

Title	クライオターゲット基礎実験
Author(s)	田中, 和夫
Citation	核融合研究. 1992, 68, p. 71-77
Version Type	VoR
URL	<a href="https://hdl.handle.net/11094/3398">https://hdl.handle.net/11094/3398</a>
rights	
Note	

*Osaka University Knowledge Archive : OUKA*

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

Osaka University



# クライオターゲット基礎実験

田中和夫

(大阪大学レーザー核融合研究センター)

(1992年8月6日受理/1992年9月10日改訂原稿受理)

## Basic Experiments on Cryogenic Deuterium Targets

Kazuo A. Tanaka

(Received August 6, 1992 / Revised Manuscript Received September 10, 1992)

### Abstract

Basic properties of deuterium plasmas are studied with 527 nm laser. Shock wave and high energy electrons are experimentally observed and are discussed in terms of preheat. Sources of the hot electrons and shock characteristics are discussed.

### Keywords:

deuterium target, shock wave, hot electrons, preheat, corona instabilities,

### 1. まえがき

レーザー核融合において、点火や高利得領域に足を踏み入れる際、球殻状ターゲット内に重水素燃料層をもつ構造が必要であると考えられている。球殻(シェル)内に燃料をドープしたり、重水素をガス状態でプラスチックシェルや、ガラスシェルに封入したものも、これ迄のところ実験に使用されてはきた。只、こういった構造をもつターゲットでは、球状爆縮の安定性、一次元性、核融合反応を、一次元、二次元の流体コードシミュレーションと比較して、爆縮のプロセスを理解することに主眼がおかれてきた。それに対して、高利得を必要とするようなターゲットでは、燃料層のエントロピーを低く抑え、その初期密度

を高くとり、利得に要するに十分な燃料質量をもっていることが要求される。勿論、この高利得ターゲット構造は、従来のプラスチックシェル、ガラスシェルを用いた多くの実験及び理論の結果から明らかとなった球状爆縮を最後まで維持するための必要条件は全て満たしていなければならない。最近の実験では、球対称爆縮性能は一段と向上し、固体密度の600倍<sup>1)</sup>にまで、爆縮プラズマは圧縮されている。この到達密度は点火に必要な密度に匹敵するものである。同時に十分なプラズマ温度が達成されれば、上で述べた点火、高利得の領域へ足を踏み入れることが可能となる。

現在までのところ、プラスチックフォーム(ス

ポンジ状)球殻の中に、液体もしくは固体重水素を含浸させたもの、プラスチック球殻の中に固体重水素燃料層をもつものなどが考えられ、実際に実験も行われてきた。後者のターゲットは、主に二種類に分けられる。プラスチック球殻の中に、二重及び三重水素の固体層をもつものは、燃料三重水素から発生する $\beta$ 粒子の加熱によりある時間放置しておくで固体燃料層が、自然に平滑化され、均一な厚みとなる。もう一つの種類は、均一な燃料層を形成するために、プラスチック球殻内側に、プラスチックフォーム層をもうけ、これに重水素を含浸させるものである。こうしたターゲットを実際に実験に用いる場合、

- (1) 重水素燃料層の特性として液体、固体状態となる温度、飽和蒸気圧、固体状態でのマイクロストラクチャ、温度制御精度、温度分布、周囲黒体輻射場からの影響。
- (2) 重水素燃料層のターゲットシェルとしての特性として、状態方程式、熱電子による先行加熱の度合、衝撃波による加熱の度合。
- (3) フォーム構造の流体力学的不安定性に及ぼす影響

を前もって調べておかなければならない。

ここで述べるクライオターゲット基礎実験は主に上のカテゴリーで(2)の項目にあたることを担当する。

## 2. 実験

実験に使用したレーザーシステムは、激光XII号ガラスレーザーの2倍高調波である $\lambda = 527\text{nm}$ を用いた。12本のビーム当たりの出力は $700\text{J}/\text{beam}$ もしくは全ビーム出力 $8\text{kJ}$ である。パルス時間波形は半値巾 $1\text{nsec}$ のGaussianもしくは半値巾 $1.8\text{nsec}$ の2つのGaussianパルスを足し合わせたものを用いた。各ビームには集光用レンズの前にランダム位相板(RPP: random phase plate)<sup>2)</sup>を配した。RPPは多数の $2\text{mm} \times 2\text{mm}$ 角のセグメントからなりランダムにレーザー光の位相を0もしくは $\pi$ にわけて集光するものである。集光パターンの強度分布は大変一様になりレーザー集光パターンに

