエネルギー測定

検出したイオンのエネルギー測定には、エッチングによって形成されたエッチピットの径を測定する方法とロスフィルター法による数密度測定から算出する方法を用いた。前者は、エッチピットの径が図 2-29 に示されるように、エッチング試薬の規定、種類、エッチング時間、検出するイオンの種類によって決まっているため、径の大きさを測定することによってイオンのエネルギー値を特定できる。後者に関しては、次節にて述べる。

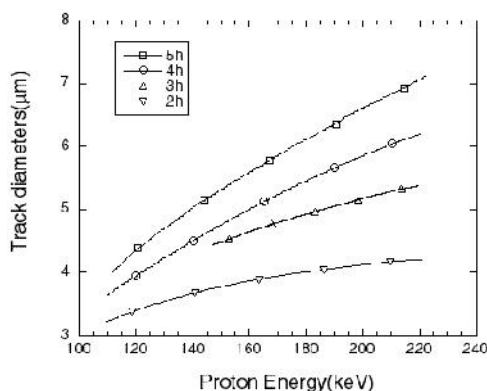


図 2-29 CR-39 検出器におけるエッチピット径とエッチング時間の入射陽子エネルギー依存性 エッチングは 6.25 規定、 70 ± 1 度の NaOH 溶液を用いて行われた。

2.5.2 イメージングプレートの基本特性

イメージングプレート(Imaging Plate : IP)は 1981 年富士写真フィルム株式会社により開発された X 線フィルムに代わる新しい 2 次元位置分布測定器である。IP は X 線フィルムに比べて非常に高い感度を持つなどの多くの優れた特長を持つことから、X 線撮影を多用する医療分野を中心に利用されてきた。IP は光輝尽性発光(Photo-Stimulated Luminescence: PSL)の現象を利用しており、この輝尽性発光体そのものの研究も盛んに行われている。IP の感度は X 線だけに留まらず、電子、 α 線、イオンにも感度を有する。以下にイオン検出器としての IP の特徴を挙げる。利点は、(i)高速デジタル読み出しが可能、(ii)ダイナミックレンジが 5 桁に及ぶ、(iii)高い空間分解能を有する(最小分解領域が $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$)、(iv)再利用が可能なことである。欠点は、(i)イオンのエネルギーや線量に対する感度評価が行われていない、(ii)読みとり装置(リーダー)が非常に高価、(iii)放射線照射後、フェーディング現象により輝尽性発光強度が減少することである。

(1) イメージングプレートの発光原理[50-52]

現在実用化されている IP の発光体には BaFBr 微結晶に微量の Eu^{2+} を混入したものが用いられている。図 2-30 に BaFBr: Eu^{2+} 輝尽性蛍光体の輝尽発光メカニズムを示す。図 2-30(a)に示すように、放射線が入射すると価電子帯の電子は放射線と相互作用し、伝導帯に励起され、結晶中の負イオン空格子に捕獲されて F 中心(ハロゲンイオン空孔)を形成する。この残った正孔は Eu^{2+} に捕らえられ、 Eu^{3+} となる。こうして放射線像が結晶中に蓄えられる。しかし、放射線入射時に励起された全ての電子が潜像を作るとは限らず、すぐに正孔と再結合し、発光するものもある(即時発光)。その後、図 2-30(b)に示すように、波長 633 nm の He-Ne レーザービームで IP の表面を走査すると、F 中心を形成していた電子は再び伝導帯に励起され、 Eu^{3+} に捕らえられていた正孔と再結合し、波長約 400 nm の光を放出する。これが輝尽性発光現象である。これらの発光を光電子増倍管で測定することにより情報を得ることができる。レーザービームを照射する面積を非常に小さくすると(富士写真フィルム(株)BAS1800 では $25\ \mu\text{m} \times 25\ \mu\text{m}$)、微小領域のみの輝尽性発光を測定することができるため、高い位置分解能で入射放射線の空間分布を測定することができる。一度使用した IP は蛍光灯などの光を照射することにより、潜像を消去することができるため、再使用が可能である。

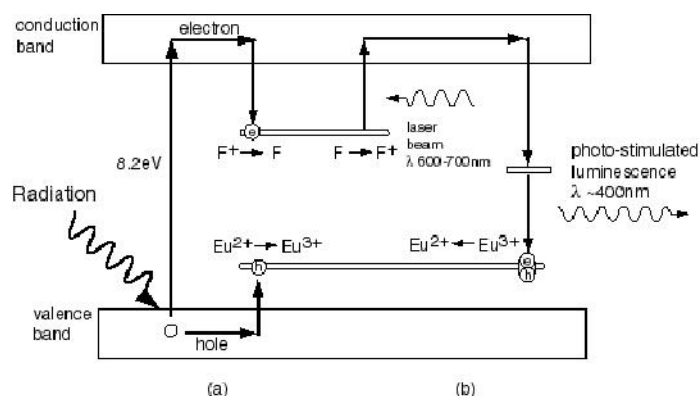


図 2-30 BaFBr:Eu²⁺ 輝尽性蛍光体の輝尽性発光メカニズム

(2) イメージングプレートのイオン感度特性(PSL 値の α 線特性)

IP が高エネルギーイオンに対して感度を持つことを確認するために放射性同位体元素 ²⁴¹Am の放出する α 線を用いた。 α 線のエネルギーは 5.48(85.2%), 5.44(12.8%) MeV(ピーク強度,分岐比)、線量は 5.41 kBq である。大気中で、 α 線源を IP に近接(<1mm)させ、20 分間の露光を行った。図 2-31 に(a)IP の読み取り像、(b)輝尽性発光値(PSL 値)を示す。図 2-31(b)より、IP の 5.4 MeV の α 線に対する感度は 68 kBq/PSL であり、IP が高エネルギーイオン(α 線)に感度を持つことが示された。但し、イオン種、エネルギーごとに異なる可能性があるため、感度評価は実験に応じて行う必要がある。

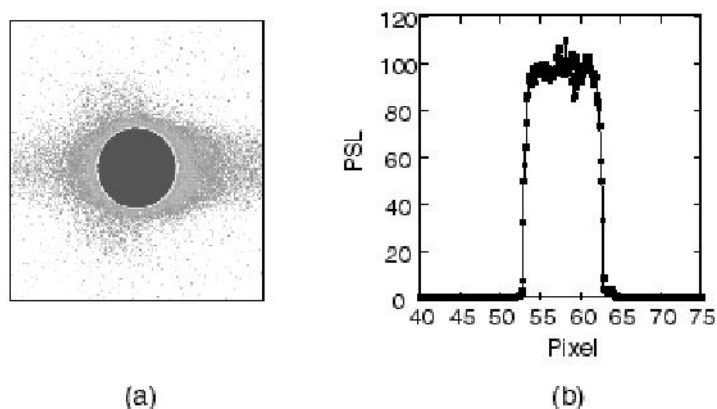


図 2-31 α 線源(²⁴¹Am)を用いたイメージングプレートの感度評価

(a) 20 分間露光後の読みとり像、(b) PSL 積算値

2.5.3 マイクロチャンネルプレートの基本特性

マイクロチャンネルプレート(Micro-Channel Plate : MCP)は二次電子増倍管の一種であり、直径 $10\ \mu\text{m}$ 程度の中空管を束ねた構造をしており、管の両端に高電圧を印加することで、電子が管壁に衝突した際に二次電子を放出する。二次電子は中空管の中で増幅されるため、時間情報だけでなく、位置情報も得ることができる。MCP は電子だけでなく、イオン、真空紫外線、X 線、 γ 線などにも感度があり、実時間計測が可能であるなどの優れた特徴を有し、その応用分野は多岐に渡る。本研究では、飛行質量分析(Time-Of-Flight : TOF)器やトムソンパラボラ(Thomson Parabola : TP)分析器のイオン検出器として用いた。MCP の特徴を下記にまとめる。利点は (i) 電子、イオン、真空紫外線、X 線、 γ 線などに感度を有する、(ii) MCP と読み出し系の選択、交換が可能、(iii) 実時間計測が可能、(iv) 応答速度が速い(TOF 検出)、(v) 二次元画像信号の増幅が可能(画像検出)なこと等である。欠点は、(i) 中真空(1×10^{-6} Torr)以上の真空中で使用しなければならない、(ii) 汚染(塵等)に敏感であり、これによる機能劣化が起こり易い、(iii) 非常に高価である等が挙げられる。

(1) マイクロチャンネルプレートの動作原理[53,54]

MCP はイメージ管(image intensifier 又は image converter)の電子増倍素子として開発され、電子線だけでなく、荷電粒子、紫外からX線領域の高エネルギー光子に対しても高い検出効率を示す。高利得で、時間応答も速く、高速の光電子増倍管やゲートイメージ管のような高速性を活かした応用が可能である。MCP は図 2-32 のように、内壁を抵抗体とした直径 $6 \sim 25\ \mu\text{m}$ 、長さ $0.24 \sim 1.0\ \text{mm}$ 程度の非常に細いガス管(チャンネル)を多数束ね、薄い板状にしたものである。電子やイオンはマイクロチャンネルプレートに衝突し、チャンネル壁から2次電子を放出する。チャンネルに沿って電場が存在するため、その電子は加速される。チャンネル内において、各電子は複数回の衝突を経てその数を増倍していく。各衝突で放射される電子の数は入射粒子のエネルギーに関係し、そのゲインはチャンネル内の電場に強く依存する。利得(電子増倍率)は印加電圧とチャンネル規格化長[$a = (\text{チャンネル長})/(\text{チャンネル直径})$]に依存する。利得が 10^4 を超えると、チャンネル内の残留ガスがイオン化して入力側へ戻り(イオンフィードバック)、ノイズが増大するため、通常は印加電圧 $1\ \text{kV}$ で 10^4 程度の利得が得られるように、 $a = 40$ 程度で設計されている。より高い利得が必要な場合には、2、3枚重ねを行い、増幅段を増やして使用する。プレートは通常、入射粒子あるいはフォトンが直接通過するのを防ぐために、チャンネルと少しの角度($5^\circ \sim 13^\circ$)を保たせてある。

最後のチャンネルプレートの出力側では、増幅された電子が強電界によって引き出される。電子雲は強く加速され、微結晶のフォスファースクリーンに衝突し、電子の運動エネルギーは光として解放される。強電界挿引により画像の空間情報が保持され、高い解像度を持つ。スクリーンに映し出され

る光学画像は、一般的にレンズを用いて、CCD カメラ(二次元検出器)とのカップリングが行われる。
さらに効率を高める場合はコヒーレント光ファイバー等が使用される。

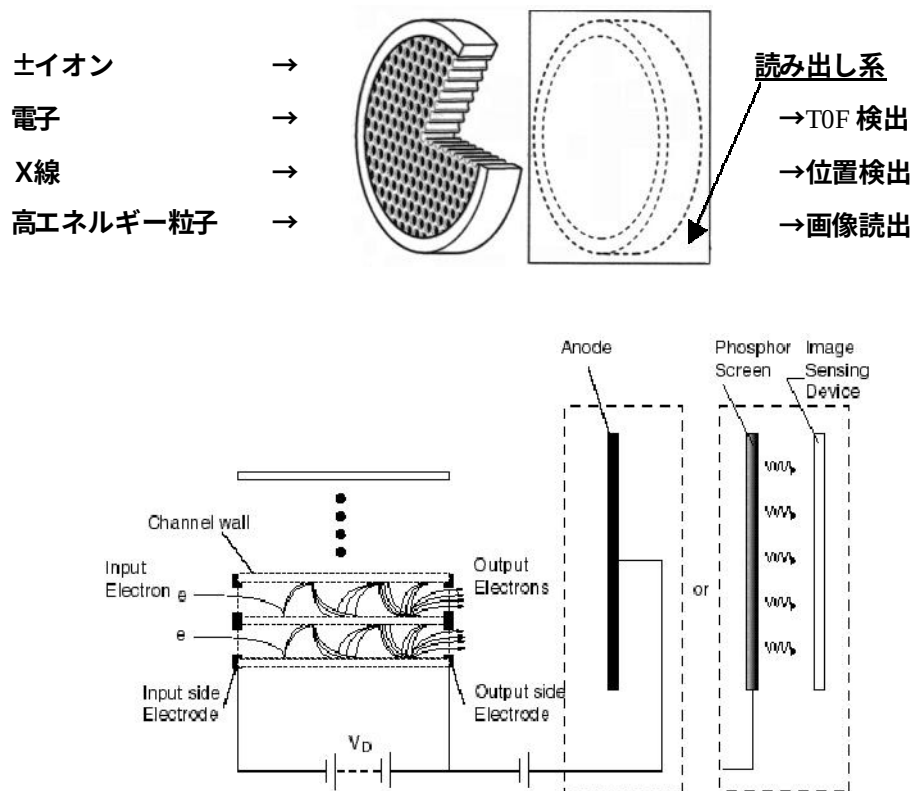


図 2-32 MCP 外観図[53]

2.5.4 レーザー生成イオンのエネルギー分布計測法

本研究で用いるレーザーの最大エネルギーは 500 mJ、照射強度は $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 以上に達する。

2 次元 Particle-In-Cell(2D-PIC)コードによる高強度フェムト秒レーザー生成イオンのシミュレーションでは、プロトンのエネルギー分布がボルツマン分布に従うことが示されている(図 2-33)。また、A.E. Few[19]らが高出力(10 J, 2.4 ps)レーザーを用いて行った実験でも、レーザー強度 $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ において、最大 4.5 MeV のプロトンの発生が示されている。以上のことから、本研究で対象とするイオン(プロトン)のエネルギー領域は数 keV~数 MeV になると考えられる。本節では、先述の検出器を用いて行ったロスフィルター法、TOF 法(Time-Of-Flight Method)及びトムソンパラボライオン検出器によるイオン計測法について述べる。

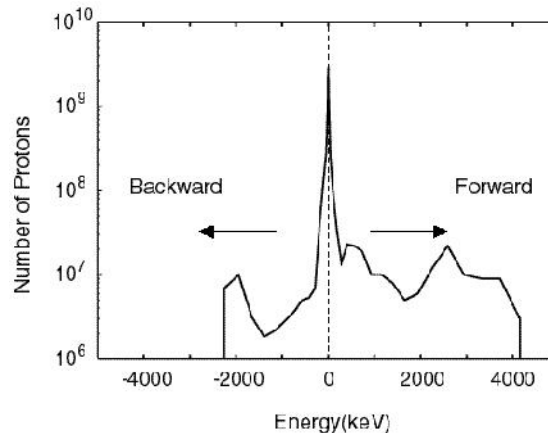


図 2-33 2D-PIC シミュレーションによるレーザー伝搬軸方向に生成するプロトンのエネルギースペクトル
レーザー強度 $4.5 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$, ターゲット(CH)_n, 厚み 5 μm .

(1) イオンフィルターと CR-39 を用いたエネルギー分布計測

固体飛跡検出器 CR-39 を用いたイオン計測では、エッチピット径測定による方法とイオンフィルターを組み合わせたロスフィルター法を併用した。前者では、水酸化ナトリウム水溶液(6.25 規定、70 °C)による 4 時間のエッチングの後、表面に形成されたエッチピット径の測定を行い、入射イオンのエネルギー分布を求めた。後者の計測法は図 2-34 に示されるように、異なる厚みのフィルターを用いて各帯域におけるエッチピット数の密度を測定することにより、エネルギー分布が得られる。使用するフィルターには、前節で説明したレーザープラズマから発生する熱粒子やレーザー光による検出精度の低下を防ぐために、プラズマに面したフィルターについては、融点の高い金属を用いることや、100 keV~数 MeV のイオン(プロトン)の検出精度を高めるために、数 μm の厚さのものをを用いる必要がある。

表 2-4 に各イオンフィルターの特性を示す。Ta、W は融点が高いが、厚みが数 $10\ \mu\text{m}$ (数 μm のフィルム製作が技術上困難) であるためエネルギー阻止能が高くなり、対象としているイオンエネルギーの測定領域に対応できない。実験では Al フィルム及び Mylar フィルムを併せて用いた。

イオンのエネルギー減衰用フィルターとして用いたフィルムの種類と厚みは SRIM(The Stopping and Range of Ions in Matter)コード[55]で計算されるエネルギー阻止能を用いて評価した。図 2-35 は Al フィルム及び Mylar フィルムに入射するプロトンに対するエネルギー阻止能とその透過後のエネルギー値を示す。CR-39 が $100\ \text{keV}$ 以上のプロトンに対して感度を持つため、本研究におけるロスフィルター法を用いたイオン測定エネルギー領域は $100\ \text{keV}$ ~数 MeV である。

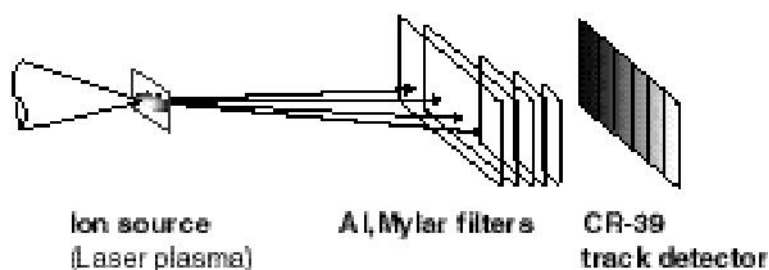


図 2-34 レーザー生成高エネルギーイオンのロスフィルター計測

表 2-4 イオンフィルターの融点及び陽子阻止能[56]

フィルター	Mylar	Al	Ta	W	Au
融点(K)	473	934	3269	3680	1338
密度($\text{g}\cdot\text{cm}^{-3}$)	1.31	2.70	16.6	19.35	19.31
阻止能(μm)					
陽子エネルギー					
100keV	1.14	0.85	0.43	0.3544	0.3825
1MeV	20.42	14.38	6.25	5.38	5.51
10MeV	1000	623	195	168	174

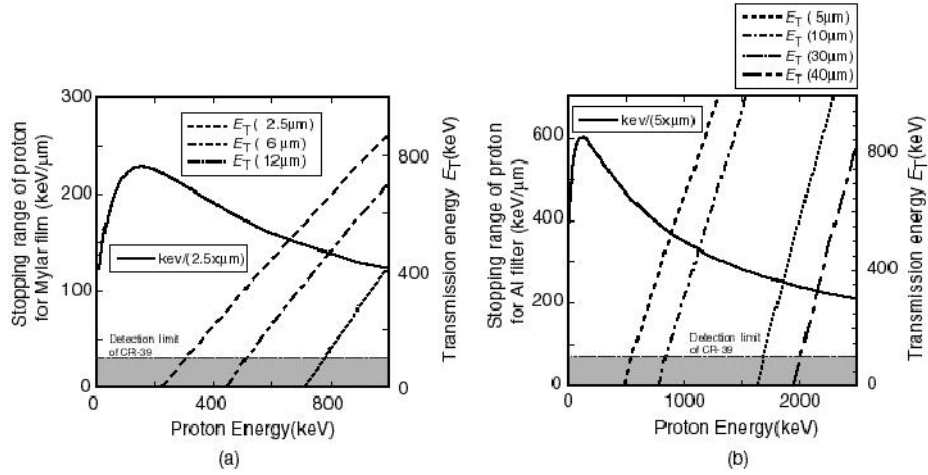


図 2-35 イオンフィルターのプロトン阻止能の評価

(a) Mylar 2.5, 6, 12 μm , (b) Al 5, 10, 30, 40 μm

金属、高分子フィルムをイオンのエネルギー減衰に用いた場合の、透過率や金属中での散乱のエッチピット形成臨界角への影響を TRIM コードにより評価した。入射したプロトンの 98%が透過し、散乱角にいたっては $\pm 15^\circ$ 内にとどまることが分かった。これにより、透過による散乱がピット形成に及ぼす影響は少ないと言える。

(2) 飛行時間型エネルギー分析(Time-of-flight energy spectrometer：TOF)器

レーザー生成高エネルギーイオンを検出器(導体、半導体、MCP)で受けることにより、イオン電流を時間の関数として測定できる。イオンの飛行距離 L を飛行時間 t で割ったものがイオン速度 v_i に対応し($t = L/v_i$)、電流分布の変数となる。

1次元の飛行分析法では、検出器でのイオン種の分離が不可能であるため、多種イオンのレーザー生成プラズマに対しては、各イオンの正しい分布情報が得られない。しかし、構造の簡単さ、小型化が可能であることから、一般的なイオン計測法となっている。本研究では、イオン種が特定されている水素クラスターのクーロン爆発相互作用実験(第4章)において、この計測法を採用した。検出器には MCP を使用した。図 2-36 に計測系の概略図を示す。時間 t において MCP で検出される電流 I_t は、

$$I_t = \frac{dq}{dt} = Ze \frac{dN_e}{dt} \quad (2-79)$$

で表される。 q は電荷量、 N_e は電子数、 Z はイオン価数(プロトンの場合 $Z=1$)。イオンの速度分布はプロトンの質量 m_p と飛行時間 t 、イオン生成点から TOF エネルギー分析器内の MCP までの長さを L とし、イオン数を N_i すると、次式で表される。

$$\frac{dN_i}{dv_i} = \Omega \frac{dN_e}{dt} \frac{dt}{dv_i} = \Omega \frac{I}{q} \left(-\frac{t^2}{L} \right) \quad (2-80)$$

$$v_i = \frac{L}{t}$$

Ω は検出器の立体角及び MCP の各種イオンに対する感度等の実験条件に依存する係数を示す。これより、イオンのエネルギー密度分布は、 $E = mv_i^2/2$ の関係から、

$$\frac{dN_i}{dE} = \frac{dN_i}{dt} \frac{dt}{dE} = \frac{dN_i}{dv_i} \frac{dv_i}{dt} \frac{dt}{dE} = \Omega \frac{I}{q} \left(-\frac{t^2}{L} \right) \left(\frac{t}{mL} \right) = -\frac{\Omega I}{mq} \frac{t^3}{L^2} \quad (2-81)$$

で与えられる。

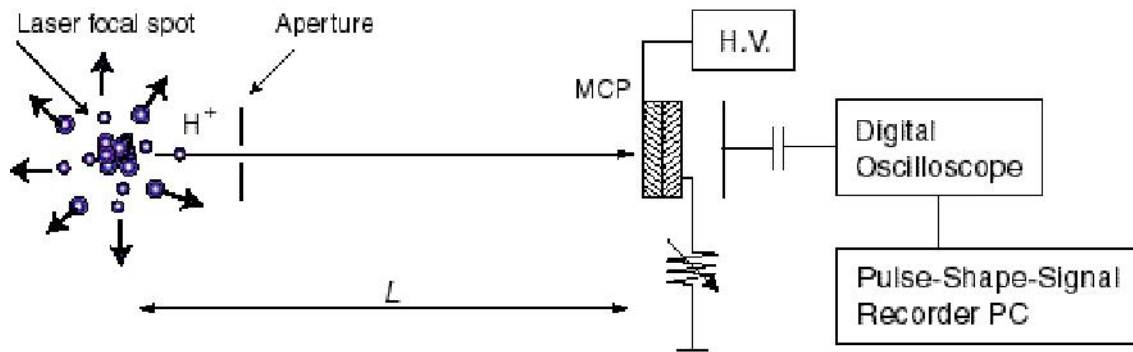


図 2-36 MCP を検出器とした飛行時間型エネルギー分析器の構成図

コリメート用ピンホール、検出器(MCP)、オシロスコープ、記録用 PC より、構成される

(3) Thomson parabola 分析器

レーザー生成プラズマから発生する高エネルギーイオンは、その種類やエネルギー分布が多様である。このため、イオン種とエネルギーの両方を分析することが必要である。そこで、荷電粒子を電場と磁場の存在する場を通すことによって、それぞれ、 q/mc^2 、 q/mv で分解され、抜けた粒子が放物線上にイオン種ごとに分離できる Thomson parabola 分析器(J. J. Thomson の原理発見をちなんで名付けられた)を用いた。本節は、本分析器の基本原理と実験に使用した分析器について述べる。

(3.a) 基本原理[57]

Thomson parabola 分析器の基本構成を図 2-37 に示す。コリメート用ピンホール、電極、磁極、検出器より構成されている。図中のように座標軸を設定(電磁場入射点： $z=0$)し、電極、磁極間の電磁界をそれぞれ、 Ei_x 、 Bi_x とする。また、時間原点($t=0$)を粒子(質量 m 、電荷量 q)が上場に入射する時とし、入射初期速度を $v(0)=v_0=v_0i_x$ とする。

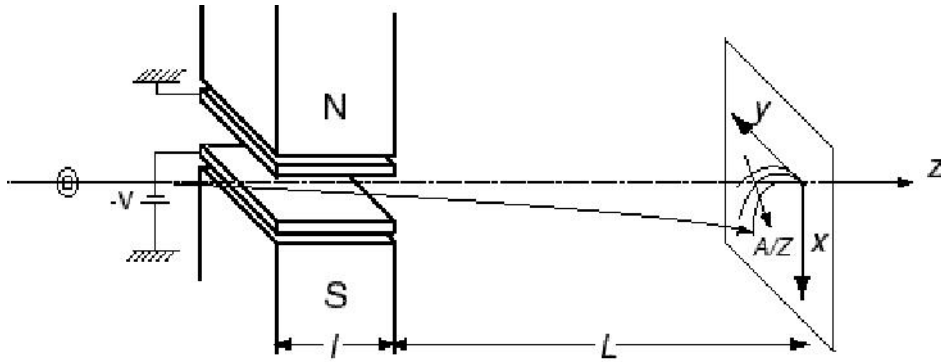


図 2-37 Thomson parabola 分析器

t 後の速度を $v(t)=v_x(t)i_x+v_y(t)i_y+v_z(t)i_z$ とすると、検出器面上での x, y 座標は

$$x = \frac{q}{2\varepsilon} C_x, \quad C_x = El \left(L + \frac{l}{2} \right) \quad (2-82)$$

$$y = \frac{q}{\sqrt{2m\varepsilon}} C_y, \quad C_y = Bl \left(L + \frac{l}{2} \right) \quad \text{但し、} \varepsilon = \frac{1}{2} m v_0^2, \quad (2-83)$$

となる。また、 $qBl/mv_0 \ll 1$ として、

$$x = \frac{m}{q} \frac{C_x}{C_y^2} y^2 = \frac{A}{Z} \left(\frac{m_p}{e} \frac{C_x}{C_y^2} \right) y^2 \quad (2-84)$$

$$\frac{x}{y} = \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \frac{C_x}{C_y} = \frac{1}{v_0} \frac{C_x}{C_y} \quad (2-85)$$

となる。ここで、 A 、 Z 、 m_p 、 e はそれぞれ質量数、電荷数、陽子質量、電子電荷量を表す(付録 B.1 参照)。式(2-84)は A/Z を関数とした放物曲線となる。式(2-85)は、検出器で得られたトレース上で原点(0, 0, $l+L$)を通る直線が等速度線に対応していることを示している。

(3.b) Sakabe 型 Thomson parabola イオン分析器

本研究では、阪部らが従来の Thomson parabola イオン分析器を改良して製作した Sakabe 型 Thomson parabola イオン分析器(図 2-38)を用いた。基本原理より、 E/B であるので、 $E \times B$ のような E と B との相互作用は生じず、 qE と $qv \times B$ の力による運動は互いに独立であるため、電場と磁場を分離しても問題にならない。この分離によって、コンパクトでダイナミックレンジの広い分析器の製作が可能になる。表 2-5 に Thomson parabola イオン分析器の主な緒元を示す。検出器には、トレース像のデジタル処理が可能で、読み出しが速いイメージングプレートを用いた。

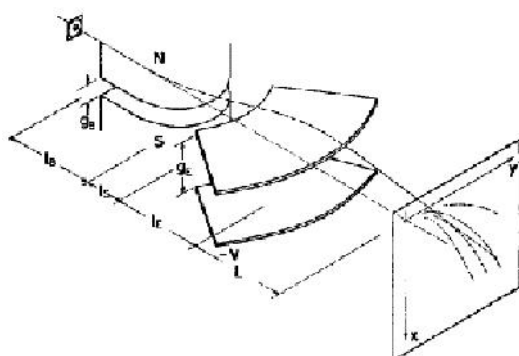


表 2.5 Sakabe 型 Thomson parabola イオン分析器の緒元

Length of electrodes in z direction	l_E	50 mm
Length of magnetic pole pieces in z direction	l_B	50 mm
Space between electrode and magnetic pole piece	l_s	35 mm
Length of flight pass	L	110 mm
Gap length of electrodes	g_E	10 mm
Gap length of magnetic pole pieces	g_B	15 mm
Electric field	E_{3k}	3.0×10^5 V/m
magnetic field	B_{2A}	1400 Gauss
Diameter of entrance pinhole	H_p	50 mm

図 2-38 Sakabe 型 Thomson parabola イオン分析器

(3.c) 漏れ電磁場の影響について

前節で述べたイオン軌道計算式は、電極、磁極の強度分布がその極領域内では均一であり、その領域外への漏れが無いとしている。しかし、電磁極外にも電磁界が存在し粒子軌道に影響を与える。本節では磁場と電場のそれぞれの漏れの影響について評価を行う。

図 2-39 は磁気プローブを用いて磁界強度分布を測定した結果である。磁極長 l_E の領域において均一な磁場が印加されている領域は 80%(40 mm) であり、この領域から z 軸方向に渡って指数関数的に減衰する。尚、均一磁場強度 B が半減するまでの距離は磁極中心から 25 mm の点であった。

一方、電界の強度分布については、プローブ等を用いた計測は困難であるため、SIMION[58]の計算ソフトを用いたシミュレーションを行った。図 2-40(a)は、左上から、エネルギーの違うプロトンが z 軸(進行方向)に沿って入射され、 x 軸(縦軸)方向に電場によって、軌道が曲げられている様子を示す。図 2-40(b)は前節で導出した計算と SIMION による計算である。漏れ電界によって、漏れの無い電界の場合よりも偏向されている。イオンの入射エネルギーが高い程、両者の誤差の割合が大きくなっている。

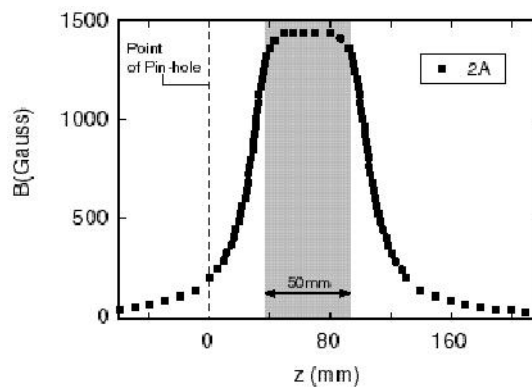


図 2-39 磁場強度分布計測結果

可変磁場コイルに電流(2A)を流し、磁気プローブを用いて計測を行った。
図中の灰色部分は磁極の長さを示す。

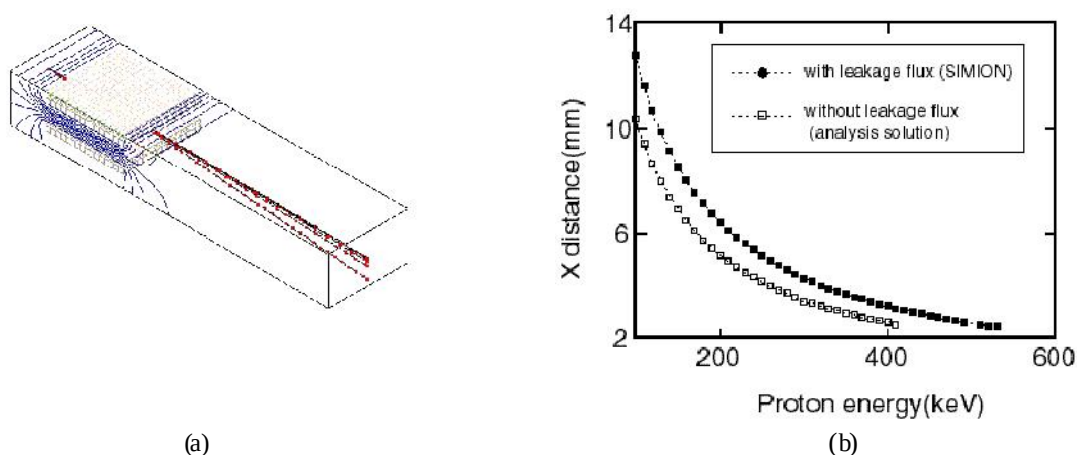


図 2-40 電場分布評価
(a)SIMION シミュレーションと(b) 漏れ電界によるプロトンの検出誤差評価

次に、図 2-39 の磁場分布を原点からの距離 z の関数 $B(z)$ とし付録 B.2 より、図 2-41 の計算モデルを用いて漏れ磁界の影響を受けた場合の偏向量を計算する。 y 方向への漏れ磁場による変位の評価と先述のシミュレーションによる漏れ電界による変位の評価をまとめた結果を図 2-41 に示す。尚、漏れ電界、磁界が無い条件についてのトレース(放物線)を計算した結果も併せて示す。

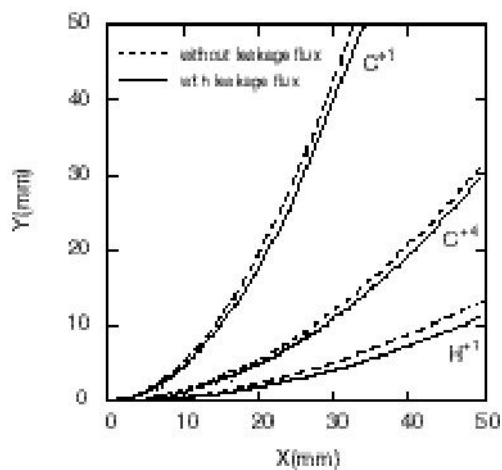


図 2-41 漏れ電界、磁界を導入した場合の各イオンにおけるトレース(放物線)

電界強度 $E = 3 \text{ kV/cm}$ 、磁界強度 $B = 1400 \text{ Gauss}$

(Thomson parabola 分析器の計測条件は表 2.5 と同じ条件である)

参考文献

- [1] 砂川重信, 培風館, “電磁気学[改訂版]”.
- [2] 長谷川晃, 岩波書店, “工科系の電磁気学”, p58-65(1998).
- [3] 小方厚, アイピーシー, 超小型加速器, 163(1998).
- [4] ランダウ・リフシツ, 東京図書, 場の古典論, 51(1978).
- [5] 加藤義章, レーザー研究, 29, 211(2001).
- [6] H. Takabe, J. Fusion Res. **78**, 341(2002).
- [7] P. Mora, T. M. Antonsen. Jr., Phys. Plasma **4**(1), 217(1997).
- [8] 網谷宏和, 大阪大学大学院基礎工学研究科物理系専攻, 修士論文.
- [9] 露久志力, 大阪大学大学院工学研究科電子情報エネルギー工学専攻, 修士論文.
- [10] C. J. Muckinstrie and D. F. DuBois, Phys. Fluids, **31**, (2)278(1988).
- [11] 阪部周二, 日本原子力学会誌, **43**, 62(2001).
- [12] S. E. Moody *et al.*, Phys. Rev. A, **15**, 1497(1977).
- [13] L.V. Keldysh, Sov. Phys. JETP, **20**, 1307(1965).
- [14] S. Augst, *et al.*, J. Opt. Soc. Am. B, **8**, 858(1991).
- [15] G.A.Mourou, C.P.J.Barty, and M.D.Perry, Rhysics. Today, **51**, 22(1998).
- [16] F.Krausz, *et al*, IEEE J.Quatum Electronics, **28**, 2097(1992).
- [17] C.Spielmann, *et al*, IEEE J.Quatum Electronics, **30**, 1100(1994).
- [18] S. Sakabe, Rev. Laser Eng., **26**, 823(1998).[in Japanese]
- [19] A.P. Fews, *et al.*, Phys. Rev.Lett., **73**, 1801(1994).
- [20] S. Sakabe, *et al.*, Phys. Rev. A, **26**, 2159(1982).
- [21] S.Y. Chen, *et al.*, Phys.Plas., **6**, 4739(1999)., M. Kondo, *et al.*, J.J.Appl.Phys., **38**, 967(1999).
- [22] S.C.Wilks, W.L.Kruer, IEEE.Quantum Electron., **69**, 1954(1997).
- [23] F.Brunel, Phys. Rev. Lett. **59**, 52(1987).
- [24] C. S. Liu ,V. K. Tripathi, Phys. Plasmas, **8**, 286(2001).
- [25] R. M. G. M. Trines, *et al.*, Phy.Rew.E, **6** 3, 026401(2001).
- [26] S. C. Wilks, *et al.*, Phys. Rev.Lett., **69**, 1383(1992).
- [27] G. Malka and J. L. Miquel, Phys.Rev.Lett., **77**, 75(1996).
- [28] S. P. Hatchett, *et al.*, Phys. plasma., **7**, 2076(2000).
- [29] 西原功修, V. Zhakhovskii, レーザー学会学術講演会第23回年次大会予稿集, 99(2003).
- [30] J.Kou, V. Zhakhovskii, *et al.*, J. Chem. Phys., **112**, 5012(2000).

- [31] S. Shimizu, V. Zhakhovskii, *et al.*, J. Chem. Phys., **117**, 3180(2002).
- [32] K. Nishihara, *et al.*, Nucl. Instrum. Methods. Phys. Res. A , **464**, 98 (2001).
- [33] S. Sakabe, *et al.*, Phys. Plasma., **8**, 2517 (2001).
- [34] T. Esirkepov, *et al.*, “Int. Sym. on Strong-Laser Matter Interactions”, ILE, Osaka Univ., Osaka, Japan, August 21-22, 2002, and private communication.
- [35] M. Pessot, P. Maine, G. Morou, Opt. Commun., **62**, 419(1987).
- [36] **レーザー学会、オーム社、”レーザーハンドブック”**、p370-466(1977).
- [37] R. W. Hellwarth, *et al.* ,Phys. Rev. A, **41**, 2766 (1990).
- [38] A.E. Siegman, “LASERS”, Uni. Sci. Book, CA., 380-386(1986).
- [39] P.W. Milonni and J.H. Eberly, “LASERS”, 487(Wiley, New York, 1988).
- [40] **佐藤方俊、摂南大学電気工学科卒業論文**(2002).
- [41] R. L. Fleisher *et al.*, “Nuclear Track in Solids”, Univ. California Press, Berkeley(1975).
- [42] A. Thompson *et al.*, Proc. 11th. Int. Conf. SSTNDs. Bristol., 1981, p.171.
- [43] G Somogyi and S. A. Szalay, Nucl. Instr. and Meth., **109**, 211(1973).
- [44] **小田啓二 他、神戸商船大学紀要第Ⅱ類 34,77(1986)., 道嶋正美他、神戸商船大学紀要第Ⅱ類 32, 129(1984)**
- [45] R. O. Stapf *et al.*, **大阪大学大学院博士論文**(1987).
- [46] S. W. Bariwick, *et.al.*, Phys. Rev., **28**, 2338(1983).
- [47] K. Oschlies, *et. al.*, Nucl. Track, **8**, 341(1984).
- [48] **節原裕一、大阪大学大学院博士論文**(1991).
- [49] G Somogyi *et. al.*, Proc. 13th. Int. Conf. SSTNDs. Rome, 97(1985).
- [50] **鈴木智博 他、放射線、21, No.1,43(1995).**
- [51] **園本竜也、大阪大学大学院工学修士論文**(1998).
- [52] **大谷史彦、大阪大学大学院工学修士論文**(2001).
- [53] **浜松ホトニクス株式会社、MCP カタログ**
- [54] **中井光男、J. Plasma. Fus. Rec., Ex., 75, 48(1999).**
- [55] J. F. Zigler, <http://www.SRIM.org/>.
- [56] **望月利英、株式会社ニラコ、“研究用基礎材料カタログ No. 27 ”, 2000.**
- [57] S. Sakabe, *et al.*, Rev. Sci. Instrum. 51(100), 1314(1980).
- [58] **イオン光学系シミュレーション SIMION** <http://www.techsc.co.jp/>.

第3章 レーザーによる薄膜プラズマ中での 高エネルギーイオン発生

3.1 はじめに

近年のレーザーの短パルス化、高出力化の技術の発展[1,2]により、レーザー出力パワーは飛躍的に増大した。レーザープラズマ実験において、それまでのナノ秒レーザー[3]では観測されることのなかった高エネルギーイオンの発生が観測されるようになった[4]。本章では、短パルス高強度レーザーを薄膜ターゲットに照射することにより生成するプラズマ中で発生する高エネルギー粒子(電子、プロトン)の空間分布、エネルギー分布特性やその膜厚、材料依存性を調べ、2次元 Particle-In-Cell(2D-PIC)シミュレーション[5]と比較して発生機構の考察を行う。

3.2 実験結果と考察

3.2.1 実験装置

実験は大阪大学レーザー核融合研究センターと工学研究科のT⁶-レーザーを用いて行った。図3-1に実験装置図を示す。直線偏光(図3-1の紙面に平行)のレーザーを軸外し放物面鏡を用いて集光した。集光調整と径の測定はアクロマートレンズと対物レンズによって構成した集光モニター装置を用いて行った。その結果、回折限界に近い直径10 μm (Full width at half maximum : FWHM)までレーザー光を集光することができ、最大 $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ の集光強度を得た。固体飛跡検出器CR-39[バリオトラック(長瀬ランダウア社製)]と階層状に組み合わせたフィルター[Al, Mylar($\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$)]を用いたロスフィルター法、及びエッチピット径計測により、イオンエネルギーの分布を測定した。この方法では、プロトン以外のカーボン、酸素イオン等は数 μm のフィルターによって遮蔽されるため、検出されるイオンはプロトンと同定できる。レーザー伝搬軸方向に発生する高エネルギー電子のエネルギー分布を測定するために、電子スペクトルメーター[6,7]をターゲットの裏面側に設置した。ターゲットには、主に厚さ2.5 μm のMylarを使用した。薄膜ターゲットは $\phi 130 \text{ mm}$ のくり抜き型のステンレスディスク上に張られ、回転駆動装置を用いることにより、常に新たな面が照射される機構となっている。回転動作

時の照射軸方向のターゲット面の位置精度は $\pm 25 \mu\text{m}$ 以下である(側面監視による)。

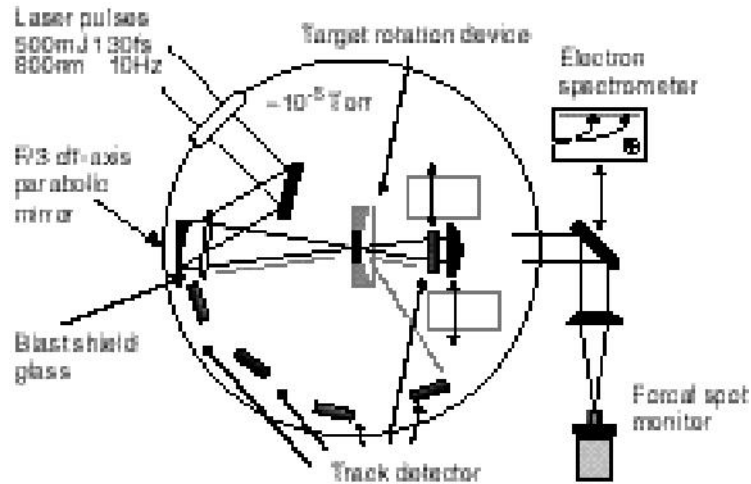


図 3-1 実験配置

3.2.2 高エネルギープロトンのエネルギー分布と空間分布特性

図 3-2 にレーザーを厚さ $2.5 \mu\text{m}$ の Mylar ターゲットに照射して発生したプロトンのエネルギー分布を示す。レーザー照射強度は $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ である。ターゲットの前方方向(0°)において最大 2.2 MeV のプロトンが観測された。一方、後方方向(140°)では 1.7 MeV のプロトンの発生が観測され、前方方向と比較して最大エネルギーの値は低い値であった。

プロトンの発生量の角度分布を図 3-3 に示す。 1 MeV 以上のエネルギープロトンを対象とし、レーザーの伝搬軸方向を 0° とする。実験結果では、高エネルギープロトン($> \text{MeV}$)は 0° 方向に最も多く発生している。この空間分布の測定範囲は、軸外し放物面鏡等の光学装置の配置による制限を受け、 $60^\circ \sim 140^\circ$ 間の領域と 0° 点のみであるため、その他の領域の測定は行われていない。2D-PIC シミュレーションの結果(図中の実線)と比較すると、高エネルギープロトンが多く発生する方向はレーザー伝搬軸方向、特にターゲット前方方向であることが実験結果と同様に示された。

以上の結果から、観測された高エネルギープロトンが次の機構によって発生したと推察される。超高強度短パルスレーザーを薄膜に照射することにより生成するプラズマ中で、電子がレーザーの光圧(ポンデロモティブ力)やプラズマ波誘起生成航跡場により、レーザー軸方向に高エネルギーにまで加速される。この電子の運動に伴い、膜中の電子密度の低い、膜の両端のポテンシャルが高くなり、膜の両(表裏)面のイオンが加速される(レーザー誘起静電場加速機構)。

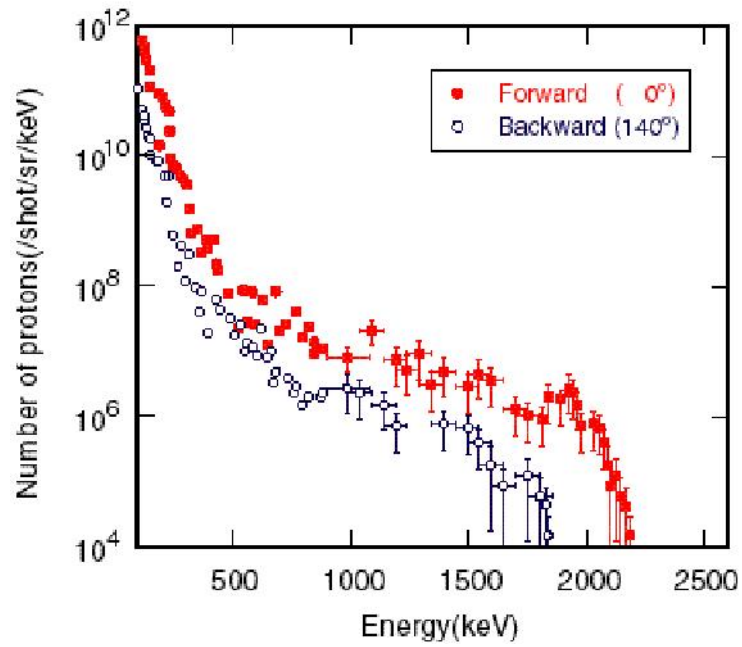


図 3-2 プロトンエネルギー分布

●はターゲット前方 (0°)を○は後方(140°)におけるエネルギー分布を示す。

照射強度は $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 。

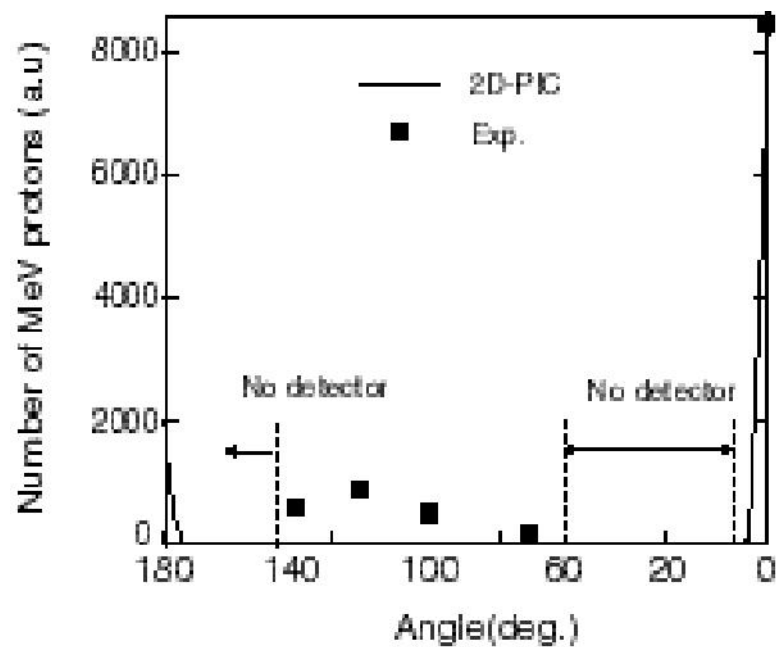


図 3-3 エネルギープロトン(>MeV)発生数の空間分布特性
実験結果(■)と 2D-PIC シミュレーションによる結果(実線)を示す。

高エネルギープロトンの指向性を測定した。10 μm の Al フィルターと CR-39 を用いて、1 MeV 以上のエネルギープロトンのレーザー伝搬方向の空間分布を測定した(図 3-4)。観測したトラックの分布領域とターゲットと検出器間の距離から、高エネルギープロトンはレーザー伝搬軸に対して 2.6 mrad という強い指向性を有してビーム状に発生することが示された。一方、低エネルギー(<500 keV)領域のプロトンは、空間分布計測実験より等方的であることが分かった。

また、入射エネルギーから 400 keV 以上のプロトンへの変換効率は 4.3×10^{-4} であった。

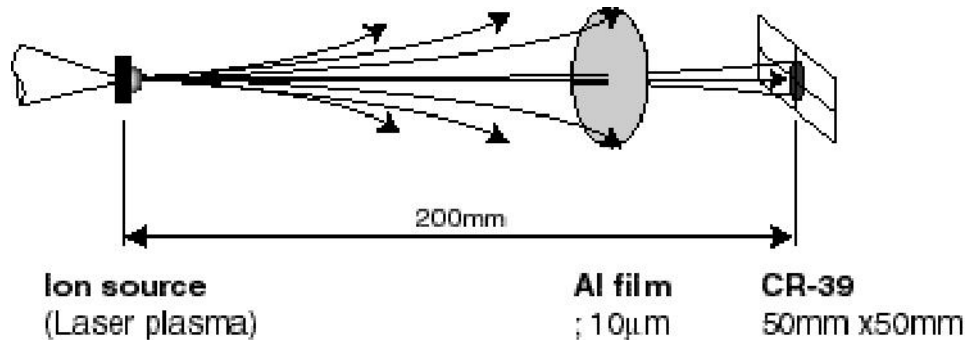


図 3-4 プロトン(>MeV)ビームのエミッタンス計測

ターゲット裏面より距離 200 mm の位置に Al フィルターと CR-39 を用いた検出器を設置した。検出器は Al フィルター10 μm を用いることで 1MeV 以上のプロトンについて感度を有する。