特有の回折リングやホットスポット等はなくなる。レーザーの集光強度は比較的、精度良く定義できる。ターゲットは、低原子番号(Z)、低密度のプラスチックフォームに、重水素( $\text{D}_2$ )を含浸させたものを用いた。重水素を液体状態でフォーム中に含浸させるためにはクライオ装置を用いる必要がある。専用のクライオスタットが開発され、実験用ターゲットチャンバーに設置され、標記ターゲットは全てチャンバーにて準備され、レーザー照射実験に供された<sup>3)</sup>。ターゲット形状は平面ターゲットもしくは球殻状ターゲットが用いられ、フォームの密度 $[(\text{C}_8\text{H}_8)_n]$ は $50\text{mg}/\text{cm}^3$ 、平均原子番号は1.2、平面ターゲットには、少量のNaを含むプラスチック層(Carboxyl-methyl-cellulose, CMC)が数 $\mu\text{m}$ コートされたものを用いる場合もあった。クライオ温度 $20\text{K}$ (ケルビン)前後では重水素は液体であり、この温度で、フォーム層への含浸が行われる。その後、温度を更に下げ、 $18\text{K}$ 以下にして、固体重水素層を形成する。フォームのキメの細さは典型的には $2\text{-}3\mu\text{m}$ 以下であった。

測定には各種の計測器が用いられた。16チャンネルのプラズマカロリメータは、均一にチャンバー内壁に配置され、レーザー光のクライオターゲットへの吸収を測定するのに用いた。 $60\text{keV}$ 迄のX線エネルギースペクトルは、各種X線フィルターと、金属薄膜からのX線による蛍光放射を利用したFilter Fluorescer X-ray (FFX)検出器にて測定した。平面状重水素フォームターゲット実験では、レーザー照射側と反対側(ターゲット後面)のレーザー光集光スポット内(径約 $600\mu\text{m}$ )のうち中心部 $150\mu\text{m}$ を時間分解して測定した。レーザー照射により、様々なプレヒート(前駆加熱)コンポーネントがターゲット内を異なる速度で伝播し、ターゲット後面に到達し後面を加熱する。この加熱は約数 $10\text{eV}$ の温度に達し、紫外から可視光領域においては黒体輻射に近いスペクトル発光分布をすることが知られている<sup>4)</sup>。実験ではこの黒体輻射発光をSchwarzschild顕微鏡で空間分解し、S-20ストリークカメラを用い時間分解した。観測光の波長選択は、

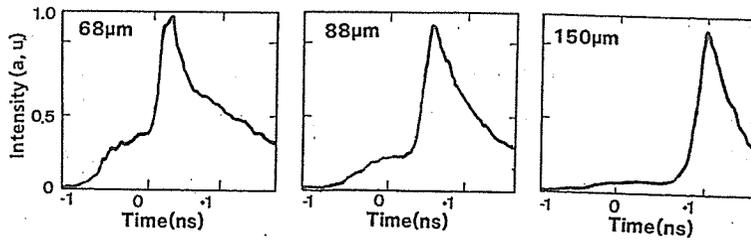


図1. 液体重水素ターゲット（プラスチックフォーム中に含浸させたもの）後面の発光の時間分解測定。70 μm、90 μm、150 μmの厚みのターゲットを  $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  の強度の527nmのレーザー光で照射。  
 急峻な立ち上がりは衝撃波によるもの。これはターゲットの膜厚を増すことで、発光のタイミングが遅れる。  
 衝撃波の前のコンポーネントは、高速電子によるプレヒート。強度ピークは0nsのところであり、レーザー光の強度とも一致している。

干渉フィルターによって行い、 $\lambda = 4000 \text{ \AA} \pm 100 \text{ \AA}$ であった。時間分解データには、入射レーザー光の一部を時間マーカーとして挿入している。ターゲット後面のプレヒートによる黒体輻射温度の決定には三つの方法を用いた。(1) 絶対輻射エネルギー較正のされたタングステンランプによる計測システム全体を含んだ温度較正、(2) 実験システムにスペクトロメーターを介して色温度を推定、(3) A1 平板ターゲットを  $3 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度で照射し、観測された衝撃波のピーク輝度に、流体コードシミュレーションによる同実験条件下での衝撃波温度を与え、過去の整ったデータ例と比較する。

この場合の温度精度は  $T_e = 10 \text{ eV}$  以上では、 $\pm 50\%$  の程度であった。レーザー照射によって生成されるプラズマ中の種々の縦波と、入射レーザー電磁波の相互作用によって起こる、誘導ラマン散乱 (stimulated Raman scattering, SRS)<sup>5)</sup>、二電子崩壊不安定性 (Two plasmon decay instability, TDP)<sup>6)</sup> は、こうした非線形不安定性による散乱光を時間波長分解することで観測した。SRSの散乱波長領域は527-1054nmであり、TDPは、350nm付近に特徴的なダブルレットスペクトルを有する。観測には、スペクトロメーターとS-1ストリークカメラのセットがアてられた。