3.2.3 2D-PIC シミュレーション

相対論領域の強度を持つ超高強度短パルスレーザーによる高エネルギープロトン生成について、大阪大学サイバーメディアセンターにある NEC SX5 スーパーコンピューターを用いて、2D-PIC code によるシミュレーションを行った[3]。シミュレーションは、低密度プラズマに 130 fs、800 nm の直線偏光(P 偏光)レーザーパルスが垂直に伝搬する場合について行われた。レーザー強度は $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ (規格化強度 $a=1$)、レーザーの集光径は $\phi 10 \mu\text{m}$ である。ターゲットは、厚さ $2 \mu\text{m}$ の薄い高密度プラズマスラブとし、密度を臨界(カットオフ)密度 $n_c (=10^{21} \text{ W/cm}^2)$ の 100 倍とした。レーザーパルス照射における吹き出しプラズマを模擬するためにプリプラズマをプラズマスラブの前に設置する。そのスケール長を $10 \mu\text{m}$ とし、密度は真空側に指数関数的に減少する。プラズマは、実験に高分子ターゲットを用いることから、プロトン、炭素イオン、電子で構成した。

図 3-5 の(a)と図 3-3 はレーザー入射後 300 fs の生成プロトンの空間分布を示す。強い指向性を持ったビーム状のイオンの発生が前方と後方の両方に観測されている。前方方向において発生しているプロトンの最大エネルギーは後方よりも高くなっている。また、250 keV 以下の成分は比較的等方に発

生していることが分かる。実験結果も、同様にレーザー伝搬方向に多く発生することが示されている。図 3-5(b)はレーザー軸上の生成プロトンのエネルギー分布を示す。前方、後方で発生したプロトンの最大エネルギーはそれぞれ、3.2 MeV、1.6 MeV であった。また、0.5 MeV 以下のプロトンのエネルギー分布に関して、前方と後方のスペクトル形状はほぼ等しくなっている。図 3-2 で示された実験のエネルギー分布はこれらの結果と良く一致している。実験とシミュレーションで示されたビーム様のプロトン生成は、まさに超高強度短パルスレーザーが誘起する静電場による加速機構による生成であると考えられる。

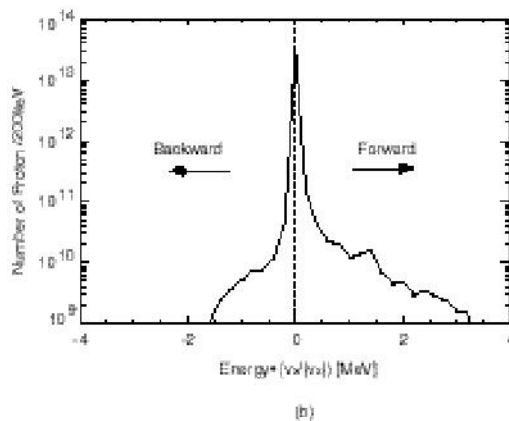
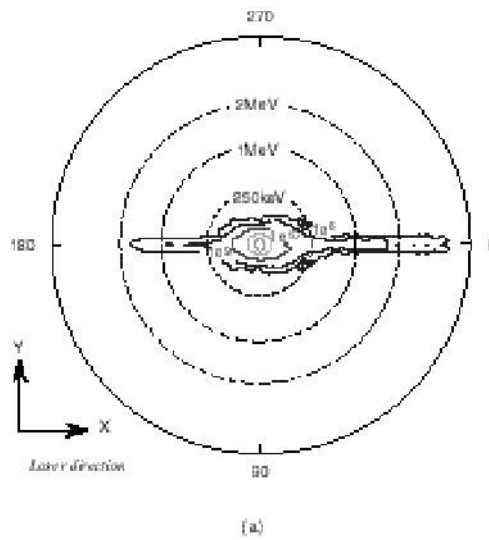


図 3-5 2D-PIC シミュレーションによる空間分布特性
(a) 空間分布特性と(b)レーザー伝搬軸上におけるエネルギー分布

また、低エネルギー成分の等方的な発生については次のように解釈される。レーザーパルスが薄膜固体に集光照射すると、集光円を底面、薄膜の厚みを高さとする円盤状の薄いプラズマが生成される。続いて、高エネルギー電子発生に伴った薄膜の面に垂直な方向への大きな電場の形成と荷電分離による円盤状イオン雲のクーロン爆発が起こる。高エネルギーイオンは前者の静電場により電場方向に加速され、低エネルギーイオンは後者のクーロン爆発により等方的に発生する。

3.2.4 エネルギー分布の膜厚依存性

生成イオンのエネルギー分布とターゲットの膜厚との関係を調べる。ターゲットには高分子プラスチック薄膜(Mylar)を用いた。生成プロトンのエネルギー分布をロスフィルター法によって測定した。ターゲットの厚みは 1.5、6、12 μm とした。

図 3-6 にプロトンのエネルギー分布の膜厚依存性を示す。最大エネルギーについては、6、12 μm の薄膜の場合、検出器の測定限界以上のプロトンの発生が観測されているため、ここでは、その議論を行わない。しかし、1~2 MeV のエネルギー領域における発生量は各膜厚におけるイオン生成の情報を持っていると考えられる。

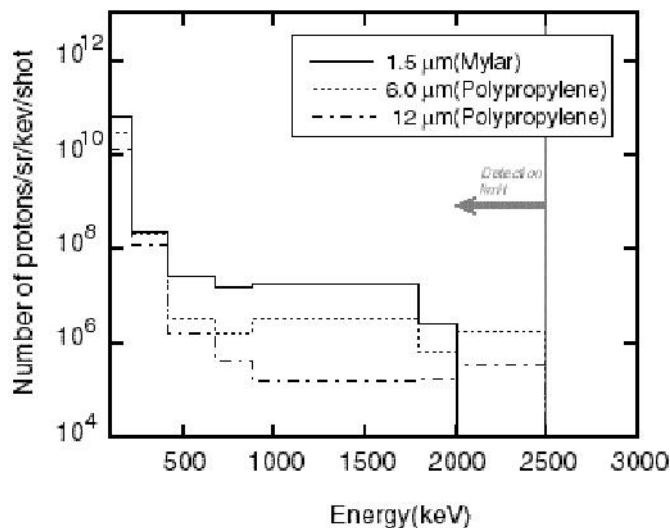


図 3-6 ターゲット膜厚依存性
レーザー強度 $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$

生成量を比較すると、1.5 μm の厚さの場合が最も多く、12 μm の場合と比較して 2 桁以上高い。膜厚依存性の測定は、ロスフィルター法のみで行われたので、エネルギー分布の詳細構造は明らかではないが、2.5 μm 厚の結果の図 3-2 と同様にボルツマン型の分布をしていると考えられる。図 3-2 から、エネルギー分布の 1-2 MeV のエネルギー領域において発生したプロトン量とエネルギー分布を特徴付

ける電子温度 T_h が求められる。一方、図 3-6 においても 1? 2 MeV の範囲のプロトン量は求められるので、このプロトン量と図 3-2 より求めたプロトン量との対比により電子温度は求められる。このようにして求めた電子温度を膜厚依存性として図 3-7 に示す。

図 3-7 より、ターゲットの厚みが薄い程、高温電子温度が高くなることが分かる。ターゲットの厚さを薄くすることにより、表面での生成プラズマで発生した電子がターゲットを伝搬する際の減衰を抑え、より多くの電子が裏面より吹き出すためと考えられる。

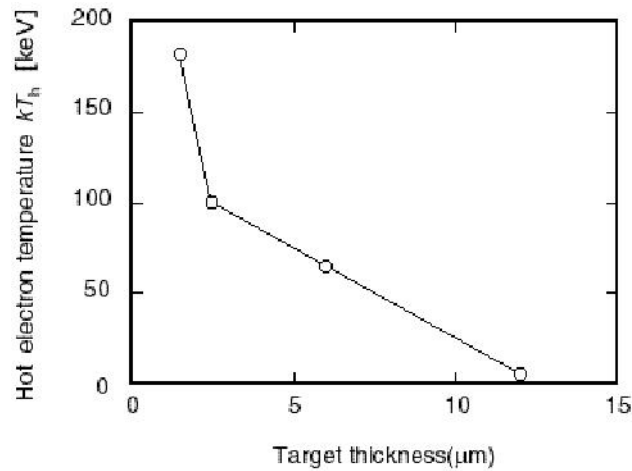


図 3-7 高温電子温度 kT_h と膜厚依存性

図 3-8 に 1D-PIC シミュレーションによるプロトンの最大エネルギーのターゲット膜厚依存性を示す。この計算結果からも、ターゲットが薄いほど生成プロトンの最大エネルギーが高くなることが示されている。このシミュレーション条件では、ターゲットの厚さが $0.1 \mu\text{m}$ で最大エネルギー値はピークを持つ。

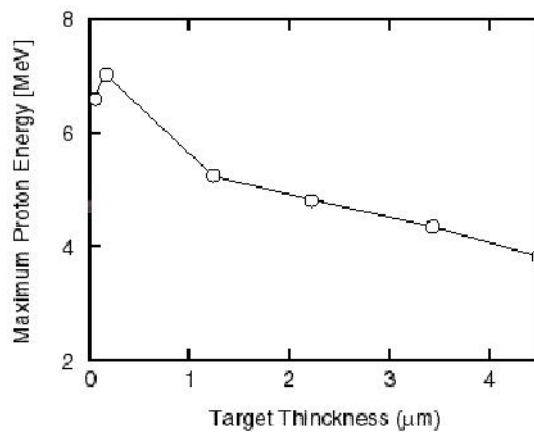


図 3-8 最大プロトンエネルギーのターゲット厚依存性(1D-PIC シミュレーション)
レーザー強度 ($a=2$)、プリプラズマスケール : $10 \mu\text{m}$

3.2.5 ターゲット物質依存性と不純物について

前節までの実験では、ターゲットに Mylar($\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$)を用いて生成プロトンの測定を行った。第2章で論じた薄膜固体における加速原理から分かるように、プロトンだけでなく、炭素イオンや酸素イオンも高エネルギーにまで加速されていると推測される。加えて、ターゲットに金属を用いることにより、様々な金属イオンの生成が可能である。実験では、ターゲットに金属(Al、Au)と高分子[Mylar($\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$)]を用いた。

最初に、ロスフィルター法を用いてイオン計測を行った結果、金属ターゲットを用いたにも係らず、その観測されたエッチピットの殆どはプロトンと同定されるピット径であった。このことから、組成に水素を含んでいない Al や Au 等の金属から高エネルギーのプロトンが発生することが示された。観測されたピットをプロトンと同定すると、図 3-9 のエネルギー分布が得られる。比較のために高分子(Mylar)の分布を加えた。観測される水素の発生源については、金属内の不純物や、実験容器の真空引きに用いているロータリーポンプのオイル蒸気などによって混入した水素と考えられる。また、金属イオンが殆ど観測されなかったのは、イオンの加速機構が静電場加速における質量分離によるためと考えられる。言い換えると、離散する電子とイオン間に生じた静電場において、質量の軽いプロトンが実効的に加速され、Al、Au イオン等の重いイオン(以下、重イオン)が加速され難くなると考えられる。

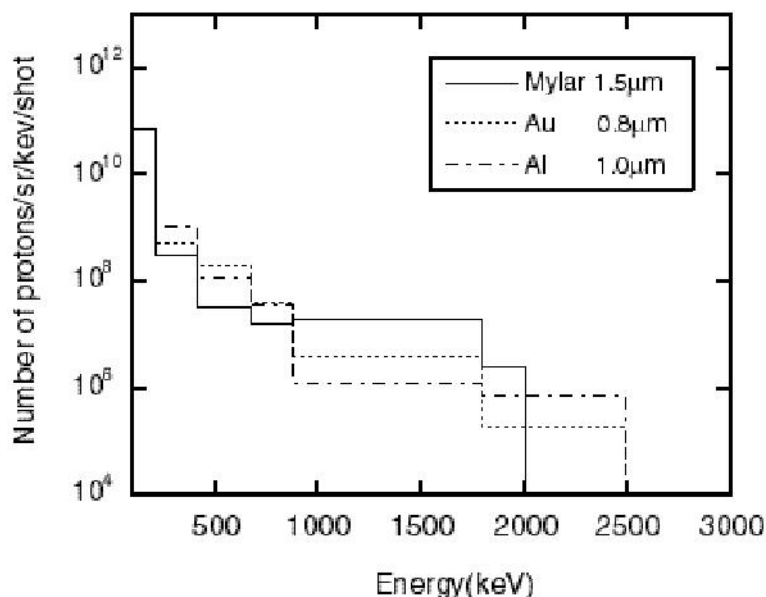


図 3-9 エネルギー分布のターゲット物質依存性
レーザー強度 $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$

以上のことを検証するためにトムソンパラボライオン分析器を用いたイオン種分離計測を行った。分析器はレーザー伝搬軸のターゲット後方に設置した。数 1,000 ショットの積算を行うために、ターゲットには[Mylar($\text{H}_8\text{C}_{10}\text{O}_4$)]、分析器の検出部にはイメージングプレートを用いた。

測定結果を図 3-10 に示す。図中(a)はイオントレース、(b)はエネルギー分布である。炭素と酸素イオンの重イオンの発生量は軽イオンのプロトンと比較して 2 桁以上低い。この結果から、レーザーと薄膜ターゲットの相互作用において実効的に加速されるのは質量の軽いイオン(プロトン)であり、炭素イオンや酸素イオンの重イオンは加速され難いことが明らかとなった。不純物の問題を抑え、必要とする重イオンを加速させるためにはターゲットの加熱による水素の除去が有効である。Hegelich らのグループではこの手法により、炭素イオン等の発生量を増加させることに成功している[10]。

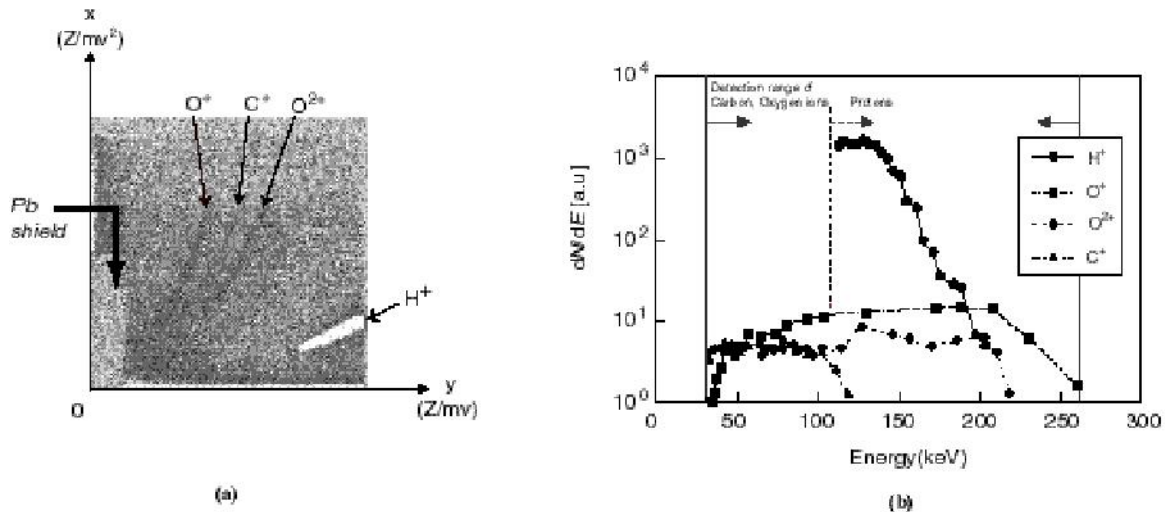


図 3-10 トムソンパラボライオン分析器を用いたイオン種分離 (A/Z) 計測 (A は質量、 Z は価数)

(a)イオントレース、(b)イオンのエネルギー分布

レーザー照射強度 : $5.5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 、ショット数 : 6,000

3.2.6 最大エネルギーと電子温度のレーザー強度依存性

図 3-11 に実験と 2D-PIC シミュレーションによる最大プロトンエネルギー及び電子温度の照射強度依存性を示す。実験計測におけるプロトンの最大エネルギー E_{max} はレーザー強度 I に対して、

$$E_{\text{max}} \propto I^{0.7} \quad (3-1)$$

の比例則で増大することが示された。これはシミュレーション結果と一致する。但し、最大エネルギーの値は実験値よりもシミュレーション値の方が高くなっている。

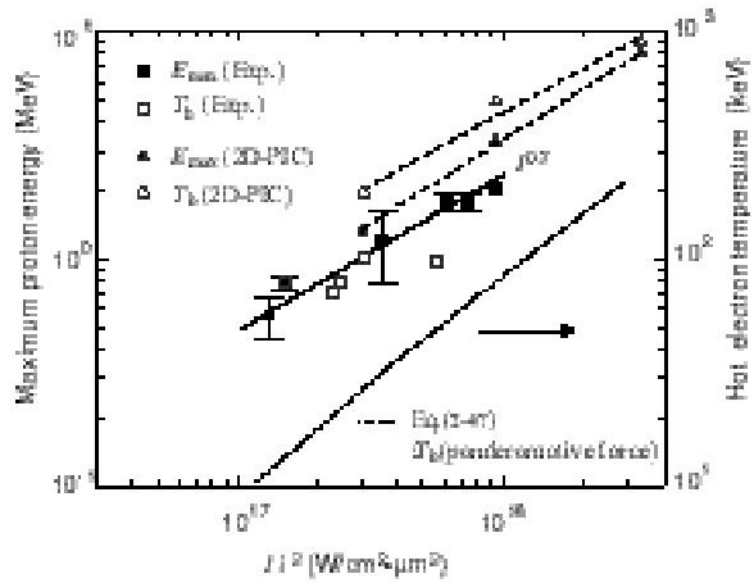


図 3-11 最大プロトンエネルギー $E_{\max}$ とホットエレクトロン温度 T_h のレーザー強度依存性
 実測した最大エネルギーとホットエレクトロンのエネルギーはそれぞれ■と□を示す。シミュレーションによる最大エネルギーと高速電子のエネルギーはそれぞれ▲と△を示す。破線はポンデロモータイブ力によって推算される電子温度を示す。

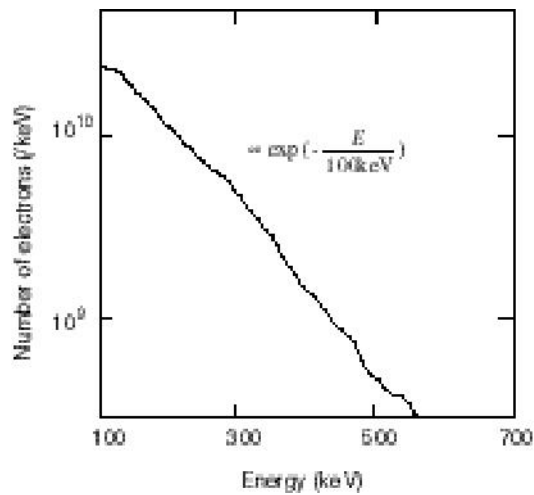


図 3-12 レーザー伝 搬軸方向 に発生した電子のエネルギー分布
 レーザー強度 : $5 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$
 ターゲット : Mylar($2.5 \mu\text{m}$)

これはプリプラズマのスケール長の影響と考えられる。プリプラズマはレーザーパルスの先行する裾の部分においても生成され、プリプラズマのスケール長はプラズマ中の電子の加速距離となる。プリプラズマのスケール長が長いと、より高エネルギーの電子を生成させることができる。実験では、制御の難しさからプリパルスを用いたプリプラズマ生成は行っていない。しかしながら、メインパルスに先行する裾部分において生成されるプリプラズマが存在すると考えられる。シミュレーションにおけるプリプラズマのスケール長は $10\ \mu\text{m}$ であり、実験ではこれよりも短いスケール長のプリプラズマが生成されていると考えられる。図 3-12 に電子温度計測の一例として、レーザー伝搬軸における電子のエネルギー分布を示す。電子温度はマクスウェル・ボルツマン分布に適合させることにより $T_h=100\ \text{keV}$ が得られた。この電子温度についても、実験とシミュレーションは、ほぼ同等にレーザー照射強度に対し増大する傾向が示されている。加えて、その傾向はイオン(プロトン)の最大エネルギーのスケールリング則に等しい。まさに、イオンがターゲットから離散した高速電子によって駆動されることを示している。図 3-11 中の式(2-47)による電子温度は超高強度短パルスレーザーの $v \times B$ 力に従うポンデロモティブ力を与えられる電子エネルギー[11]であり、このレーザー強度比例則も実験とほぼ等しい。この結果から式(3-1)の比例側は、レーザー光のポンデロモティブ力に伴った結果であることが定性的に説明できる。シミュレーションでは、プリプラズマが存在しない場合の計算は行うことはできないが、スケール長が極めて短い場合の結果では、電子温度は図 3-11 中のポンデロモティブ力による値を示す破線に近づくことが確認されている。

3.3 まとめ

超高強度短パルスレーザーと薄膜との相互作用によって発生する高エネルギープロトンの特性を実験及び 2 次元 PIC シミュレーションによって調べた。発生量はレーザー伝搬軸上前方が最も多く、集光強度が $1.2 \times 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ のとき、最大 2.2 MeV のプロトンが発生した。MeV 以上の高いエネルギーをもつプロトンについては、2.6 mrad の拡がり角でレーザー伝搬軸方向にビーム状に発生することを示した。入射エネルギーから 400 keV 以上のプロトンへの変換効率は 4.3×10^{-4} であった。また、プロトンの最大エネルギーに対するレーザー強度比例則は、照射強度 $10^{17} \sim 10^{18}\ \text{W/cm}^2$ の範囲では強度の 0.7 乗になることを明らかにした。この結果は PIC 計算機シミュレーション結果でも再現された。

シミュレーション結果から、エネルギー分布は 500 keV を境に異なることが示唆された。低いエネルギーのプロトンについては前方、後方の両方向に等方的なクーロン爆発機構によって生成される。高い領域のプロトンについては、主として電子の作る電界によりレーザー伝搬軸方向に加速された。また、プロトンの最大エネルギーはその生成機構により、プリプラズマのスケール長に強く影響することを示した。

参考文献

- [1] M. A. Perry, G. Mourou, *Science*, **264**, 917(1994).
- [2] S. Sakabe, *Rev. Laser Eng.*, **26**, 823(1998).
- [3] S. Sakabe, *et al.*, *Phys. Rev. A*, **26**, 2159(1982)
- [4] A. P. Fews, *et al.*, *Phys. Rev.Lett.*, **73**, 1801(1994).
- [5] Cooperative research with Dr. Sentoku, In *Laser Institute of Engineering*.
- [6] 園本竜也、大阪大学大学院工学修士論文(1998)
- [7] 大谷史彦、大阪大学大学院工学修士論文(2001)
- [8] J. Badziak, *et al.*, *J. Appl. Phys.*, **91**, 5504(2002).
- [9] A. J. Mackinnon, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **88**, 215006-1(2002).
- [10] M. Hegelich, *et al.*, *Phy.Rev. Lett.*, **89**, 085002(2002).
- [11] S. C. Wilks, *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **69**, 1383(1992).
- [12] S. Y. Chen, *et al.*, *Phys.Plas.*, **6**, 4739(1999).
- [13] M. Kondo, *et al.*, *J.J.Appl.Phys.*, **38**, 967 (1999).
- [14] F. Brunel, *Phys. Rev. Lett.*, **59**, 52(1987)

第4章 分子クラスターのレーザー誘起クーロン爆発 による高エネルギーイオン発生

4.1 はじめに

本章では、高強度レーザーを照射した分子(水素)クラスターのクーロン爆発により発生した高エネルギープロトンのエネルギー分布等を測定し、クーロン爆発過程、発生イオンエネルギーのレーザー強度比例則を明らかにする。特に、クラスタークーロン爆発による高エネルギープロトンのエネルギー分布について一様球状クラスタークーロン爆発モデルを用いて考察を行う。

4.2 分子クラスター

4.2.1 クラスターとは

固体や気体のような凝集相は非常に多くの原子や分子の集合体である。固体を分割し微細化していくと、寸法が数 10 nm 以下の領域で新しい現象が現れる。寸法が有限であるという境界条件のために、微粒子の電子エネルギー準位は離散的となり、低温における比熱などの熱力学的性質や磁性などの基本的物性に大きな異常や遠赤外、近赤外の領域に連続固体とは異なる新しい吸収帯が現われる。さらに、粒子の寸法を小さくして粒子中の構成原子・分子の数が 10^3 個程度以下になるとその性質はかなり異なり、連続固体で用いられる考え方は適用できなくなる。構成粒子数 n が 10^3 以下の集合体は、それ以上の粒子数を持つものと本質的に異なっており、孤立した原子や分子の領域と、固体や液体の領域の中間に位置する、第4相ともいふべき状態である。この新しい相を“クラスター”と総称する。クラスターの会合数は、 10^5 から数個に及ぶ。会合数 10^5 ? 10^3 個では、内部原子数が表面原子数を上回り、固体からのずれとしてその物性が議論できる。この領域のクラスターを“超微粒子”と呼ぶ。 10^3 個以下から数個までのサイズのクラスターは“マイクロクラスター”(図 4-1)と呼ばれ、表面分子数が内部分子数と同等かそれ以上であるため、表面の考慮無しにはその性質は決定することはできず、凝集相にも孤立相(気体原子や分子)でもないクラスター特有の物性が予想される。

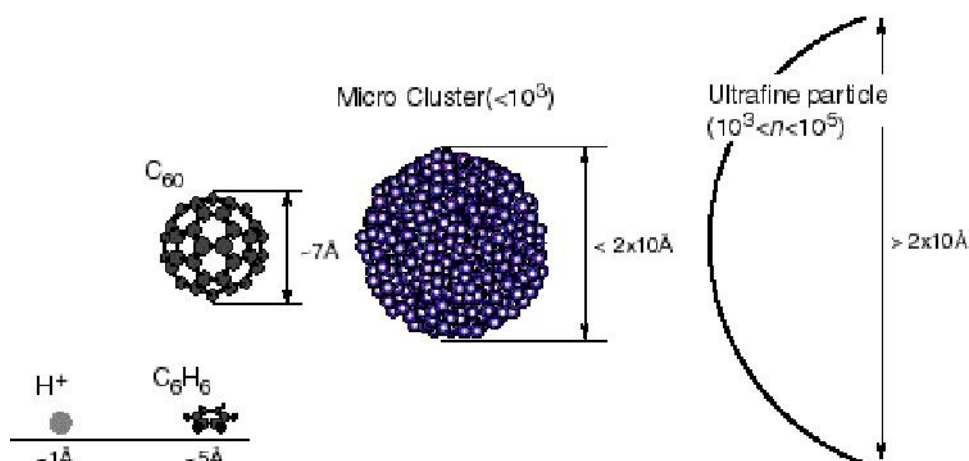


図 4.1 マイクロクラスター、微粒子、その他分子(フラーレン、ベンゼン)、水素イオンの直径の比較

4.2.2 クラスターの分類[1-3]

クラスターはそれを構成する原子や分子の種類や作用するポテンシャルエネルギーの型(結合様式)によって、いくつかのクラスターに分類されている。以下に分子間に働く力で大別を行う。

(a) ファンデルワールスクラスター

最も結合が弱いファンデルワールスクラスターは、水素やアルゴン、有機分子などのクラスターがその範疇に属する。ファンデルワールス力是一般には、配向力、分散力、誘起力の三つの力の総称である。分散力が無極性分子間、あるいは極性分子間のいずれにも働く力であるのに対して配向力と誘起力は、ヘリウムやネオン等極性を持たない希ガスのような原子間では存在しない。従って、これらの物ではファンデルワールス力と言う場合は分散力そのものを指している。ファンデルワールス力は等方的なため、構成される集合体は最密充填構造をとると期待される。実際、アルゴンクラスターの質量分布には、最密充填をとるときの安定構造である 13、55、147 量体(第 2、3、4 殻を完成させる原子数)などが際だって大きな安定性をとることが知られており、これを魔法数と呼ぶ。分子クラスターもファンデルワールス力による場合は同様な構造をとる例が多く、ベンゼン(C_6H_6)_n、二酸化炭素などのクラスターでは 13 量体が安定構造となる。また、極めて弱い結合でありエネルギー的に接近した準安定点が数多く存在するため、極低温でない限りは魔法数のクラスターを除いて構造揺らぎが大きい。

(b) 水素結合クラスター

水素結合クラスターは数 $\text{kcal}\cdot\text{mol}^{-1}$ の安定化エネルギーをもつ比較的弱い相互作用のクラスターであるが、方向性があることがファンデルワールスクラスターとの大きな違いである。クラスターの構造は網面、螺旋などになり、最密充填とは異なる。特に、2 成分による水素クラスターでは必ずしも各成分が均一に混合せず、片寄った構造を持つ事が見いだされ、溶液構造との対応で注目されている。

(c) イオン性結晶クラスター

NaCl に代表されるイオン性結晶の安定性は近接原子間の斥力とイオン同志のクーロン引力によって決まる。 $100\text{kcal}\cdot\text{mol}^{-1}$ 程度の強い結合力を持っている。実験と理論の両面から、マイクロクラスターでは、NaCl 型の面心立方格子を持って成長してゆくことが結論されている。

(d) 共有結合クラスター

炭素、珪素などのクラスターは、共有結合性で、強く方向性のある結合を持つ。炭素クラスターでは、クラスターサイズが 20 以下では鎖状構造が安定であるが、10 程度から徐々に環状クラスターも共存し、30 以上では環状構造となる。1985 年アメリカの Smalley らは気相炭素クラスターの研究で、 C_{60} (フラーレン)が炭素クラスターの魔法数であることを発見し、その構造を正 32 面体(12 個の 6 員環、10 個の 5 員環よりなる)のサッカーボール状の中空構造であると推定した。1990 年になって、この C_{60} を炭素電極のアーク放電で生成させる方法が確立し、グラム単位で C_{60} を手に入れることが可能となった。赤外分光、電子スペクトル、NMR、そして X 線構造解析すべての結果が C_{60} の特異な構造を支持している。珪素では Si_{45} が魔法数とされている。また、フラーレンの様な 6 個の炭素原子が作る六員環が網のように並び、螺旋を巻きながら円筒状(直径数 nm、長さ数 $10\text{ nm}-1\text{ }\mu\text{m}$)になったカーボンナノチューブ^[4,5]も共有結合クラスターに属する。

(e) 金属クラスター

金属クラスター(特にマイクロクラスター)は伝導帯の形成、そして活性な表面反応(触媒作用)などから重要である。金属クラスター(特に *s*、*p* 価電子)での安定性の特徴は電子の殻構造にある。クラスター内の電子が表面の存在を感じて井戸型ポテンシャルを持つとき、その電子エネルギーは電子数の関数として振動する。アルカリ金属、貴金属クラスターなどでは、価電子の総数が 2、8、20、40、70

などのクラスターサイズが電子の閉殻構造としてとなり魔法数として現れる。このクラスター特有の物性もクラスターサイズが 1000 以上となると消失し、むしろバルク固体の結晶構造に対応するクラスターサイズが安定点つまり魔法数となることが見つかっている。

4.2.3 クラスターの生成法[6-7]

クラスター生成法としては、気体ノズル噴射法、レーザー蒸発法、イオンスパッタリング法、放電法、液体ノズル法等がある。ここでは、クラスター生成法として最もよく用いられている方法であり、実験に用いた気体ノズル噴射法について述べる。

(1) 超音速ノズル分子線法によるクラスターの生成

高圧気体を真空中に断熱膨張させると、気体の温度が低下することは良く知られている。断熱膨張中の分子集団の温度が低下する原因は、分子同士が衝突してエネルギーを交換し、膨張方向のエネルギーに変換されることによる。この場合、エネルギー交換の衝突断面積は、並進?並進、回転?並進、振動?並進の順に小さくなる。従って、ノズル温度を T_0 とすると一般に、

$$T_0 \gg T_{\text{vib}} > T_{\text{rot}} > T_{\text{trans}} \quad (4-1)$$

の関係が成り立つ。ここで、 T_{vib} 、 T_{rot} 、 T_{trans} はそれぞれ断熱膨張後の分子の振動、回転、および並進温度である。さらに、簡単な流体力学的考察から、断熱膨張前の分子の並進速度を T_i とすると、次の関係式が成立する。

$$\frac{T_{\text{trans}}}{T_i} = \left[1 + \frac{(\gamma - 1)}{2} \cdot M^2 \right]^{-1} \quad (4-2)$$

ここで γ は気体の熱容量比、 M はマッハ数、 D はノズルの直径、 x はノズルからの距離、及び γ 依存する定数 A 、 x_0 で表される。

$$M = A \left(\frac{x - x_0}{D} \right)^{\gamma - 1} - \frac{1}{2} \left(\frac{\gamma + 1}{\gamma - 1} \right) \left/ A \left(\frac{x - x_0}{D} \right)^{\gamma - 1} \right. \quad (4-3)$$

このマッハ数を表す式は、特に、Ashkenas-Sherman の式と呼ばれる。式(4-2)と(4-3)より、並進温度 (並

進速度) を出来るだけ下げるには、マッハ数を大きくする、すなわち $(x-x_0)/D$ を大きくすれば良いことが分かる。

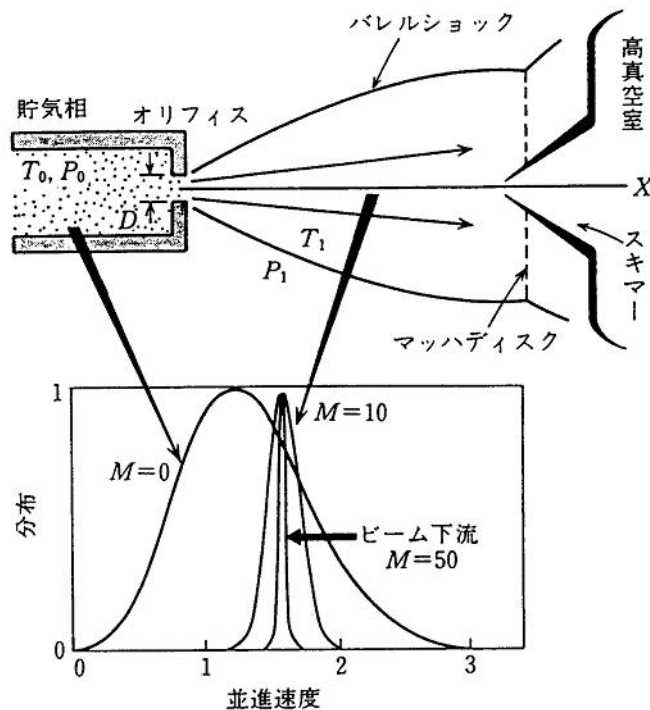


図 4-2 超音速噴流と流れに沿った並進速度分布

D を一定にすると、結局、 M はノズル圧力に比例する量 $(x-x_0)$ に比例する。つまり、低い並進速度を得るためには、出来るだけ高いノズル背圧(P_0)で断熱膨張させる必要がある。ところが、 P_0 を大きくすればするほど分子線中にクラスターを生成しやすくなることが分かっている。クラスター分子線を得るには、この事実を積極的に利用する。

気体をノズルに通して真空中に断熱的に膨張させると、クラスター生成に適した過飽和状態 (super-saturation) を作ることが出来る。この過飽和状態の気相が準安定な状態にあると、気相の揺らぎの効果によって相転移が誘起され、気相(分子線)中に微小なクラスターが生成する。このクラスターの“たね”とも言うべき凝縮核は、過飽和の気相中にあるときは成長を続け、更に大きなクラスターになる。凝縮核の出来る位置は、分子線中の流れの方向に分布を持つもので、ノズル分子線により生成するクラスターのサイズ(N)は、実際には分布を持ち、その幅は平均値 $\bar{N}$ の上下に $\bar{N}$ 程度となる。

(2) パルス分子線源によるクラスターの生成

大きなサイズのクラスターを生成させるには、ノズル背圧(P_0)を大きくするとともに、ノズル径(D)の大きな物を使用すればよい。しかし、図 4-2 に示すように、噴出ガスと真空槽中の残留ガスとの衝突面にバレルショックと呼ばれる衝撃波の発生や全面にもマッハディスクと呼ばれる不連続面が出来るため、これらの外側ではジェットの低温状態は保たれなくなる。これらの影響を受けない領域の広さは真空槽の圧力 P_1 が低いほど大きくなる。実際には、実験に用いる真空チャンバーの排気量を考慮すると、 P_1 を低く保つためには、単純に P_0 や D を大きくする事はできない。そのため、真空系の排気速度が十分でない場合には、パルスの分子線を噴出させるパルス分子線源が用いられている。気体をパルス幅の狭いパルスビームで高真空槽に噴出させた場合、理想的な自由膨張条件が満たされ、ノズルから出てから広い空間にわたってバレルショックやマッハディスクは形成されなくなるため、スキマーなしでもクラスターの実験が可能となる。

分子線をパルス化することにより、有効排気速度を上げることが出来る。また、レーザーイオン化法に通常用いられている紫外・可視パルスレーザーと共に用いると、非常に有効な実験方法になる。特に TOF 質量分析計と組み合わせる場合には、高真空を保つために分子線をパルス化する必要がある。

4.3 水素クラスタークーロン爆発実験[8]

4.3.1 ビームステアリングチェンバー

図 4-3 に実験に用いた実験装置を示す。装置は集光、クラスター生成、イオン計測の 3 つの部分に分かれる。レーザー光をチェンバー内に導き、集光光学系を用いて集光調整を行う。チェンバー入り口において、パルス幅 130 fs、エネルギー 150 mJ、波長 800 nm、 ϕ 55 mm のパルス光を、 $f=750$ mm の金コート凹面鏡で水素クラスタービームに集光する。分子クラスターは、高圧気体を真空中で断熱膨張させ、気体の温度を低下させることでファンデルワールス力によって結合することで生成される。水素クラスターは、水素分子間のファンデルワールス力が弱いため、背圧 0.5? 9.5 MPa の水素ガスを液体窒素(-196 °C)により十分に冷やされたパルスノズルを用いて、真空(10^{-3} Pa)のクラスターチェンバー中に噴射する事で生成される。パルスノズルの開閉時間(分子線のパルス幅)は 200 μ s とした。ガスノズルが設置されているのがクラスター生成用チェンバーである(図 4-4)。

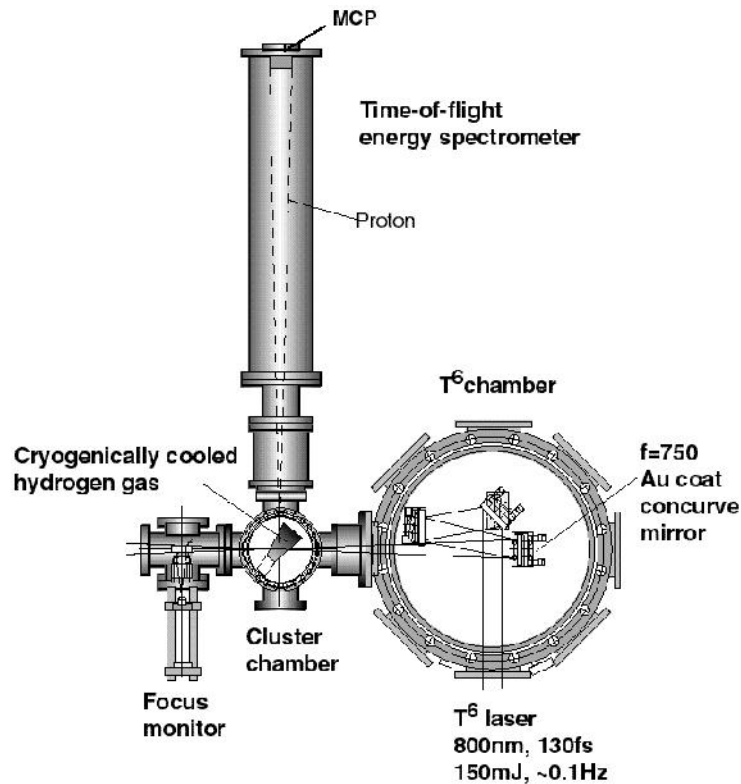


図 4-3 クラスタークーロン爆発実験装置

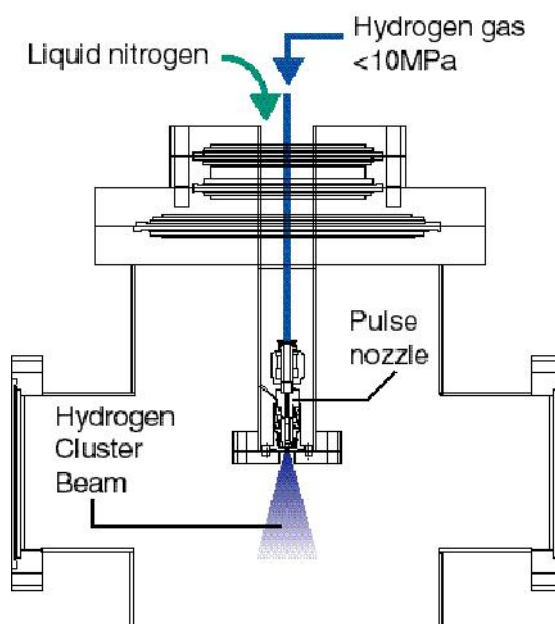


図 4-4 クラスターチェンバーとパルスノズル

クーロン爆発で生成した高エネルギープロトンのエネルギー測定には、レーザー伝搬方向とクラスターガスビームの方向にそれぞれ 90° 方向に設置した飛行時間型エネルギー分析器(Time-of-flight energy spectrometer : TOF)を用いた。水素クラスターへのレーザー集光点から発生した高エネルギープロトンは TOF チューブ内を飛行し、生成点より 1.58 m の距離に設置した MCP で検出される。MCP の陰極には -1.8 kV が印加される (図 4-5)。陽極は $0 \sim 1 \text{ M}\Omega$ までの可変抵抗を通じて接地されている。出力信号はコンデンサを通してオシロスコープに入力される。

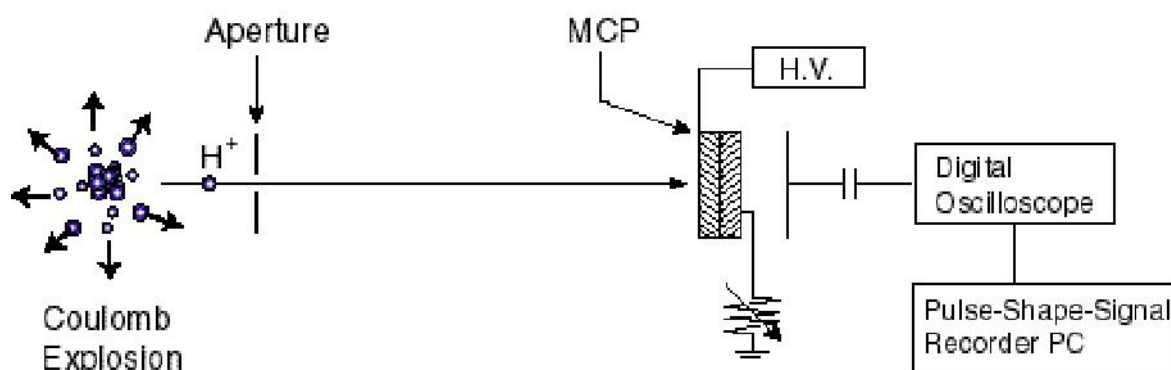


図 4-5 TOF(MCP)によるプロトン計測

4.4 レイリー散乱によるクラスターサイズ測定

4.4.1 レイリー散乱

光(電磁波)が伝搬する媒質中に屈折率などの不連続部分があると、その部分を新たな波源として光が再放射される。この現象を散乱と呼ぶ。散乱の種類を分類する最も大きな特徴は、散乱の前後での光子のエネルギー(光の振動数)の変化にある。散乱の前後でエネルギーの変化がない散乱は弾性散乱と呼ばれ、これらのうち光の波長に対して散乱体の大きさが十分に小さい場合(大気中の分子など)を”レイリー散乱”、同程度の場合(大気中の浮遊粒子など)を”ミー散乱”と呼ぶ。これに対して光のエネルギーが変化する散乱を非弾性散乱と呼び、”ラマン散乱”や”ブルリアン散乱”がこれにあたる。

レイリー散乱の特徴は、散乱の仕方に強い波長依存性があることである。散乱の強さは波長の4乗に反比例するので、波長の短い光ほど強く散乱される。レイリー散乱の場合では、分子の大きさに対して光の波長が十分大きい(10倍程度以上)ため、分子内の電子は周期的に変化する様な電界によって強制的に振動させられ、変位が $\exp(j\omega t)$ に比例する電気双極子を形成する。双極子から放射される電場波と磁場波の大きさは、双極子運動の加速度に比例するので、各々の振動数(光の周波数)の2乗に比例する。放射エネルギーは電場波と磁場波の積に比例するので、結局散乱の強さは周波数の4乗に比例することになる。

4.4.2 レイリー散乱によるクラスターサイズ測定[8,13-23]

ここでは、レーザー光のクラスターによるレイリー散乱光計測を行いクラスターサイズの測定実験を行った。図4-6はレイリー散乱光の計測を模式的に示している。集光レンズで集光された入射レーザー光(W_i)は、パルスノズルによって生成されたクラスターによって、レイリー散乱断面積($d\sigma(r)/d\Omega$)により散乱される。この散乱光は、観測立体角 Ω (sr)の像転送レンズによって光電子増倍管(PMT)に像転送され、レイリー散乱光強度(W_o)が測定される。これらの測定数値を元にした計算によってクラスターサイズを求めることが出来る。実験においては、レイリー散乱光以外の光がPMTに入らないような対策が不可欠である。そのため、レイリー散乱では散乱の前後でエネルギー(波長)の変化がないという特徴を生かし、PMTの直前に分光器を設置してHe-Neレーザーの波長632nmの光だけが通過するようにしている。また、実験装置内部でのHe-Neレーザーの迷光を減ずること及び、外部からの光の遮断を目的として黒紙を用いた。

実験では波長632nmのHe-Neレーザーを入射し、水素クラスターのレイリー散乱を計測した。また、水素クラスターの密度は固体水素密度と同じ($n_{H_2}=2.3 \times 10^{22}/\text{cm}^3$)で、半径 r の球形と仮定する。

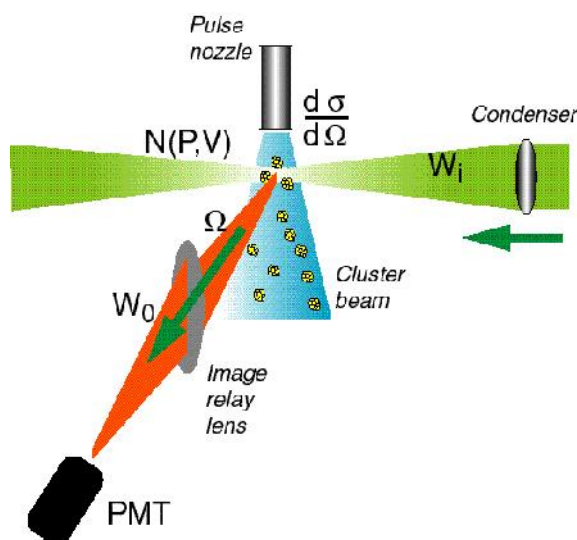


図 4-6 レイリー散乱模式図

レイリー散乱断面積 $[d\sigma(r)/d\Omega](\text{cm}^2/\text{sr})$ は、

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{2\pi r^6}{\lambda^4} \left(\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \right) \quad (4-4)$$

の関係式で表される。一方、散乱エネルギー W_o と入射エネルギー W_i の関係式は、 $N(P,V)$ を反応領域の原子数(クラスター数)として、

$$\frac{W_o}{W_i} = \frac{N(P,V)}{\frac{4}{3}\pi r^3 \times n_{H_2}} \cdot \frac{d\sigma(r)}{d\Omega} \cdot \Omega \quad (4-5)$$

この式はクラスターの半径 r のみを変数としており、クラスター1 つ当たりの原子数 $N_c(\text{atoms}/\text{cluster})$ は、

$$N_c = \frac{4}{3}\pi r^3 \times n_{H_2} \quad (4-6)$$

より求めることが出来る。

4.5 プロトンエネルギー分布特性

4.5.1 飛行時間計測結果

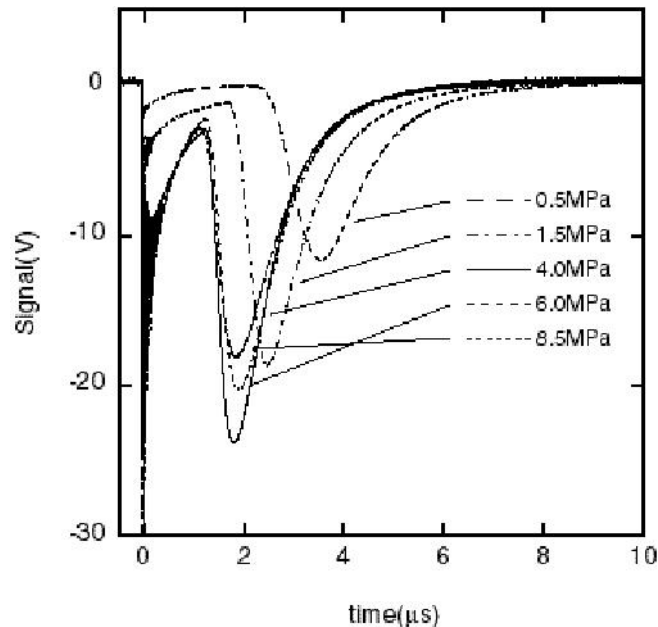


図4-7 プロトン飛行時間波形スペクトル
レーザー照射強度 $5.9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

水素クラスタークーロン爆発実験において、水素ガスの背圧を 0.5~9.3 MPa まで変化させた時の発生プロトンのエネルギー分布を図 4-7 に示す。横軸は相互作用点から検出器(MCP)で信号を観測するまでの時間、縦軸に MCP からの出力電圧を示す。出力信号が急激に立ち上がった部分を時間原点とする。相互作用で発生した光子が長さ 1.58 m の TOF エネルギー分析器に到達するまでに 5.3 ns 程度の時間を要するため、この急激に立ち上がった点は 5.3 ns として取り扱わなければならない。しかし、実験結果で注目する時間領域が 1~3 μs である事、及び計測器(オシロスコープ)の時間分解性能が 500MS/s(2ns/point)の測定精度である事から 5.3 ns 程度の差は無視することができる。

このスペクトルから 2 つのエネルギー分布成分が観測できる。第一に、時間 $t=0$ における急激な立ち上がり部分の後に指数関数的に減少する成分であり、クラスタークーロン爆発点で発生した X 線やガスのプラズマ化による発光などの光子によるものである。第二に、2 μs 前後から緩やかに立ち上がる成分であり、水素クラスターのクーロン爆発により生成した高エネルギープロトンによる波形と考えられる。この第二の成分の 2 μs 前後での立ち上がり点は最も高速(高エネルギー)であるプロトンが到達した点と考えられる。プロトンの質量 m_p 、飛行時間 t 及び TOF の長さ L から $E=m_p L^2/2t^2$ よりプロ

トンのエネルギーを求めることが出来る。各圧力について最大エネルギー値 $E_{\max}$ を求め、これをプロットした結果を図 4-8 に示す。4 MPa までは圧力(クラスターサイズ)の上昇につれて最大エネルギー $E_{\max}$ も上昇しているが、4 MPa を超えると最大エネルギーが頭打ちになっている。この時の最大エネルギーは 8.1 keV であった。

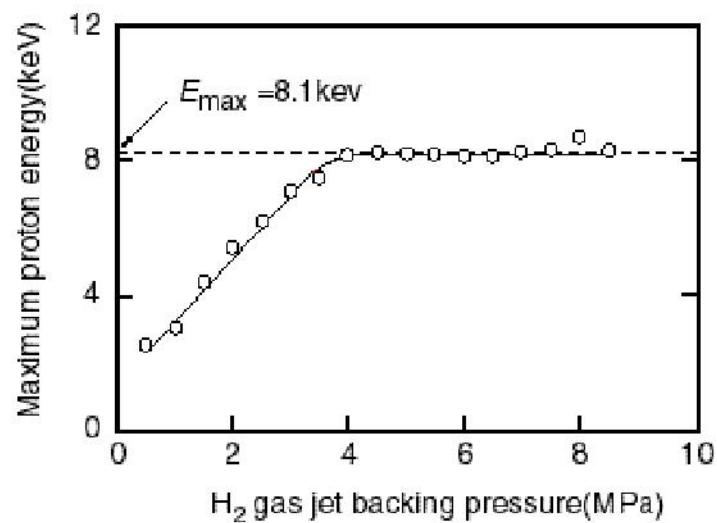


図 4-8 最大エネルギー $E_{\max}$ の圧力依存性

4.6 一様球状クラスターモデルとの比較による結果の考察

4.6.1 プロトンのエネルギーの密度分布

プロトンのエネルギーの密度分布は MCP で検出される電流 I 、プロトンの質量 m_p と飛行時間 t 、クラスタークーロン爆発点から TOF エネルギー分析器内の MCP までの長さ L から、プロトン 1 つ当たりの電荷を q とすると式(2-81)より次式で表される。

$$\frac{dN}{dE} = -\frac{I}{m_p q} \frac{t^3}{L^2} \quad (4-7)$$

この式で計算されたプロトンのエネルギー密度分布の計測値を図 4-9 に示す。単位エネルギー当たりのプロトン数はプロトンエネルギーに比例して増加し、あるエネルギー以上で急に減衰することが示される。

図 2-13 より図 4-10 に理論モデルによる水素クラスターのクーロン爆発エネルギー分布の概略を示す。これらのエネルギー密度分布計測結果と、2.3.2 節で述べたクラスタークーロン爆発の理論モデルとの比較を行う。式(2-59)より最大イオンエネルギー $E_{\max}$ は、半径 R_0 と原子密度 n_0 に比例、つまりクラスターのサイズ(原子数)に比例する。しかし、実際のクラスタービームにはクラスターサイズ(原子数)の分布があり、生成するイオンのエネルギー密度分布は各サイズに依って決定されるエネルギー分布の積算になると考えられる。そのため、図 4-10 の理論モデルのように分布のピークと最大エネルギー $E_{\max}$ が同じエネルギーで分布が急激に落ち込むような事にはならず、分布のピークから最大エネルギー $E_{\max}$ にかけて有限のエネルギー幅を持って分布が減少していく。この事は実験値である図 4-9 においても観測されている。一方、エネルギー分布のピークに至るまでの部分も、異なったサイズでの式(2-61)によるエネルギー分布モデルの積算になっているが、図 4-10 よりエネルギー E の平方根に比例する事は変わらない。同様に図 4-9 に示す実験結果についても、ほぼエネルギー E の平方根に比例した分布になっている事が分かる。以上の事により、プロトンのエネルギー密度分布において実験結果と理論モデルがほぼ一致することを示すことができた。

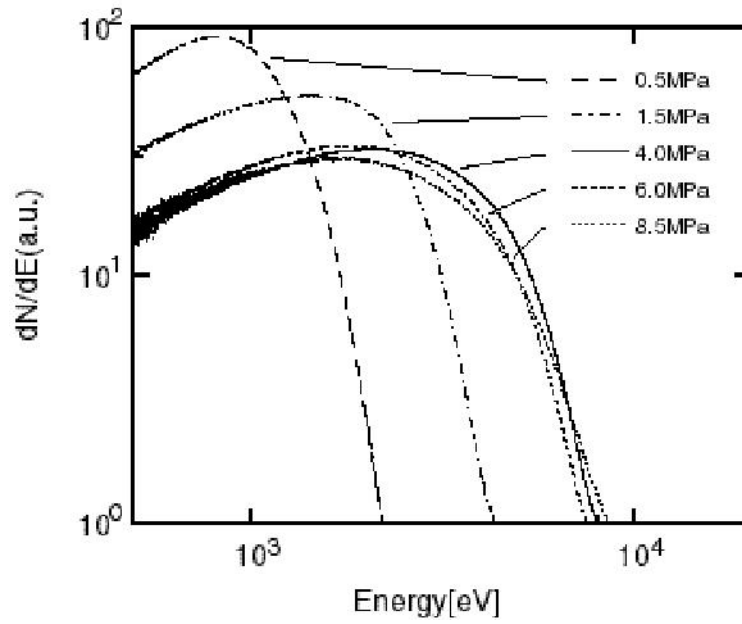


図 4-9 クーロン爆発によるプロトンのエネルギー分布

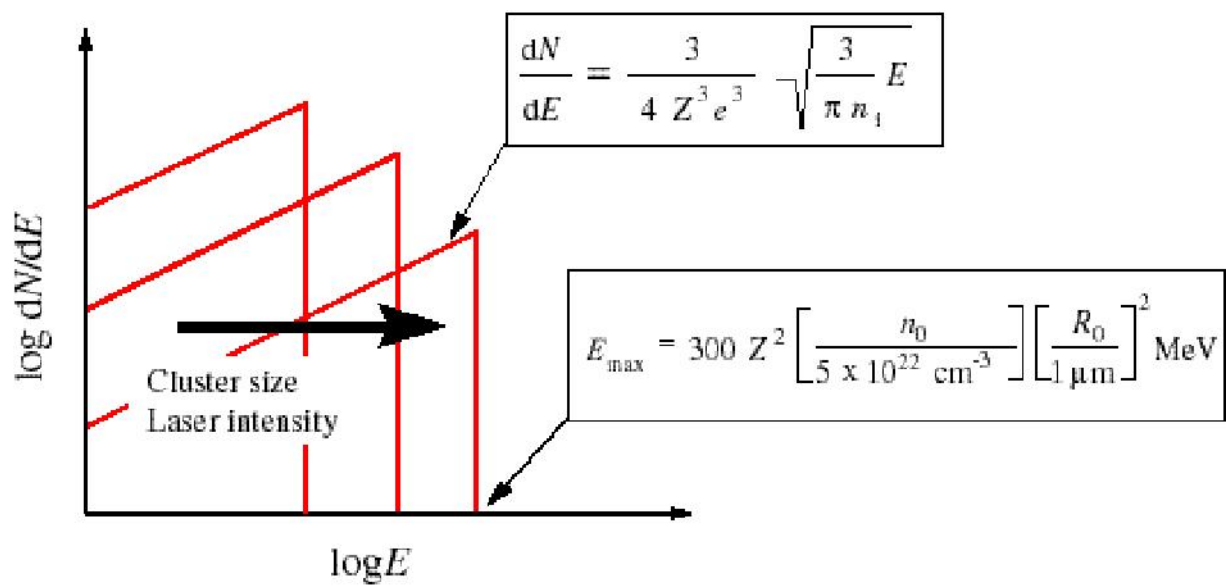


図 4-10 クーロン爆発によるエネルギー分布モデル

4.6.2 最大エネルギーからのクラスターサイズとレーザー強度の評価

図 4-9 のエネルギー密度分布について 4.6.1 節で述べたように、背圧 4 MPa まではモデルで得られる分布のように、圧力(クラスターサイズ)が増すにつれて最大エネルギー $E_{\max}$ も大きくなっているが、背圧が 4 MPa を超えると、クラスターサイズが大きくなっているにも関わらず最大エネルギーが頭打ちになっている。この事は、背圧 4 MPa で生成されたサイズのクラスターを完全にイオン化するのに必要なレーザーの強度が、実験でクラスターに照射した T^6 -レーザーの強度と等しくなった為と考えられる。図 4-9 より、この背圧 4 MPa で生成されるクラスターのクーロン爆発で発生する高エネルギープロトンの最大エネルギーは、

$$E_{\max} \approx 8.1 \text{ keV} \quad (4-8)$$

である。

背圧 4 MPa 時におけるクラスターサイズとレーザー強度を考える。最大エネルギー $E_{\max}$ の式(2-59)において、水素クラスターの密度が一様に固体水素密度($n_{H_2}=2.297 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$)と等しいとする。 T^6 -レーザーの波長が $\lambda=0.8 \text{ } \mu\text{m}$ であるから、クーロン爆発生成イオンの最大エネルギー $E_{\max}$ を表す式(2-57)、クラスターを完全イオン化に必要な規格化レーザー振幅強度 a を表す式(2-2)はそれぞれ以下のように書き直すことが出来る。これにより、(a)クラスター半径、(b)クラスターサイズ、(c)照射レーザー強度が求められる。

$$a = 0.68 \times [I(10^{18} \text{ W/cm}^2)]^{1/2} \quad (4-9)$$

$$a > 34 \left(\frac{n_{H_2}}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{1/2} \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right) \quad (4-10)$$

$$\begin{aligned} E_{\max} &= 300 \times 1^2 \left(\frac{n_{H_2}}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2 \\ &= 138 \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2 [\text{MeV}] \end{aligned} \quad (4-11)$$

(a) クラスターの半径

式(4-12)に $E_{\max}=8.1$ keV を代入すると、背圧 4 MPa 時のクラスターの半径

$$R_0=7.7\text{nm} \quad (4-12)$$

が求まる。

(b) クラスターサイズ

また、背圧 4 MPa 時のクラスターサイズ N_c は、式(4-5)よりクラスターの半径 R_0 と固体水素密度 n_{H_2} を代入して、

$$N_c = \frac{4}{3} \pi R_0^3 \times n_{\text{H}_2} \approx 4.2 \times 10^4 \text{ [atoms/cluster]} \quad (4-13)$$

となる。ここで、4.4.2 節で述べたレイリー(Rayleigh)散乱によるクラスターサイズ測定では、 10^4 [atoms/cluster]オーダー程度であるとの結果を得ており、4 MPa における水素クラスターの半径 r とクラスターサイズとクラスターモデルから導かれた値を表 4-1 にまとめる。

表 4-1 背圧 4MPa におけるクラスター半径 R_0 とサイズ N_c

	Cluster model	Rayleigh 散乱
$R_0(\text{nm})$	7.7	4.8
N_c (atoms/cluster)	4.2×10^4	1×10^4

表 4-1 より、実験結果からクラスターモデルを用いて求めた数値とレイリー散乱によるクラスターの測定値はほぼ一致していることが分かる。

(c) 照射レーザー強度

クラスターの完全イオン化に必要なレーザー強度が実験に用いた T^6 -レーザーの強度と等しくなったとすると、式(4-9)、(4-10)、(4-11)から、レーザー強度 I は規格化レーザー振幅強度 a とイオンの最大エネルギー $E_{\max}$ を用いて求められる。

$$I [10^{15} \text{W/cm}^2] = 2.16 a^2 = 8.3 E_{\max} (\text{keV}) \quad (4-14)$$

式(4-14)に最大エネルギー $E_{\max}=8.1 \text{ keV}$ を代入すると、背圧 4 MPa 時のクラスターを完全にイオン化するのに必要なレーザー強度、つまりクラスターに照射した T^6 -レーザーの強度は $I=6.7 \times 10^{16} [\text{W/cm}^2]$ と求まる。一方、実験システムの集光モニターを使った観測では集光径は約 $\phi 50 \text{ }\mu\text{m}$ (FWHM)であった。実験時の T^6 -レーザーの条件は、パルス幅 130 fs、エネルギー150 mJ であったので集光強度は、

$$I = \frac{150 \text{ mJ} / 130 \text{ fs}}{\pi \cdot (2.5 \times 10^{-3} \text{ cm})^2} = 5.9 \times 10^{16} [\text{W/cm}^2] \quad (4-15)$$

と求められ、クラスタークーロン爆発実験結果から求めたレーザー強度の値と非常によく合っている。

4.6.3 クーロン爆発による最大エネルギー及びクラスターサイズ条件 (完全電離クーロン爆発)のレーザー強度依存性

式(4-9)、(4-10)、(4-11)より、最大エネルギー $E_{\max}$ と規格化強度 a は

$$E_{\max} = 2.6 \times 10 a^2 = 0.12 I (10^{18} \text{W/cm}^2) [\text{MeV}] \quad (4-16)$$

と示される。つまり、レーザー強度の増大に伴い最大エネルギー $E_{\max}$ は増加する。

図 4-11 に前述のレーザー強度よりも低い条件、 $I=3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ (集光モニター計測値)におけるプロトンのエネルギー分布を示す。図 4-9 と比較して最大エネルギー $E_{\max}$ が 8.1 keV(4MPa)から 3.5 keV(2MPa)に減少していることが分かる。式(4-14)より、この時の T^6 -レーザーの強度 $I=2.9 \times 10^{16} [\text{W/cm}^2]$ と求められる。これにより、 $E_{\max} \propto a^2 \propto I$ の関係が確かめられた。

また、式(4-16)、(4-11)の関係式より、完全電離させてクーロン爆発を起こすことのできるクラスターサイズは次式、

$$\left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right) = 0.025 \left(\frac{n_{\text{H}_2}}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right)^{-1/2} \left(\frac{I \lambda^2}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right)^{1/2} \approx 0.02 \left(\frac{I}{10^{18} \text{ W/cm}^2} \right)^{1/2} \quad (4-17)$$

で表され、レーザー強度で決定される。

図 4-12 に、式(4-16)と式(4-17)及び図 4-9、4-11 に示された実験結果をプロトンの最大エネルギーと

クラスターサイズのレーザー強度比例則についてまとめる。

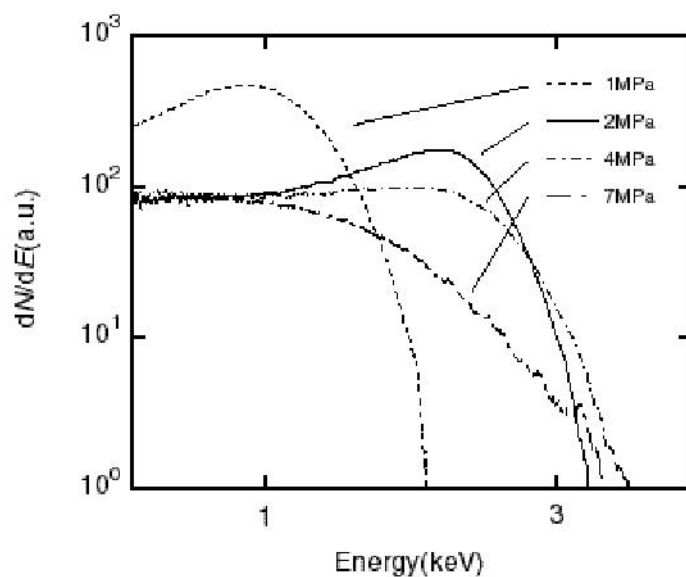


図 4-11 低強度でのプロトンのエネルギー密度分布
レーザー照射強度 $5.9 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

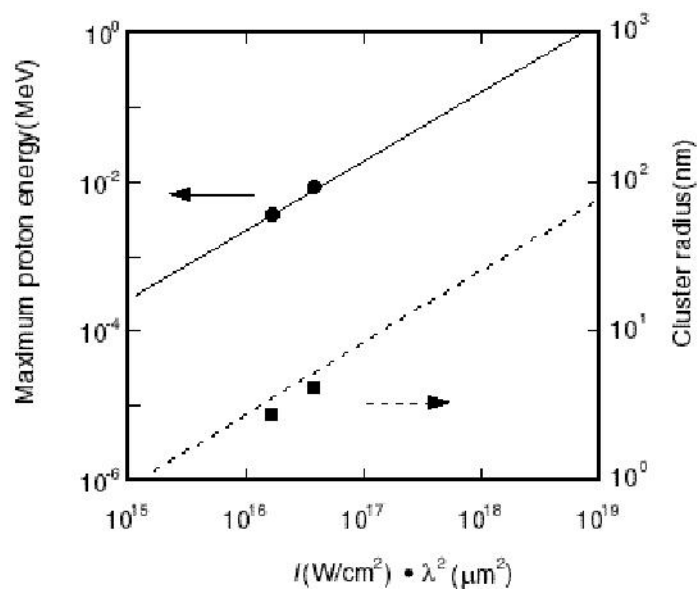


図 4-12 プロトンの最大エネルギー及び、クラスター半径のレーザー強度比例則
●はプロトンの最大エネルギーの実験値、直線は式(4-16)によるモデル計算の値を示す。
■はレイリー散乱計測において得られた実験値を示し、破線は式(4-12)によるモデル計算の値を示す。

実験におけるプロトンの最大エネルギー及びクラスターサイズは球対称一様密度のクラスタークーロン爆発モデルで与えられるレーザー強度比例則で与えられる値とほぼ一致することが分かった。

4.7 まとめ

超高強度短パルスレーザーによって誘起された水素クラスターのクーロン爆発による高エネルギープロトンのエネルギー分布は一様球状モデルで良く説明できることを明らかにした。そのエネルギー分布はエネルギーの平方根に比例して増大し、レーザー強度が低いために、背圧が 4 MPa を超えるとプロトンの最大エネルギーが $E_{\text{max}} \sim 8.1 \text{ keV}$ で頭打ち(飽和)することを確認した。

また、レイリー散乱により水素クラスターのサイズを測定し、その値がクラスターモデルによって求まる値と良く一致することを示した。この一様球状クラスタークーロン爆発モデルはレーザー強度比例則を与えることができ、クラスタークーロン爆発エネルギーの評価に非常に有用である。

参考文献

- [1] 井口洋夫、他編、実験化学講座 8 分光III、丸善 (1993).
- [2] 梶本興亜編、「クラスターの化学」、倍風館 (1992).
- [3] 日本化学会編、「マイククラスター化学の新展開」、季刊化学総説 38、学会出版センター(1998).
- [4] 畠山力三、日本物理学会誌、57, 804(2002).
- [5] 斉藤弥八、板東俊治、「カーボンナノチューブの基礎」、コロナ社 (1998).
- [6] 篠原久典、質量分析、38, 43 (1990).
- [7] 正畠宏祐 他、分子線研究、39, 187 (1990).
- [8] 露久志力、大阪大学大学院工学研究科修士論文 (2002).
- [9] 杉原亮 他、超小型加速器、アイピーシー (1998).
- [10] T.Ditmire, *et al.*, Phys. Rev. A., 57, 4094 (1998).
- [11] 網谷宏和、大阪大学工学研究科修士論文 (2001).
- [12] J.W.G.Tisch, *et al.*, Phys. Rev. A, 60, 3076 (1999).
- [13] J. Larsson and A. Sjögren, Rev. Sci. Instrum. 70, 2253 (1999).
- [14] J.W.G.Tisch, *et al.*, Phys. Rev. A, 60, 3076 (1999).
- [15] T.Ditmire, *et al.*, Phys. Plasmas, 7, 1993 (2000).
- [16] M.Eloy, *et al.*, Phys. Plasmas, 8, 1084 (2001).
- [17] J.Zweiback, *et al.*, Phys. Rev. Lett., 85, 3640 (2000).
- [18] M.Lezius, *et al.*, Phys. Rev. Lett., 80, 261 (1998).
- [19] R.Klingelhöfer, *et al.*, J. Appl. Phys., 43, 4575, (1972).
- [20] E.L.Knuth, *et al.*, J. Chem. Phys. 15, 6258 (1995).
- [21] T.Ditmire, *et al.*, Phys. Rev. A, 53, 3379 (1996).
- [22] R.A.Smith, *et al.*, Rev. Sci. Instrum., 69, 3798(1998).
- [23] J.Posthumus, *et al.*, “Molecules and Clusters in Intense Laser Fields”(Cam. Univ.press, 2001).

第5章 レーザーによる低密度フォーム中での 高エネルギーイオン発生

5.1 はじめに

第3、4章では、それぞれ薄膜、分子クラスターターゲットから発生するイオン(プロトン)のエネルギー分布の測定について述べた。図5-1に各実験におけるエネルギー分布の概略を示す。図5-1(a)は薄膜におけるレーザー誘起静電場によって加速されたイオンのエネルギー分布であり、ほぼマクスウェル-ボルツマン分布になっている。MeV以上に及ぶ高エネルギーイオンが発生するが、そのイオン量が全生成イオン量に占める割合は小さく、生成イオンの大部分はボルツマン分布を特徴付ける電子温度 T_h 以下に相当するエネルギーを持っている。生成イオンの特徴としては、ビーム状に発生し、輝度が高い。一方、図5-1(b)は分子クラスターのクーロン爆発におけるエネルギー分布であり、式(2-61)で与えられる分布になっている。生成量が $E^{1/2}$ に比例して増加し、最大エネルギーはクラスターサイズに依存する。最大値に近いエネルギーをもつイオンの生成量の全生成量に占める割合は高く、空間分布は、比較的等方である。

ここで、イオン生成効率の比較を行うために、エネルギー E を関数とする $\alpha(E)$ を次式、

$$\alpha = \frac{\int_{(1-\xi)E}^E \left(\frac{dN}{dE} \right) dE}{\int_0^E \left(\frac{dN}{dE} \right) dE} \quad (5-1)$$

で定義する。 $\alpha(E)$ は全イオン数に対するエネルギー E から E の範囲におけるイオンの生成量の割合である。ただし、 $\xi = \Delta E/E$ とする。薄膜ターゲットの場合の最大エネルギーにおける α_{F1} は、 $\xi=0.1$ 、 $E=E_{\max}(=10kT_h)$ 、 k はボルツマン定数、 T_h は高温電子温度)とすると、

$$\alpha_{F1} = 7.8 \times 10^{-5} \quad (5-2)$$

となる。さらに、最大エネルギーの10%に当たるエネルギー ($E = 0.1E_{\max} = kT_h$)における α_{F2} についても、

$$\alpha_{F2} = 3.9 \times 10^{-3} \quad (5-3)$$

となり、生成効率が低いことが分る。

一方、クラスターにおける最大エネルギー近傍($E=E_{\max}$ 、 $\xi=0.1$)では、

$$\alpha_C = 1.5 \times 10^{-1} \quad (5-4)$$

となり、生成効率が薄膜の場合と比べて圧倒的に高い。しかしながら、薄膜ターゲットの場合、固体密度近傍のプラズマ中でレーザーと相互作用するのに対し、クラスターターゲットにおいて相互作用するプラズマの密度は、気体密度にとどまり、発生総イオン量は後者の方が不利と考えられる。

以上のことから、イオン生成効率の良いターゲットの条件として、局所密度がクーロン爆発を生じさせるのに十分に高い密度(例えば、クラスター内部と同様の固体密度)を持ち且つ、平均密度はレーザーが有効に伝搬する臨界密度より低くいが、効率的な発生が可能な十分高い密度を持つことが考えられる。この条件を有するターゲットとして、フォームターゲットの使用が考えられる。

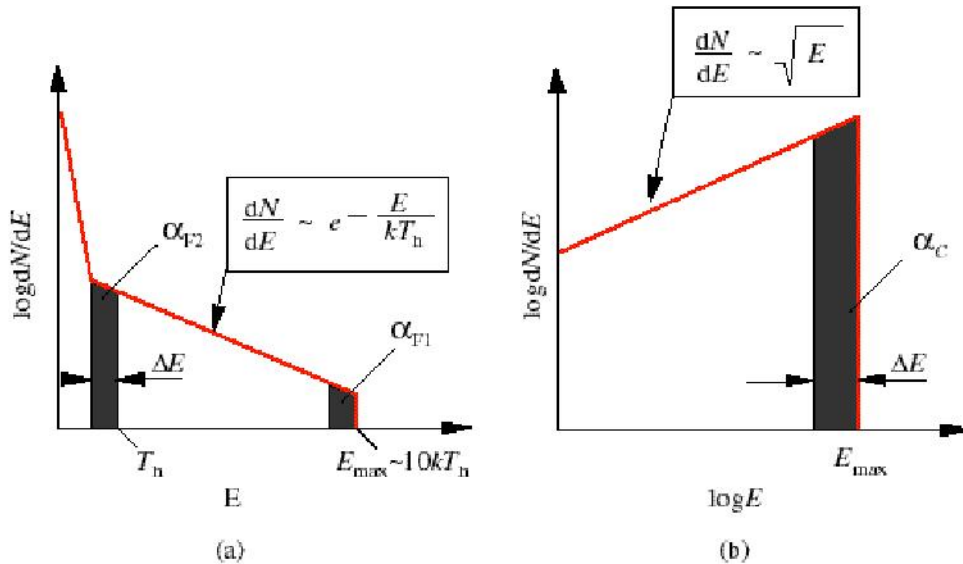


図 5-1 (a)薄膜と(b)分子クラスターから発生するイオンのエネルギー分布

5.2 超低密度フォームターゲットによる高エネルギープロトンの発生

5.2.1 超低密度フォームターゲット[1]

本章では、イオン生成効率の良いクーロン爆発機構を利用できるターゲットとして、大阪大学レーザー核融合研究センターで製作された、超低密度プラスチック[poly(4-methyl-1-pentene)]フォームを実験に用いた。この低密度ターゲットは、フリーズドライ法とゾル・ゲル法を用いた製法によって製作された。平均密度は固体密度よりも2桁以上低く、 $2\text{--}12\text{ mg/cm}^3$ であり、局所密度は 1 g/cm^3 以上である。フォームターゲットの密度を比較するために、第3章で用いたマイラー(Mylar)フィルム及び低密度且つ微細構造を有し、製品化されている透析用メンブレンフィルター[2]の平均密度を表5-1に示す。平均密度 10 mg/cm^3 のフォームターゲットはプラズマカットオフ密度 $n_{\text{cr}}(=1.12\times 10^{21}\text{ cm}^{-3})$ の70%に相当する。図5-2に 10 mg/cc の C_5H_{10} フォームターゲットの外観写真及び、電子顕微鏡写真(EM)を示す。この炭化水素プラスチック(hydrocarbon plastic)フォームは図5-2(b)のようなラメラ(lamella)状の微細構造を持っている。ラメラの厚みは $\sim 20\text{ nm}$ である。

表 5-1 各種ターゲット(フォーム、フィルター)の平均密度

	Average density(mg/cm^3)	Average electron density(n/cm^3)
$(\text{CH}_2)_n$ foam[1]	2.5	2.2×10^{20}
$(\text{CH}_2)_n$ foam[1]	10	8.6×10^{20}
$(\text{CF}_2)_n$ Filter[2]	412	9.9×10^{21}
Mylar film	1400	4.4×10^{23}

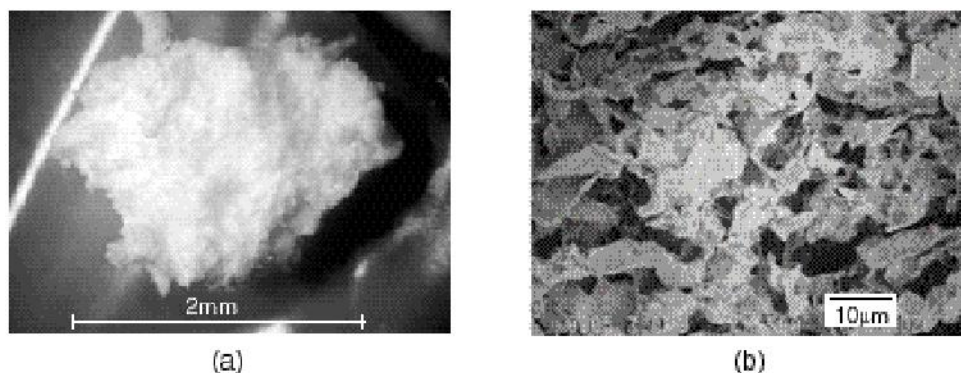


図 5-2 C_5H_{10} フォームターゲット(10 mg/cm^3)写真
(a) 外観写真、(b) 電子顕微鏡写真(SEM)[15,000 倍]

5.2.2 プロトンのエネルギー分布計測

照射実験は前章と同じくチタンサファイア CPA(Chirped Pulse amplifier)レーザーシステム(T^6 -レーザー)を用いて行った。実験配置図を図 5-3 に示す。レーザー集光条件はエネルギー150 mJ, 波長 800 nm, パルス幅 130 fs であり、集光 F 値は $F/3$ ($f=165$ mm の金コート軸外し放物面鏡)である。スポット径は $\phi 10$ μm (半値全幅)であり、ピーク強度は 1×10^{18} W/cm^2 である。プロトンのエネルギー分布と空間分布計測は CR-39 固体飛跡検出器と金属フィルター(Al)によるロスフィルター法を用いた。この方法では、数 μm の Al フィルターによって、プロトン以外の炭素イオン等のイオンは阻止される。フォームターゲットの厚みは第3章の薄膜ターゲットと同じ $\rho R[\text{g}/\text{cm}^2]$ の条件にするため、 ~ 100 μm とした。

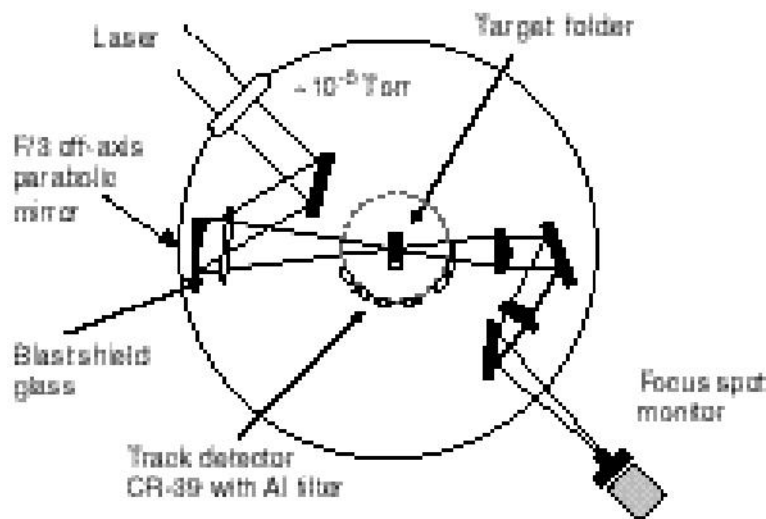


図 5-3 実験配置図

図 5-4 に、密度 $10 \text{ mg}/\text{cm}^3$ のフォームターゲットを用いて、レーザー照射強度 $1 \times 10^{18} \text{ W}/\text{cm}^2$ の条件で得られたプロトンのエネルギー分布の空間分布特性を示す。エネルギー分布に、150-200 keV のエネルギー領域のプラトー構造と 200 keV での急峻な減少が観測された。このような分布は、筆者らの行った薄膜や分子クラスターターゲットを用いて観測された分布では見られない。また、密度が 2.5、5.0 mg/cm^3 のフォームを用いた実験においても、照射面側におけるプラトー構造が示されている。

空間分布をみると、 0° 方向は他の方向に対して、発生量が少ない。照射面で発生した高エネルギープロトンが裏面に達するまでに、ターゲットのプラズマ化されていない領域がエネルギー減衰フィルターとなるためである。フォームの厚さ t_F と密度 ρ_F の積 $\rho_F \cdot t_F$ と等価の $(\text{CH}_2)_n$ 膜で SRIM コード[3]を用いてプロトンの阻止能を計算すると、ターゲット裏面側のからも表面側とほぼ同じ量のプロトンが発生していることが分かる。尚、最大エネルギー 580 keV のプロトンが観測されたのはレーザー伝搬軸方

向(0°)であり、第3章で述べた静電場加速機構によって生成したと考えられる。一方、照射面側($95\sim 140$ 度)は一様に ~ 300 keV であった。

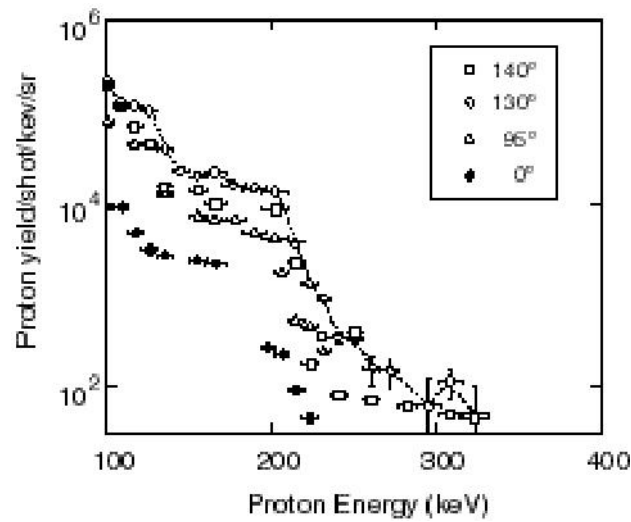


図 5-4 フォームターゲットから発生したプロトンのエネルギー分布

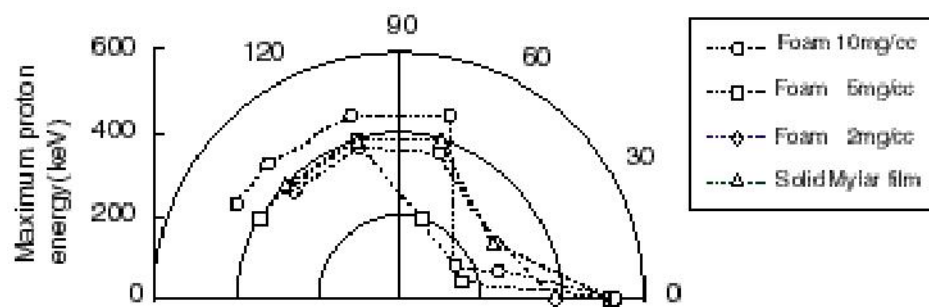


図 5-5 プロトンの最大エネルギーに関する空間分布特性

5.2.3 クーロン爆発モデルとの比較

フォームターゲットで得られたエネルギー分布を解釈するために、前章で述べた微小球状クラスターモデルを適用する。このモデルにおいて生成されるプロトンのエネルギー分布 dN/dE は式(2-61)より、

$$\frac{dN}{dE} = \frac{3}{4(Z\bar{Z})^{3/2}e^3} \sqrt{\frac{3E}{\pi n_i}} \propto \sqrt{E}. \quad (5-5)$$

となり、エネルギー E の平方根に比例した分布になる。ここで、 $Z(=1)$ はプロトンの電荷数、 $\bar{Z} [(1+4)/2]$ はイオン平均電荷数、 E はプロトンのエネルギー、 e は電気素量、 n_i はイオン密度である。但し、BSI理論による式(2-40)から、実験条件におけるレーザー強度で生成できる炭素の多価イオンは4価までであるため、イオンの平均電荷数はプロトンと炭素イオン4価との平均値とした。分子クラスターのクーロン爆発によって得られるプロトンの最大エネルギーは式(2-59)、(2-62)より、

$$\begin{aligned} E_{\max} &= \frac{4}{3} \pi Z \bar{Z} e^2 n_i R_0^2 \approx 300 Z \bar{Z} \left(\frac{n_i}{5 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{R_0}{1 \mu\text{m}} \right)^2 [\text{MeV}] \\ &= \frac{m_0 c^2}{2} (0.85 \sqrt{I \lambda^2})^2 Z \bar{Z} \end{aligned} \quad (5-6)$$

となり、最大イオンエネルギー $E_{\max}$ は、半径 R_0 の2乗、電子密度 n に比例する、つまりクラスターのサイズ(原子数)に比例する。 $I (1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2)$ はレーザー強度、 $\lambda (\mu\text{m})$ はレーザー波長である。以上の式(5-5)、(5-6)より、最大プロトンエネルギー $E_{\max}$ と完全電離させることのできるクラスターサイズ(半径) R_0 は、

$$E_{\max} = 1.5 (Z \bar{Z})^{1/2} I \lambda^2 \quad (5-7)$$

$$R_0 = 0.025 (Z \bar{Z})^{1/2} n^{-1/2} I^{1/2} \lambda \quad (5-8)$$

の関係により、レーザー強度 $I (1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2)$ で求まる。水素クラスターの場合について、式(5-7)、式(5-8)より得られる $E_{\max}$ と R_0 の I との関係を図5-6に示す。実験におけるレーザーの入射強度は $1 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 (\lambda = 0.8 \mu\text{m})$ であり、式(5-7)によって得られるプロトンの最大エネルギー $E_{\max}$ は約200 keVとなり、図5-4におけるプラトー端のエネルギーとほぼ一致する。また、クラスターサイズは20 nmであり、フォーム内部のラメラの大きさ $\sim 20 \text{ nm}$ に一致する。以上の結果により、エネルギー分布に見られるプラトー構造は緻密構造部のクーロン爆発機構によって生成されたと結論付けられる。また、図5-4のエネルギー分布が、球形クラスターのエネルギー分布の特徴 $[dN/dE \propto E^{1/2}]$ と異なるのは、3次元の球

状クーロン爆発ではなく、膜状や柱状でのクーロン爆発(図 2-14)、あるいはそれらの混合であると考えられる。ちなみに、1、2 次元のクーロン爆発で得られる(付録 A)エネルギー分布は式(2-66)、(2-68)より、各々 $dN_{1D}/dE \propto E^{-1/2}$ 、 $dN_{2D}/dE \propto \text{constant}$ となり、フォーム実験で得られたエネルギー分布の形状と定性的に一致している。

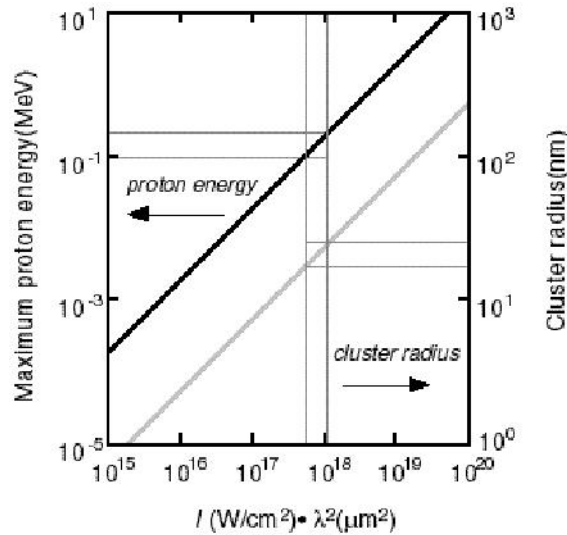


図 5-6 クラスタクーロン爆発モデルにおける最大プロトンエネルギーとクラスターサイズ依存性

5.2.4 2 次元 PIC シミュレーション

2 次元 PIC コードを用いてフォームターゲットとレーザーの相互作用のシミュレーションを行い、イオン生成機構を調べた[4]。図 5-7 にシミュレーション条件を示す。レーザー強度は $7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ (規格化強度 $a=0.5$ 、パルス幅 130fs、レーザー波長 800 nm、集光径 $\phi 8 \mu\text{m}$)、フォームターゲットの平均密度は 5 mg/cm^3 ($5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$)、厚みは $80 \mu\text{m}$ とした。フォームの微小セグメントは 2 次元シミュレーションでは、ラメラ構造を長さ $2.4 \mu\text{m}$ 、厚み 20 nm の棒(紙面奥方向には無限に続く、板状)により模擬し、密度を臨界密度 n_{cr} の 140 倍とした。

図 5-8 はレーザーが表面に到達してから 100、300 周期(260 fs、780 fs)後の電子とプロトン密度分布の時間発展を示す。図 5-8(1)-(b)中の拡大図は棒が拡大膨張(クーロン爆発)していることを示す。図 5-8(2)から、プラズマ化された領域がレーザースポットの 10 倍以上に広がっていることが観測される。この結果から、レーザー光はフォームを透過することで散乱され、広い領域で光電離と棒のクーロン爆発を引き起こしていることが分かる。以上の事をまとめると、フォームの内部では以下のイオン生成機構が起こっていると考えられる。フォームの微小セグメント(bar)がレーザーの光電場によって瞬

時に電子が剥がされ、イオンが強いクーロン斥力によって飛散(クーロン爆発)する。これによって、フォーム内部におけるイオン加速機構はクーロン爆発機構が支配的になっていると言える。

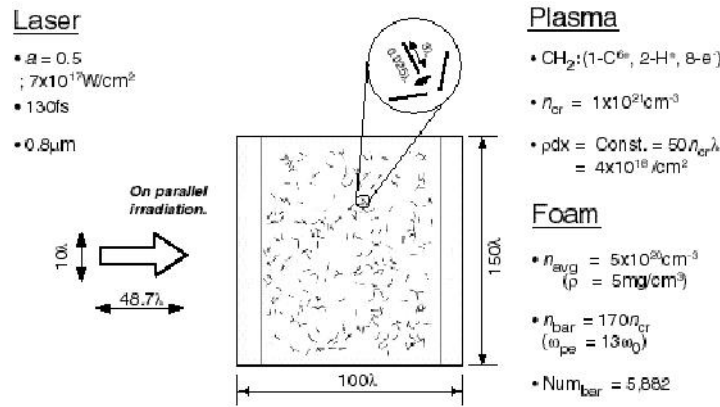


図 5-7 PIC シミュレーション条件

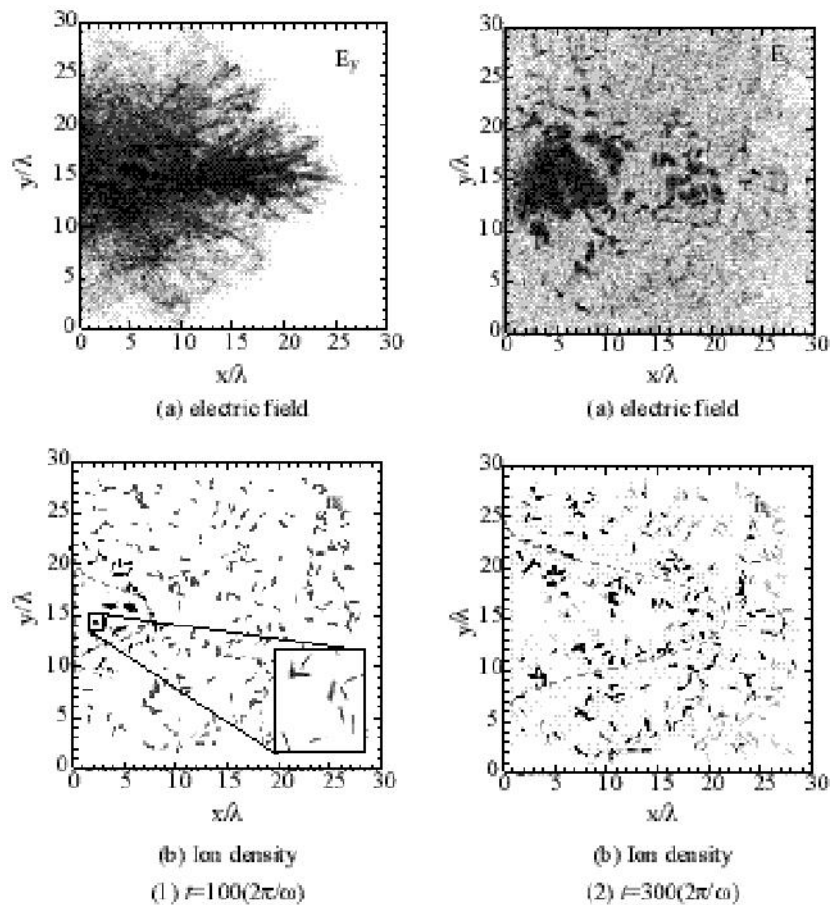


図 5-8 電子(a) 及びプロトン(b)密度分布の時間発展
図中の破線はイオン化領域の先端を示す。

5.3 薄膜、フォーム、クラスターターゲットのイオン生成量の比較

3つのターゲット(薄膜、クラスター、フォーム)からのイオン(プロトン)の生成量の比較を行う。対象とするエネルギー範囲を次のように設定した。フォームの場合は、図 5-4 より、プラトー構造の末端エネルギー近辺[180–200 keV]とした。薄膜の場合は、図 3-2 より、そのボルツマン分布になっているエネルギー分布を特徴付ける電子温度 T_h に相当する領域を設定する。この分布における最大エネルギーは $\sim 2\text{MeV}$ であるため、図 5-9(a)の $E_{\max}=10T_h$ の関係より $T_h=200\text{ keV}$ であることから、比較するエネルギー領域を [180–200 keV]とした。クラスターの場合は、図 4-9 のエネルギー分布において、エネルギー分布のピークの生成量 $N_{\max}$ の半値 $E_{1/2 \cdot dN/dE, \max}$ に対応する最大エネルギーとし、比較領域を $0.9E_{1/2 \cdot dN/dE, \max}$ から $E_{1/2 \cdot dN/dE, \max}$ とする。これにより、クラスターの場合の設定領域は[3.8–4.2 keV]とした。また、実験結果よりイオン生成の空間分布特性は、薄膜固体の場合はビーム放射、フォームとクラスターは等方的な全角放射であるとして、空間分布を考慮し 100 mJ 照射、単発照射条件で比較した。図 5-9 に各エネルギー分布の概略図、表 5-2 に比較結果を示す。

表 5-2 より、最も高い生成量が得られたのはフォームターゲットであった。フォームの生成量は薄膜と比較して約 40 倍、クラスターと比較して約 5 倍高いことが示された。この結果は、イオン生成量を増加させる上で、クーロン爆発機構を積極的に用いることが有効であることを証明している。ここで、低密度フォームターゲットを用いる利点は、分子クラスターでは容易に生成しえない大型クラスター(微粒子)($>10\text{ nm}$)を固体ターゲットとして製作できることである。

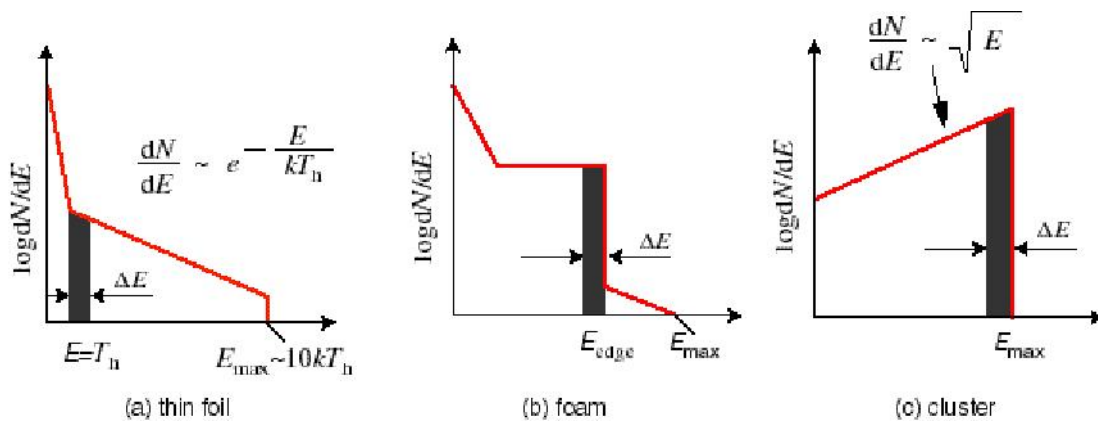


図 5-9 各ターゲットにおける発生イオンのエネルギー分布概略図

表 5-2 薄膜、フォーム、クラスターターゲットにおけるプロトンの生成量

	Thin film	Foam	Cluster
Reference	[5]	this work	[6]
Target	C ₁₀ H ₈ O ₄	C ₅ H ₁₀	H-cluster
Average target electron density (cm ⁻³)	<1×10 ²³	8×10 ²⁰	10 ¹⁸ ~10 ²⁰
Laser intensity (W/cm ²)	1.2×10 ¹⁸	1×10 ¹⁸	6×10 ¹⁶
Yield of protons	1.9×10 ⁵	8.7×10 ⁶	1.6×10 ⁶
Proton energy(keV)	180-200	180-200	3.8-4.2

5.4 最大イオンエネルギーのレーザー強度依存性

図 5-10 に、今までに報告されているレーザー生成高エネルギーイオンの最大エネルギーのレーザー強度依存性をまとめた。筆者らが行った実験結果も併せて示す。固体ターゲットにおける最大イオンエネルギーのスケール則は、レーザー強度を I として、 $I^{1.0}$ から $I^{0.5}$ へと移行している。一方、ガス、クラスター、フォームターゲットの結果は、クーロン爆発によるスケールリングを示す図中の破線に、ほぼ一致していることが分かる。クラスターやフォームターゲットから発生するイオンの最大エネルギー値は、固体ターゲットと比較して低い値であるが、最大エネルギー値での生成量の割合は圧倒的に高いため、レーザー照射強度を高めることで、効率の良いイオン生成が望める。また、図中の $I^{1.0}$ のスケールリングによりレーザー強度 10^{19} W/cm² で MeV 台のイオンが生成できることが分かる。テラワットクラスの高繰り返しレーザーでその強度が得られれば、 (p, n) や (d, n) の核反応の応用として、 $^{10}\text{B}(d, n)^{11}\text{C}$ [11] や $^{14}\text{N}(d, n)^{15}\text{O}$ 反応によるポジトロン放出核の生成が可能となり、医療 PET (positron emission tomography) 等への応用が現実のものとなる。

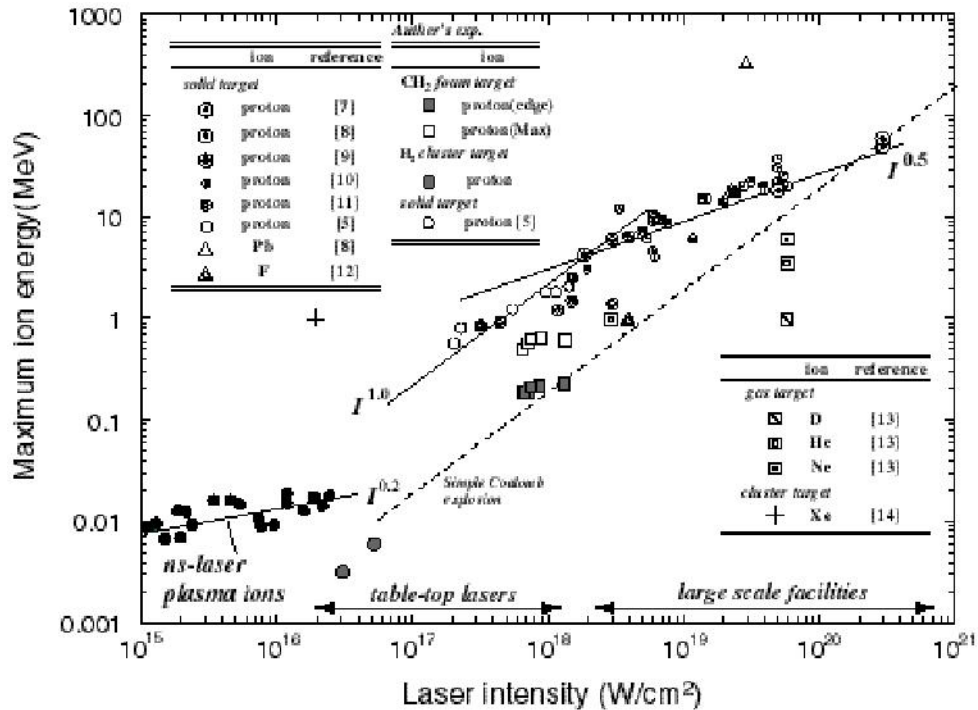


図 5-10 最大エネルギーのレーザー強度依存性(レーザー生成高エネルギーイオン)

5.5 まとめ

低密度フォームターゲットと超高強度短パルスレーザーとの相互作用において発生するプロトンのエネルギー分布を初めて測定した。エネルギー分布の構造に、薄膜固体では観測されない”プラトー構造”とプラトー端に”急峻な減少”(カットオフ)を観測した。プラトー端のエネルギーはクラスターのクーロン爆発モデルで得られるエネルギー分布の最大エネルギーと一致することが分かった。これにより、プラトー構造のあるイオンエネルギー分布はクーロン爆発機構によるものであると結論付けることができた。また、フォームターゲットのレーザー相互作用の2次元PICシミュレーション結果からも、フォームの微小セグメントがクーロン爆発を引き起こしていることが示唆された。以上の事から、実験で得られたエネルギー分布がクラスターのクーロン爆発モデルによって説明できることを示した。

レーザー生成高エネルギーイオン量を、第3章の薄膜実験及び第4章のクラスターターゲット実験で得られた分布から求めた生成量と比較を行い、フォームターゲットの場合の生成量が薄膜固体の場合の40倍、クラスターの場合の5倍になることを示した。

参考文献

- [1] K. Nagai, *et al.*, J. Appl. Phys., **41**, L431-433 (2002).
- [2] MILLIPORE **メンブレンフィルターカタログ**.
- [3] J. F. Zigler, <http://www.SRIM.org/>.
- [4] Cooperative research with Dr. T. Zh. Esirkepov, In *Laser Institute of Engineering*.
- [5] S. Okihara, *et al.*, J. Nucl. Sci. Tech., **39**, 1 (2002).
- [6] S. Sakabe, *et al.*, in Proceedings of the International Quantum Electronics Conference, Moscow, Russia, 2002, edited by S. N. Bagayev (unpublished).
- [7] R. A. Snavely, *et al.*, Phys Rev. Lett., **85**, 2945(2000).
- [8] E. L. Clark, *et al.*, Phys Rev. Lett., **84**, 670(2000).
- [9] A.P. Fews, *et al.*, Phys. Rev. Lett., **73**, 1801(1994).
- [10] E. L. Clark, *et al.*, Phys Rev. Lett., **85**, 1654(2000).
- [11] K. Nemoto, *et al.*, Appl. Phys. Lett., **78**, 595(2001).
- [12] A. G. Zhidkov, *et al.*, Phys. Rev. E, **60**, 3273(1999).
- [13] K. Krushelnick, *et al.*, Phys Rev. Lett., **83**, 737(1999).
- [14] T. Ditmire, *et al.*, nature, **386**, 54(1997).

第6章 結論

本研究では薄膜、分子クラスター、低密度フォームターゲットについて、超高強度短パルスレーザーを照射することにより生成される高エネルギーイオンの特性を実験によって明らかにした。薄膜を用いた実験では、MeV 以上のエネルギーのプロトンがビーム状に発生することを観測し、その最大エネルギーのレーザー強度比例則を明らかにした。分子クラスター実験では、水素クラスター相互作用から発生するプロトンのエネルギー分布を測定し、一様球状クラスターのクーロン爆発モデルが適用出来ることを示した。これにより、エネルギースペクトルのスケール則を示した。低密度フォーム実験では、初めて、低密度固体からのイオンのエネルギー分布を測定し、分布の一部の構造にクーロン爆発モデルが適用できること、及びフォームが有している微細構造がクーロン爆発機構を引き起こすことを示した。また、これらのエネルギー分布を比較して、高効率イオン源の可能性について調べた。以下に各章で得られた成果について述べる。

<2 章>

超高強度短パルスレーザー相互作用とイオン加速機構について論じるとともに、レーザー相互作用実験で用いたレーザーシステムとイオン計測手法についてまとめた。

<3 章>

超高強度短パルスレーザーと薄膜との相互作用によって発生する高エネルギープロトンの特性を実験及び 2 次元 PIC シミュレーションによって調べた。

- ・ 発生量はレーザー伝搬軸上前方が最も多く、集光強度が $1.2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ のとき、最大 2.2 MeV のプロトンが発生した。
- ・ MeV 以上の高いエネルギーをもつプロトンについては、2.6 mrad の拡がり角でレーザー伝搬軸方向にビーム状に発生することを示した。
- ・ 入射レーザーエネルギーから 400 keV 以上のプロトンへのエネルギー変換効率は 4.3×10^{-4} であった。
- ・ プロトンの最大エネルギーに対するレーザー強度比例則は $10^{17} \sim 10^{18} \text{ W/cm}^2$ の範囲で照射強度の 0.7 乗になることを明らかにした。
この結果は PIC 計算機シミュレーション結果でも再現された。
- ・ シミュレーション結果から、エネルギー分布は 500 keV を境に 2 つの分布から構成されていることを示した。

- 低いエネルギーのプロトンについては前方、後方の両方向に非等方的なクーロン爆発機構によって生成される。
- 高いエネルギーのプロトンについては、主として電子の作る電界によりレーザー伝搬軸方向に加速する。
- ・プロトンの最大エネルギーは、プリプラズマのスケール長に強く影響することを示した。

<4章>

超高強度短パルスレーザーによって誘起された水素クラスターのクーロン爆発による高エネルギープロトンのエネルギー分布は一様球状モデルで良く説明できることを明らかにした。

- ・ エネルギー分布はエネルギーの平方根に比例して増大し、プロトンの最大エネルギーが背圧の増加とともに増えるが、4 MPa を超えると $E_{\max} \sim 8.1$ keV で頭打ち(飽和)することを確認した。
- ・ レイリー散乱により水素クラスターのサイズを測定し、その値がクラスタークーロン爆発モデルによって与えられる値と良く一致することを示した。
- ・ この一様球状クラスタークーロン爆発モデルは、レーザー強度比例則を与えることができ、クラスタークーロン爆発エネルギーの評価に非常に有用であることを示した。

<5章>

低密度フォームターゲットと超高強度短パルスレーザーとの相互作用において発生するプロトンのエネルギー分布を初めて測定した。

- ・ エネルギー分布の構造に、薄膜固体では観測されない”プラトー構造”と”急峻な減少”(カットオフ)を観測した。
- ・ プラトー端のエネルギーはクラスターのクーロン爆発モデルで得られるエネルギー分布の最大エネルギーと一致することが分かった。プラトー構造のあるイオンエネルギー分布はクーロン爆発機構によるものであることを示した。
- ・ フォームターゲットのレーザー相互作用の2次元PICシミュレーション結果からも、フォーム中の微小セグメントがクーロン爆発を起こしていることが示唆された。
- ・ 実験条件とシミュレーションとの考察により、実験で得られたエネルギー分布がクラスターのクーロン爆発モデルを用いて説明できることを示した。

プラトー構造のエネルギー領域におけるイオン生成量を第3章の薄膜実験及び第4章のクラスターターゲット実験で得られた分布からの生成量との比較を行い、フォームターゲットの場合の生成量が固体薄膜の場合の40倍、クラスターの場合の5倍になることを示した。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭撻、激励を賜りました飯田敏行教授に深厚なる謝意を表します。

修士課程の当初から本論文完成まで一貫して、直接、研究の御指導頂きました京都大学化学研究所 阪部周二教授(元大阪大学大学院工学研究科) に深厚なる謝意を表します。

本論文作成にあたり貴重な御指導と御助言を戴きました、レーザー核融合研究センターの西原功修教授に深く感謝致します。

大学院在学中に講義等を通じて御指導、御教示頂きました、工学研究科電子情報エネルギー工学専攻の西川雅弘教授、堀池寛教授、三間罔興教授、田中和夫教授、朝日一教授、粟津邦男教授、中井貞雄名誉教授、権田俊一名誉教授ならびに、レーザー核融合研究センターの山中龍彦名誉教授、井澤靖和教授、中塚正大教授、高部英明教授、疇地宏教授、宮永憲明教授、乗松孝好教授、西村博明教授に深く感謝致します。さらに、実験の遂行に際し、活発な議論を頂き、緻密な御指導、御支援を賜りました大阪市立大学中島信昭教授、宮永憲明教授、西村博明教授、實野孝久助教授に重ねて感謝の意を表します。

本研究のあらゆる面で終始、御指導、御協力、議論をしてくださった川戸栄博士(現福井大学助教授)、佐藤文信博士(工学研究科電子情報エネルギー工学専攻 助手)、清水政二博士(日本学術振興会特別研究員)に深く感謝致します。さらに、京都大学化学研究所 橋田昌樹助手(元 (財)レーザー技術総合研究所)には修士課程の当初から本研究の遂行まで、あらゆる面で惜しめない直接の御指導、御協力、議論をして頂き、深く感謝致します。

本研究はレーザー核融合研究センター及び工学研究科の T^6 レーザーシステムを用いて行われたものであり、システムの開発と改修に関して、多大な御協力と貴重な御助言を頂いたレーザー核融合研究センターの吉田英次氏(技術専門員)、坂本高保氏((株)日本アドバンス・テクノロジー)、松尾秀昭氏((株)日本アドバンス・テクノロジー)、藤岡加奈氏((社)レーザー技術振興センター)に深く感謝致します。

また、数多くの実験用ターゲットの製作を行って頂いた、レーザー核融合研究センターの乗松孝好教授、長井圭治助手、木村泰子氏((社)レーザー技術振興センター)をはじめ、ターゲットグループの方々に深く感謝致します。

実験結果の解析にあたり、計算機シミュレーションとの対比や議論を通じて、惜しめない御指導と御討論を戴きました、レーザー核融合研究センターの 西原功修教授、千徳靖彦博士(現 General Atomics)、Dr. Timur Esirkepov(現日本原子力研究所)に深く感謝致します。

本研究の実験計測に関しまして、計測機器の立ち上げの御協力並びに、様々な測定機器の御提供を戴きました、レーザー核融合研究センターの前川修氏(技術専門員)、石井絵理奈氏(技術補佐員)をはじめ、同センターのスタッフの方々に心から感謝致します。

本研究はレーザー核融合研究センター内で行われたものであり、研究活動中、終始変わらぬ御指導、御討論、激励を戴きました山中正宣助教授、藤田尚徳助教授、實野孝久助教授、北川米喜助教授、神前康次助教授、児玉了祐助教授、白神宏之助教授、近藤公伯助教授、村上匡且助教授、中井光男講師、金邊忠講師、長友英夫助手、椿本孝治助手、重森啓介助手、藤本靖助手ならびに、(財)レーザー技術総合研究所の今崎一夫主任研究員、藤田雅之主任研究員、内田成明主任研究員、島田義則研究員の諸氏に深く感謝致します。

また、本研究を行うにあたり、多大なる御指導、御協力、議論をしてくださった、末田敬一博士(現福井県産業科学技術研究センター)、越智義浩博士(現日本原子力研究所)、Dr. Agnes Pailloux (現フランス国立原子力研究所)、同じく、実験計測の遂行に際し、惜しみない協力をして戴いた、宮地悟代君、大林研君、松井亮二君、犬伏雄一君、大谷史彦君、佐藤隆史君に深く感謝致します。

さらに、本研究の遂行に際し、様々な形で御協力頂いた大阪大学レーザー核融合研究センターのスタッフの方々に感謝致します。

T⁶レーザーシステムを用いた共同実験を通して、研究のあらゆる面で、御指導、御協力、御討論をしてくださった姫路工業大学大学院理学研究科 高木芳弘教授、レーザー核融合研究センターの河村徹博士(現(財)レーザー技術総合研究所)、広島大学先端物質科学研究科の松門宏治博士(現放射線医学総合研究所)、飯沼昌隆助手に深く感謝致します。

本研究を進めるにあたり、活発な議論と惜しみない御協力を戴きました、同じ短パルスレーザー応用グループの江潤卿博士(現分子科学研究所)、久下智之氏(現マツダ(株))、清水啓介氏(現三菱電機(株))、伊山功一氏(現浜松ホトニクス(株))、高橋浩司君(現三菱電機(株))、坂部祐介君(現和歌山市役所)、露久志力君(現シャープ(株))、吉井健裕君(現浜松ホトニクス(株))、斉藤勇君(現アロカ(株))、佐藤方俊君(現静岡県地域結集型共同事業)、岡田伸也君、廣兼正浩君ならびに、これまで T⁶ レーザーシステムの構築、開発に携わって来られた同グループの方々に心から感謝致します。

大学院在学中に苦楽を共にし、激励を交わした鈴木将之氏(現東京大学物性研究所)、宮越健之氏、遠山祐典氏、反保元伸氏、池川恭史氏(現浜松ホトニクス(株))、中島建一氏、武田哲史氏に感謝します。

本大阪大学大学院工学研究科に進学することに御理解、御協力を下さった元広島工業大学 森垣和夫教授に深く感謝の意を表します。

最後に、長年にわたる学業とこの研究生生活を支えてくれた両親と家族に心から感謝致します。

業績目録

【原著論文】

1. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、井澤靖和、飯田敏行、阪部周二、
”テーブルトップ超短パルス高強度レーザー生成高エネルギープロトン特性”、
放射線, 27, 31 (2001).
2. S. Okihara, Y. Sentoku, K. Sueda, S. Shimizu, F. Sato, N. Miyanaga, K. Mima, Y. Izawa, T. Iida,
and S. Sakabe,
“Energetic proton generation in a thin plastic foil irradiated by intense femtosecond lasers”,
Journal of Nuclear Science and Technology, **39**, 1 (2002).
3. S. Shimizu, V. Zhakhovskii, F. Sato, S. Okihara, S. Sakabe, K. Nishihara, Y. Izawa, and
T. Yatsushashi,
“Coulomb explosion of benzene induced by an intense laser field”,
J. Chem. Phys. **7**, 3180 (2002).
4. T. Kawamura, H. Nishimura, F. Koike, Y. Ochi, R. Matsui, W. Y. Miao, S. Okihara, and S. Sakabe,
I. Uschmann, E. Förster, K. Mima,
“Population kinetics on $K\alpha$ lines of partially ionized Cl atoms”,
Phys. Rev. E, **66**, 016402 (2002).
5. H. Nishimura, T. Kawamura, R. Matsui, Y. Ochi, S. Okihara, S. Sakabe, F. Koike, T. Johzaki,
H. Nagatomo, K. Mima, I. Uschmann, and E. Förster,
“ $K\alpha$ spectroscopy to Study Energy Transport in Ultrahigh-intensity Laser Plasmas”,
J. Quantum Spectroscopy Radiation Transport, (to be published in 2003).
6. S. Sakabe, S. Shimizu, F. Sato, T. Tsuyukushi, K. Nishihara, S. Okihara, T. Kagawa, Y. Izawa,
K. Imasaki, and T. Iida,
“Generation of high energy protons from hydrogen clusters Coulomb-exploded by intense
femtosecond laser pulses”,
(Submitted to Phys. Rev. A).
7. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai, S. Shimizu, F. Sato, T. Iida, K. Nishihara, T. Norimatsu,
Y. Izawa, and S. Sakabe,
”Ion generation in a low-density plastic foam by interaction with intense femtosecond laser pulses”,
(Submitted to Phys. Rev. Lett.).

【国際会議プロシーディング】

1. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai, S. Shimizu, T. Iida, T. Norimatsu, K. Nishihara,
and S. Sakabe,
“Interaction of intense femtosecond laser with low-density foam matter”,
In Proceedings of the 2nd. Inertial Conference on Inertial Fusion Science and Applications 2001,
Kyoto, Japan, edited by K. A. Tanaka *et. al*, 1264 (2001).

2. S. Shimizu, S. Sakabe, N. Nakashima, K. Nishihara, V. Zhakhovskii, J. Kou, S. Okihara, and F. Sato, "Coulomb Explosion of Benzene and Molecules with Intense Femtosecond Lasers", In Proceedings of the 2nd. Inertial Conference on Inertial Fusion Science and Applications 2001, Kyoto, Japan, edited by K. A. Tanaka *et. al*, 1199 (2001).
3. H. Nishimura, T. Kawamura, Y. Ochi, R. Matsui, Y. Miao, S. Okihara, S. Sakabe, R. Kodama, K. A. Tanaka, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, F. Koike, I. Uschmann, E. Förster, and K. Mima, "Study on Energy Transport and Deposition in Ultra-intense Laser Plasma Interactions by K α line Spectroscopy", In Proceedings of the 2nd. Inertial Conference on Inertial Fusion Science and Applications 2001, Kyoto, Japan, edited by K. A. Tanaka *et. al*, 405 (2001).
4. H. Nishimura, T. Kawamura, Y. Ochi, R. Matsui, Y. Miao, S. Okihara, S. Sakabe, R. Kodama, K. A. Tanaka, Y. Kitagawa, Y. Sentoku, F. Koike, I. Uschmann, E. Förster, and K. Mima, "X-ray spectroscopy on energy transport and deposition in ultra-intensity laser produced plasmas", Proceeding of the society of American Institute of Physics, 611, 75 (2002).
5. K. Kasuya, T. Kamiya, T. Sugimoto, W. Mroz, S. Sakabe, S. Shimizu, S. Okihara, T. Yamanaka, and S. Nakai, "Advanced Studies of Medium-mass Ion Sources-2: Production and Measurement of (1) Pure Carbon Plasmas as Candidate Source Plasmas, and (2) Silicon and Carbon Beams", In Proceedings of the 14th International Conference on High-Power Particle Beams & 5th International Conference on Dense Z-Pinches, Albuquerque, NM, 650, 433 (2002).
6. H. Nishimura, T. Kawamura, R. Matsui, Y. Ochi, S. Okihara, F. Koike, T. Johzaki, H. Nagatomo, K. Mima, I. Uschmann, and E. Förster, "X-ray Spectroscopic Measurements of Energy Transport and Deposition in Ultra-intense Laser Produced Plasmas", In Proceedings of the 10th International Workshop on Radiation Properties of Hot Dense Matter, St Malo, France, (accepted for publication in September 2002.)
7. T. Kawamura, Th. Schlegel, H. Nishimura, F. Koike, Y. Ochi, R. Matsui, W. Y. Miao, S. Okihara, S. Sakabe, T. Johzak, H. Nagatomo, K. Mima, I. Uschmann, E. Förster, and D. H. Hoffmann, "Numerical Study on K α Emission from Partially Ionized Cl atoms", In Proceedings of the 10th International Workshop on Radiation Properties of Hot Dense Matter, St Malo, France, (accepted for publication in September 2002.)

【国際会議発表（口頭発表、本人登壇文のみ）】

1. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai, S. Shimizu, T. Iida, T. Norimatsu, K. Nishihara, and S. Sakabe, "Proton generation by Coulomb explosion in low-density plastic foam irradiated by an intense femtosecond laser", Japan-US Workshop on High Irradiance Laser and Target Diagnostic Techniques, Institute of Laser Engineering, Osaka University, Japan, January 28–29, 2003

【国際会議発表（ポスター発表、本人発表文のみ）】

1. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai, S. Shimizu, T. Iida, T. Norimatsu, K. Nishihara, and S. Sakabe, "Interaction of intense femtosecond laser with low-density foam matter", 2nd. Inertial Conference on Inertial Fusion Science and Applications (IFSA2001), Kyoto

International Conference, Hall, Kyoto Japan, September 13, 2001.

2. S. Okihara, S. Shimizu, F. Sato, T. Tsuyukushi, T. Kagawa, K. Nishihara, Y. Izawa, K. Imasaki, T. Iida, and S. Sakabe,
“Energetic protons generated from Coulomb explosion of hydrogen clusters by intense femtosecond laser pulses”,
Japan Science and Technology Corporation International Symposium Control of Molecules in Intense Laser Field, National Museum Of Emerging Science and Innovation, Japan, September 9, 2002.
3. S. Okihara, T. Zh. Esirkepov, K. Nagai, S. Shimizu, T. Iida, T. Norimatsu, K. Nishihara, and S. Sakabe,
“Energetic ions generated low-density foam matters by intense femtosecond laser pulses”,
The Third Asian Pacific Laser Symposium, Senri life Sciencific Center, Osaka, Japan, September 17-20, 2002.

【国内学会発表(口頭発表、本人登壇分のみ)】

1. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、島田岳洋、高橋浩司、坂部祐介、乗松孝好、飯田敏行、阪部周二、
“超短パルス超高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオンの特性”、
レーザー学会学術講演会 第20回年次大会
(2000年1月21日 アクロス福岡)
2. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、飯田敏行、阪部周二、
“超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオンの特性”、
第61回 応用物理学会学術講演会秋季大会
(2000年9月6日 北海道工業大学)
3. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、飯田敏行、阪部周二、
“超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオンの特性”、
日本物理学会 第55回年次大会
(2000年9月23日 新潟大学 五十嵐キャンパス)
4. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、飯田敏行、阪部周二、
“超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオン特性”、
レーザー学会学術講演会 第21回年次大会
(2001年1月31日 東京国際交流財団、東京国際フォーラム)
5. 沖原伸一郎、千徳靖彦、末田敬一、清水政二、露久志力、吉井健裕、佐藤文信、飯田敏行、阪部周二、
“短パルス高強度レーザーを用いた高エネルギーイオン生成”、
日本物理学会 第56回年次大会、
(2001年9月17日 徳島文理大学 徳島校)

6. 沖原伸一郎、T. Zh. Esirkepov、長井圭治、清水政二、露久志力、吉井健裕、西原功修、乗松孝好、飯田敏行、阪部 周二、
 “短パルス高強度レーザーと低密度プラスチックフォームの相互作用”、
 レーザー学会学術講演会第 22 回年次大会
 (2002 年 1 月 24 日 財団法人 大阪国際交流センター)

7. 沖原伸一郎、T. Zh. Esirkepov、長井圭治、清水政二、西原功修、乗松孝好、井澤靖和、飯田敏行、阪部周二、
 “短パルス高強度レーザーと低密度フォームターゲットの相互作用に関する研究”、
 レーザー学会学術講演会第 23 回年次大会
 (2003 年 1 月 31 日 アクトシティ浜松コンgresセンター)

【研究会（口頭発表、本人登壇分のみ）】

1. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、井澤靖和、飯田敏行、阪部周二、
 “超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオンの特性”、
 応用物理学会 放射線分科会 若手研究会
 (2000 年 7 月 19 日名古屋市民御岳休暇村)

2. 沖原伸一郎、T. Zh. Esirkepov、長井圭治、清水政二、露久志力、吉井健裕、西原功修、乗松孝好、飯田敏行、阪部 周二、
 “レーザー照射フォームターゲット中でのイオン発生”、
 “超高強度レーザーの切り拓く科学技術”研究会
 (2002 年 2 月 20 日日本原子力研究所関西研究所光量子科学研究センター)

【シンポジウム(ポスター発表、本人登壇分のみ)】

1. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、乗松孝好、井澤靖和、飯田敏行、阪部周二、
 “ T^6 レーザー装置による重水素固体化合物の超短パルス高強度レーザー照射実験”、
 短パルス高強度レーザーによる高エネルギーイオンと中性子発生実験
 レーザー研シンポジウム 2000
 (2000 年 3 月 7 日 大阪大学キャンパス内コンベンションセンター)

2. 沖原伸一郎、佐藤文信、千徳靖彦、高橋浩司、坂部祐介、飯田敏行、阪部周二、
 “超短パルス高強度レーザー生成プラズマ高エネルギーイオン特性”、
 レーザー研シンポジウム 2001
 (2001 年 2 月 3 日 大阪大学レーザー核融合研究センター 大ホール)

3. 沖原伸一郎、T. Zh. Esirkepov、長井圭治、清水政二、斉藤勇、佐藤方俊、西原功修、乗松孝好、飯田敏行、阪部 周二、
 “高強度レーザー照射低密度フォームターゲット中のイオン発生”
 レーザー研シンポジウム 2002
 (2002 年 7 月 10 日 大阪大学キャンパス内コンベンションセンター)

【機関誌】

1. Shinichiro Okihara, Agnes Pailloux, Seji Shimizu, Shuji Sakabe, and Hiroaki Nishimura,
“Measurement of characteristic x-ray produced by femtosecond high-intensity lasers”
pp.230-231 Annual Progress Report 1998, Institute of Laser Engineering Osaka University
2. Shinichiro Okihara, Fuminobu Sato, Yasuhiko Sentoku, Kouji Takahashi, Yusuke Sakabe,
Yasukazu Izawa, Toshiyuki Iida, and Shuji Sakabe,
“High Energy Ions Produced by Ultra Short Ultrahigh Power Laser”
pp.56 Annual Progress Report 1999, Institute of Laser Engineering Osaka University
3. Shinichiro Okihara, Fuminobu Sato, Yasuhiko Sentoku, Kouji Takahashi, Yusuke Sakabe,
Yasukazu Izawa, Toshiyuki Iida, and Shuji Sakabe,
“Properties of energetic protons produced by intense femtosecond laser”
pp.73-74 Annual Progress Report 2000, Institute of Laser Engineering Osaka University
4. Shinichiro Okihara, Yasuhiko Sentoku, Keiichi Sueda, Seiji Shimizu, Fuminobu Sato,
Noriaki Miyanaga, Kunioki Mima, Yasukazu Izawa, Toshiyuki Iida, and Shuji Sakabe,
“Generation of Energetic Protons from a Plastic Thin Foil Irradiated by Intense Femtosecond
Lasers”,
pp.177-178 Annual Progress Report 2001, Institute of Laser Engineering Osaka University
5. Shinichiro Okihara, Timur Esirkepov, Keiji Nagai, Seiji Shimizu, Fuminobu Sato, Toshiyuki Iida,
Katsunobu Nishihara, Takayoshi Norimatsu, Yasukazu Izawa, and Shuji Sakabe,
“Proton Generation from Low Density Plastic Foam Irradiated by Short-pulse Intense Laser Pulses”,
pp.187-189 Annual Progress Report 2002, Institute of Laser Engineering Osaka University
6. A. Pailloux, S. Shimizu, S. Okihara, H. Nishimura, and S. Sakabe,
“KeV range x-ray emission from an ultra-short(fs) laser-plasma interaction”,
Research report, Institute of Laser Engineering, Osaka University, December (1998)
7. W.Y. Miao, Y. Ochi, R. Matsui, S. Okihara, S. Sakabe, and H. Nishimura,
“Observation of shifted Cl K γ lines from Ultra-short Laser Produced Plasmas”,
Research report, Institute of Laser Engineering, Osaka University, October (2001)

付録

付録 A 1 次元(slab)、2 次元(cylinder)クーロン爆発モデル

図 A-1 に示される 1 次元(slab)クーロン爆発モデルについて取り扱う。イオンの電荷は、

$$Q = \bar{Z}en_i S 2r_0 \quad (\text{A-1})$$

($\bar{Z}$ はイオンの平均電荷数)で与えられ、ガウスの法則(Gauss's law: $\nabla E = 4\pi\rho$ [cgs 系])より、位置 r における電場は、

$$\begin{aligned} \int_s E(r) ds &= 4\pi \int Q dv \\ E(2S) &= 4\pi (\bar{Z}en_i S 2r_0) \\ E &= 4\pi\bar{Z}en_i r_0 \end{aligned} \quad (\text{A-2})$$

で与えられる。但し r_0 は初期位置(クラスター幅)、 S は表面積である。ここで、イオンが時間 t までの間に得るエネルギーは、

$$\begin{aligned} E_{ik} &= \int_{r_0}^{r(t)} ZeE dr = eE [r]_0^{(t)} = ZeE (r(t) - r_0) \\ &= 4\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_0 \{r(t) - r_0\} \end{aligned} \quad (\text{A-3})$$

(Z はイオンの電荷数)となる。初期位置が r_0 のイオンが得るエネルギーは最終的に次式で与えられる。

$$E_{\max} = 4\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_0 r(t) \quad (\text{A-4})$$

最大イオンエネルギーは、イオン密度 n_i 、及び時刻 t におけるクラスターの幅 $r(t)$ 比例する。すなわち、最大値はない。実験系の場合は、事象(クーロン爆発)が生じた地点から検出器まで掛かった飛行時間 t により最大値が決まる。

半径 r_0 から r_0+dr_0 の間にあるイオンの数とエネルギーは、

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0}(n_i S 2r_0) = 2n_i S dr_0 \\
\frac{dE}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0}(4\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_0^2) = 8\pi Z\bar{Z}e^2 n_i r_0 dr_0 \\
& \quad (A-5)
\end{aligned}$$

となり、イオンのエネルギー分布関数は次式となる。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{S}{2\pi Z\bar{Z}e^2 r_0} = S \sqrt{\frac{n_i}{\pi Z\bar{Z}e^2 E}} \propto \frac{1}{\sqrt{E}}. \quad (A-6)$$

すなわち、1次元(slab)クーロン爆発モデルにおけるイオンのエネルギースペクトルは $E^{-1/2}$ に比例して減衰する。

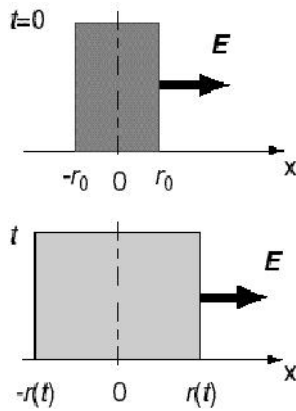


図 A-1 1次元(slab)クーロン爆発モデル

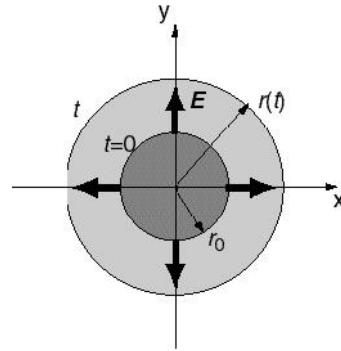


図 A-2 2次元(cylinder)クーロン爆発モデル

1次元モデルと同様にして、図 A-2 に示される 2次元(cylinder)クーロン爆発モデルについて取り扱う。イオンの電荷は、 z 軸方向の任意の長さを l とすると、

$$Q = \bar{Z} e n_i \pi r_0^2 l \quad (A-7)$$

で与えられ、ガウスの法則(Gauss's law: $\nabla E = 4\pi\rho$ [cgs 系])より、位置 r における電場は、

$$\begin{aligned}
E(2\pi r l) &= 4\pi (\bar{Z} e n_i \pi r_0^2 l) \\
E &= 2\pi \bar{Z} e n_i \frac{r_0^2}{r}
\end{aligned} \tag{A-8}$$

で与えられる。但し r_0 は初期位置(クラスター半径)である。ここで、イオンが時間 t までの間に得るエネルギーは、

$$\begin{aligned}
E_{ik} &= \int_{r_0}^{r(t)} Z e E dr = 2\pi Z e n_i r_0^2 [\ln(r)]_{r_0}^{r(t)} \\
&= 2\pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0^2 \ln\left(\frac{r(t)}{r_0}\right)
\end{aligned} \tag{A-9}$$

(Z はイオンの電荷数)となる。初期位置が r_0 のイオンが得るエネルギーは最終的に次式で与えられる。

$$E_{\max} = 2\pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0^2 \ln[r(t)] \tag{A-10}$$

最大イオンエネルギーは、イオン密度 n_i 、及び時刻 t におけるクラスターの半径 $r(t)$ 比例する。つまり、最大値はない。実験系の場合は、事象(クーロン爆発)が生じた地点から検出器まで掛かった飛行時間 t により最大値が決まる。

半径 r_0 から $r_0 + dr_0$ の間にあるイオンの数とエネルギーは、

$$\begin{aligned}
\frac{dN}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0} (n_i \pi r_0^2 l) = 2n_i \pi r_0 l \\
\frac{dE}{dr_0} &= \frac{d}{dr_0} [2\pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0^2 \ln(r(t))] = 4\pi Z \bar{Z} e^2 n_i r_0 dr_0
\end{aligned} \tag{A-11}$$

なので、イオンのエネルギー分布関数は次のようになる。

$$\frac{dN}{dE} = \frac{l}{2Z \bar{Z} e^2 \ln(r(t))} \propto \text{const.} \tag{A-12}$$

すなわち、2次元(cylinder)クーロン爆発モデルにおけるイオンのエネルギースペクトルは一定となる。

付録 B.1 Thomson parabola 分析器内での粒子軌道計算

コリメート用ピンホールから入射した質量 m , 電荷量 q , 速度 v_0 の粒子の電磁場の強度がそれぞれ E , B の分析器内での振る舞いは、

$$m \frac{d\mathbf{v}(t)}{dt} = q(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B.1-1})$$

の運動方程式で記述される。ここで $\mathbf{v}(t)$ は粒子速度である。図 2-13 のように、座標軸を設定(電磁場入射点: $z=0$)し、電磁場強度を以下のようにおく。

$$\mathbf{E}(x, y, z) = \begin{pmatrix} E\mathbf{i}_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}, \quad \mathbf{B}(x, y, z) = \begin{pmatrix} B\mathbf{i}_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (\text{B.1-2})$$

また、粒子は電極間 d , 磁極幅 w の中心に入射させると、電磁場の印加される領域は下記のようなになる。

$$\{-d/2 < x < d/2, \quad -w/2 < y < w/2, \quad 0 \leq z \leq l\} \quad (\text{B.1-3})$$

時間原点($t=0$)を粒子が上記場内に入射する時とし、粒子は z 軸に沿って入射すると、

$$\mathbf{v}(0) = \mathbf{v}_0 = v_0 \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ \mathbf{i}_z \end{pmatrix}, \quad (v_x(0)=0, v_y(0)=0, v_z(0)=v_0) \quad (\text{B.1-4})$$

とおける。 $\mathbf{v}(t) = v_x(t)\mathbf{i}_x + v_y(t)\mathbf{i}_y + v_z(t)\mathbf{i}_z$ とおくと、式(B.1-1)より、

$$m \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} v_x \\ v_y \\ v_z \end{pmatrix} = q \begin{pmatrix} E\mathbf{i}_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + q \begin{pmatrix} v_x\mathbf{i}_x \\ v_y\mathbf{i}_y \\ v_z\mathbf{i}_z \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} B\mathbf{i}_x \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} qE \\ qv_zB \\ -qv_yB \end{pmatrix} \quad (\text{B.1-5})$$

となる。よって、式(B.1-4)、 (B.1-5)より、

$$m \frac{d}{dt} v_x = qE \quad \text{より} \quad v_x = \frac{qE}{m} t \quad (\text{B.1-6})$$

また、式(B.1-5)より

$$m \frac{d^2}{dt^2} v_y = qB \frac{d}{dt} v_z = -\frac{q^2 B^2}{m} v_y$$

$$v_y = C_1 \cos \frac{qB}{m} t + C_2 \sin \frac{qB}{m} t, \quad (\text{一般解})$$

となり、式(B.1-4)の初期条件より、

$$v_y = v_0 \sin \frac{qB}{m} t \quad (\text{B.1-7})$$

同様にして、

$$v_z = v_0 \cos \frac{qB}{m} t \quad (\text{B.1-8})$$

が得られる。次に、粒子が電磁場を抜ける時間を $t=\tau_1$ とすると、

$$l = \int_0^{\tau_1} v_z(t) dt = v_0 \frac{m}{qB} \sin \frac{qB}{m} \tau_1$$

$$\therefore \tau_1 = \frac{m}{qB} \sin^{-1} \left(\frac{qBl}{mv_0} \right) \quad (\text{B.1-9})$$

となり、 l と τ_1 の関係が得られる。 $t=\tau_1$ のときの粒子の位置 $P_1(x(\tau_1), y(\tau_1), z(\tau_1))$ 及び、速度 $(v_x(\tau_1), v_y(\tau_1), v_z(\tau_1))$ は以下ようになる。

$$x(\tau_1) = \int_0^{\tau_1} v_x(t) dt = \int_0^{\tau_1} \frac{qE}{m} t dt = \frac{qE}{m} \tau_1^2$$

$$y(\tau_1) = \int_0^{\tau_1} v_y(t) dt = \int_0^{\tau_1} v_0 \sin \frac{qB}{m} t dt = \frac{mv_0}{qB} (1 - \cos \frac{qB}{m} \tau_1) \quad (\text{B.1-10})$$

$$z(\tau_1) = l$$

$$\begin{aligned}
v_x(\tau_1) &= \frac{qE}{m} \tau_1 \\
v_y(\tau_1) &= v_0 \sin \frac{qB}{m} \tau_1 = v_0 \left(\frac{qBl}{mv_0} \right) = \frac{qBl}{m} \\
v_z(\tau_1) &= v_0 \cos \frac{qB}{m} \tau_1 = v_0 \left[1 - \left(\sin \frac{qB}{m} \tau_1 \right)^2 \right]^{1/2} = v_0 \left[1 - \left(\frac{qBl}{mv_0} \right)^2 \right]^{1/2}
\end{aligned}
\tag{B.1-11}$$

粒子が検出器に到達する時間 $t=\tau_2$ は、

$$\tau_2 - \tau_1 = \frac{L}{v_z(\tau_1)} = \frac{L}{v_0 \left\{ 1 - \left(\frac{qBl}{mv_0} \right)^2 \right\}^{1/2}}
\tag{B.1-12}$$

の関係より得られる。以上の関係式をもとに、検出器面上での粒子位置 $P_2(x(\tau_2), y(\tau_2), z(\tau_2))$ は、

$$\begin{aligned}
x(\tau_2) &= x(\tau_1) + (\tau_2 - \tau_1) v_x(\tau_1) = \frac{qE}{m} \tau_1^2 + (\tau_2 - \tau_1) \frac{qE}{m} \tau_1 \\
y(\tau_2) &= y(\tau_1) + (\tau_2 - \tau_1) v_y(\tau_1) = \frac{mv_0}{qB} (1 - \cos \frac{qB}{m} \tau_1) + (\tau_2 - \tau_1) \frac{qBl}{m} \\
z(\tau_2) &= l + L
\end{aligned}
\tag{B.1-13}$$

と求められる。ここで、 $v_y(\tau_1)/v_0 = qBl/mv_0 \ll 1$ (本実験はこの条件で行われた) とすると、

$$\tau_1 \approx \frac{l}{v_0}, \tau_2 - \tau_1 \approx \frac{L}{v_0}
\tag{B.1-14}$$

となり、このとき P_2 での x 、 y 座標はそれぞれ

$$x(\tau_2) = \frac{q}{mv_0^2} El \left(L + \frac{l}{2} \right), \quad y(\tau_2) = \frac{q}{mv_0} Bl \left(L + \frac{l}{2} \right)
\tag{B.1-15}$$

と書き表せる。さらに、 $\varepsilon = \frac{1}{2} m v_o^2$ 、 $C_x = El \left(L + \frac{l}{2} \right)$ 、 $C_y = Bl \left(L + \frac{l}{2} \right)$ とおくと、

$$\begin{aligned} x &= \frac{q}{2\varepsilon} C_x \\ y &= \frac{q}{\sqrt{2m\varepsilon}} C_y \end{aligned} \quad (\text{B.1-16})$$

となる。これは、 ε をパラメータとした放物曲線になることを示す。このことは、 ε を消去して、

$$x = \frac{m}{q} \frac{C_x}{C_y^2} y^2 \quad (\text{B.1-17})$$

となる関係から明らかである。また、(B.1-16) 式より、

$$\frac{x}{y} = \sqrt{\frac{m}{2\varepsilon}} \frac{C_x}{C_y} = \frac{1}{v_o} \frac{C_x}{C_y} \quad (\text{B.1-18})$$

の関係が得られる。これは、検出器で得られたトレース上で原点(0, 0, $l+L$)を通る直線が等速度線に対応していることを示している。

付録 B.2 Thomson parabola 分析器内での粒子軌道計算 –漏れ磁場の評価–

図 2-39 の磁場分布を原点からの距離 z の関数 $B(z)$ とし、図 B.2-1 の計算モデルを用いて漏れ磁界の影響を受けた場合の偏向量を計算する。このモデルでは、イオン(質量 m_i 、電荷 q)が時刻 $t=0$ に、 z - y 平面の z 方向へ速度 V_0 で均一磁界 $B(z_0)$ に入射し、 $t(=1\text{ ns})$ 時間毎の座標 (z, y) における均一磁場 $B(z)$ によって偏向を受ける。

コリメート用ピンホールから入射した質量 m 、電荷量 q 、速度 v_0 の粒子の磁場の強度が B の分析器内での振る舞いは、

$$m \frac{dv(t)}{dt} = qv \times B \quad (\text{B.2-1})$$

の運動方程式で記述される。ここで $v(t)$ は粒子速度である。図 2-37 のように、座標軸を設定(電磁場入射点: $z=0$)し、磁場強度を座標軸 z の関数 $B(z)$ とおく。磁場分布は原点から検出面に渡って存在する。

$$0 < B(z) < l + L \quad (\text{B.2-2})$$

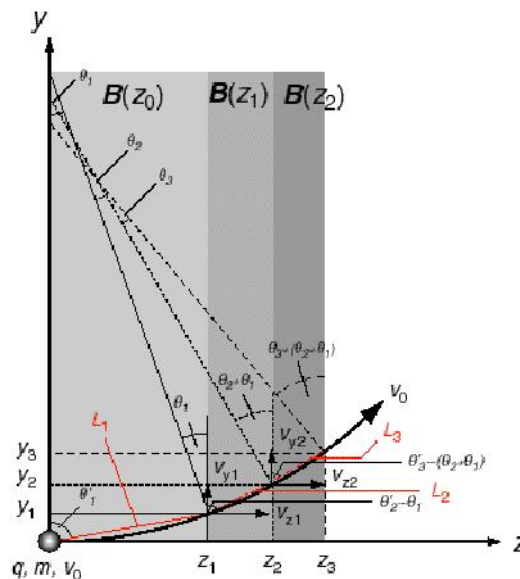


図 B.2-1 磁場強度分布評価計算モデル

時間原点($t=0$)を粒子が上記場内に入射する時とし、粒子は z 軸に沿って入射すると、

$$v_y(0) = 0, v_z(0) = v_0 \quad (\text{B.2-3})$$

とおける。 $v(t) = v_y(t)\mathbf{i}_y + v_z(t)\mathbf{i}_z$ とし、付録 B.1 より、イオンが電磁場を抜ける時間を $t=\tau_1$ とすると、

$$l = \int_0^{\tau_1} v_z(t) dt = v_0 \frac{m}{qB} \sin \frac{qB}{m} \tau_1 \quad \therefore \tau_1 = \frac{m}{qB} \sin^{-1} \left(\frac{qBl}{mv_0} \right) \quad (\text{B.2-4})$$

となる。 $t=\tau_1$ のときの粒子の位置 $Z_1(y(\tau_1), z(\tau_1))$ 及び、速度 $V_1(v_y(\tau_1), v_z(\tau_1))$ は以下ようになる。

$$\begin{aligned} y(\tau_1) &= \int_0^{\tau_1} v_y(t) dt = \int_0^{\tau_1} v_0 \sin \frac{qB}{m} t dt = \frac{mv_0}{qB} (1 - \cos \frac{qB}{m} \tau_1) \\ z(\tau_1) &= l \end{aligned} \quad (\text{B.2-5})$$

$$\begin{aligned} v_y(\tau_1) &= v_0 \sin \frac{qB}{m} \tau_1 = v_0 \left(\frac{qBl}{mv_0} \right) = \frac{qBl}{m} \\ v_z(\tau_1) &= v_0 \cos \frac{qB}{m} \tau_1 = v_0 \left[1 - \left(\sin \frac{qB}{m} \tau_1 \right)^2 \right]^{1/2} = v_0 \left[1 - \left(\frac{qBl}{mv_0} \right)^2 \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{B.2-6})$$

これより、時刻 $t_1(Z=z_1)$ における粒子の位置 $Z_1(y(t_1), z(t_1))$ は、

$$\begin{aligned} y(t_1) &= \int_0^{t_1} v_y(t) dt = \int_0^{t_1} v_0 \sin \frac{qB(z_0)}{m} t dt = \frac{mv_0}{qB(z_0)} (1 - \cos \frac{qB(z_0)}{m} t_1) \\ z(t_1) &= z_1 = \frac{mv_0}{qB(z_0)} \sin \frac{qB(z_0)}{m} t_1 \end{aligned} \quad (\text{B.2-7})$$

となる。これにより、 $B(z_0)$ におけるラーマ半径を r_1 とすると、図中の θ'_1 、 L_1 は

$$\begin{aligned}
 L_1 &= \sqrt{(r_1 \sin \theta_1)^2 + \{r_1(1 - \cos \theta_1)\}^2} = \frac{qB(z_0)}{m} \sqrt{1 - 2 \cos \left(\frac{qB(z_0)}{m} t_1 \right)} \\
 \theta_1' &= \arctan \left(\frac{r_1 \sin \theta_1}{r_1(1 - \cos \theta_1)} \right) = \arctan \left[\frac{\sin \left(\frac{qB(z_0)}{m} t_1 \right)}{1 - \cos \left(\frac{qB(z_0)}{m} t_1 \right)} \right]
 \end{aligned} \tag{B.2-8}$$

となる。したがって、速度 $V_1 (v_{y1}(t_1), v_{z1}(t_1))$ は、

$$\begin{aligned}
 v_{y1}(t_1) &= v_0 \cos \theta_1' \\
 v_{z1}(t_1) &= v_0 \sin \theta_1'
 \end{aligned} \tag{B.2-9}$$

となる。また、時刻 $t_2 (z = z_2)$ における粒子の位置 $z_2 (y_2(t_2), z_2(t_2))$ 、及び速度 $V_2 (v_{y2}(t_2), v_{z2}(t_2))$ は、

$$\begin{aligned}
 y_2(t_2) - y_1(t_1) &= L_2 \cos \theta_2' \\
 z_2(t_2) - z_1 &= L_2 \sin \theta_2' \\
 L_2 &= \sqrt{(r_2 \sin \theta_2)^2 + \{r_2(1 - \cos \theta_2)\}^2} = \frac{qB(z_1)}{m} \sqrt{1 - 2 \cos \left(\frac{qB(z_1)}{m} t_2 \right)} \\
 \theta_2' &= \arctan \left(\frac{r_2 \sin \theta_2}{r_2(1 - \cos \theta_2)} \right) - \theta_1 = \arctan \left[\frac{\sin \left(\frac{qB(z_1)}{m} t_2 \right)}{1 - \cos \left(\frac{qB(z_1)}{m} t_2 \right)} \right] - \theta_1 \\
 v_{y2}(t_2) &= v_0 \cos \theta_2' \\
 v_{z2}(t_2) &= v_0 \sin \theta_2'
 \end{aligned} \tag{B.2-10}$$

となることから、時刻 $t (z = l + L)$ における粒子の位置 $z (y(t), z(t))$ 、及び速度 $V (v_y(t), v_z(t))$ は、

$$\begin{aligned}
 y(t) &= \sum_{n=1} \left[\frac{qB(z_{n-1})}{m} \sqrt{1 - 2 \cos \left(\frac{qB(z_{n-1})}{m} t_n \right)} \right] \cos \theta_n' \\
 z &= l + L \\
 v_y(t) &= v_0 \cos \theta_n' \\
 v_z(t) &= v_0 \sin \theta_n'
 \end{aligned} \tag{B.2-11}$$

となる。ただし、

$$\begin{aligned} \theta'_n &= \arctan \left[\frac{\sin \left(\frac{qB(z_{n-1})}{m} t_n \right)}{1 - \cos \left(\frac{qB(z_{n-1})}{m} t_n \right)} \right] - \sum_{k=2}^{n-1} \left[\frac{\sin \left(\frac{qB(z_{k-2})}{m} t_{n-1} \right)}{1 - \cos \left(\frac{qB(z_{k-2})}{m} t_{n-1} \right)} \right] \quad (n > 2), \\ \theta'_1 &= \arctan \left[\frac{\sin \left(\frac{qB(z_0)}{m} t_1 \right)}{1 - \cos \left(\frac{qB(z_0)}{m} t_1 \right)} \right] \quad (n = 1). \end{aligned} \tag{B.2-12}$$

である。