### 3. 実験結果

重水素フォームクライオ平板ターゲットを

$3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  のレーザー強度で、照射した場合ターゲットの薄膜を68 μmから順に厚くしていった場合の三つのケースを図1に示す。この時間発展波形はターゲット後面の先行加熱を上述べた Schwarzschild 光学系を通して時間分解したものである。68 μm厚の場合、あきらかに二つのコンポーネントにより、ターゲット後面の先行加熱が起こっていることを示している。一つは1 nsくらいから始まり、ゆるやかに輝度を増し、0 ns (レーザー時間波形のピークに対応) 近くで、ピークを迎えようとしているコンポーネント。もう一つは、その0 ns付近から急激に立ち上がり、+ 200 psec付近ですぐにピーク値を示しその後、比較的ゆるやかに立下っていくコンポーネントである。時間的に急激に立上がるコンポーネントは衝撃波によるものであり、この温度は35 eVであった。ターゲット薄膜を88 μm、150 μmと厚くしていくことにより、このピークは、時間的に遅れていく。衝撃波は、レーザー光吸収エネルギーが熱電子により高密度側に運ばれ、形成されるアブレーション面という圧力ピストン面に対応する面からたたき出される。衝撃波のスピードを、この膜厚に対する時間遅れから知ることができる。最初に述べたコンポーネントは、ターゲットの薄膜に対しては、時間遅れは一切示さず、その強度のみがターゲット薄膜とともに減衰して行くのが見れる。この先行加熱コンポーネントは、衝撃波に比べて非常に速い速度をもっているため、衝撃波に見られたような時間遅

これは示さないと考えられる。ターゲットの膜厚に対してのみ減衰を示した。すぐに頭に浮かぶこの先行加熱コンポーネントのキャリアとしては、X線もしくは高速電子であろう。

図2には、図1で示したように薄膜厚を変化させることで得られた衝撃波速度を示す。照射レーザー強度は、 $1 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$  から、 $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 迄変化させた。強衝撃波限界を仮定すると（実際ここで議論している衝撃波圧力、数十メガバールである。）

$$P_{\text{shock}} = \frac{\rho_1 - \rho_0}{\rho_0} \rho_0 v_{\text{shock}}^2$$

を用い、衝撃波圧力を推定できる。ここで $\rho_0$ 、 $\rho_1$ は衝撃波伝播物質の初期密度、及び衝撃波後面密度。 $v_{\text{shock}}$ は衝撃波速度である。この際、状態方程式が正確にわかっていない為に生ずる誤差は、圧力値の25%である。

レーザー吸収強度に対する衝撃波圧力を、図3に示す。レーザー光の吸収強度は次の図4に示すレーザー照射強度に対するレーザー光のプラズマへの吸収率のデータを用いた。図4には、今まで述べた吸収率データを球ターゲット、平板ターゲットに対して示している。実線は、球ターゲットの場合の一次元流体シミュレーションの結果で

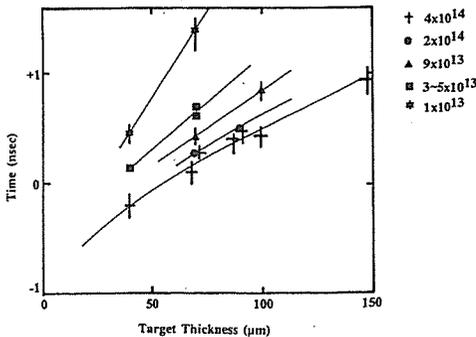


図2. 液体重水素ターゲット後面での衝撃波発光のターゲット膜厚依存性。レーザー照射強度をパラメータとした。グラフの線は上から順に、 $10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $3 \sim 5 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $9 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ 、 $2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 、 $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ のレーザー照射強度に対応する。

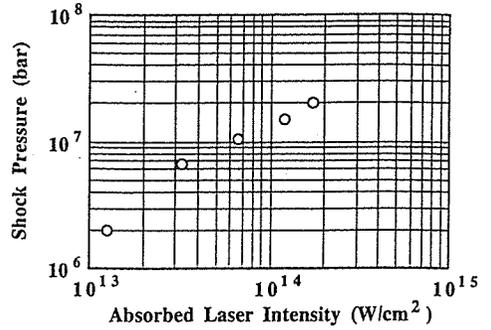


図3. 衝撃波圧力（アブレーション面での圧力）対吸収レーザー強度。

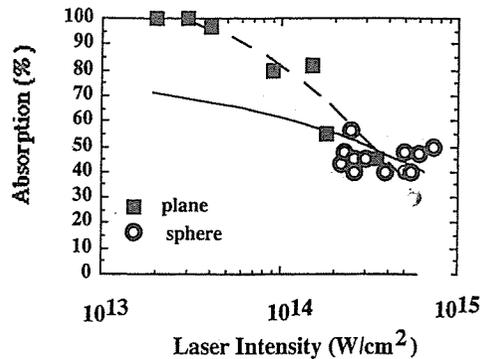


図4. レーザー吸収率対レーザー照射強度。

ある。シミュレーションと実験値は良い一致を示しており、 $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の照射強度においては、40~50%の吸収率となっている。CMCプラスチックを照射した場合は、約10%の吸収率の改善が観測された。平板ターゲットの吸収率は、全体的に球の場合よりも高い。球の場合、レーザー光の集光条件がターゲット径  $D$ 、レーザー光の最小集光点からターゲット中心までの距離  $R$  とすると  $D/R = -5$  をとっているためであると考えられる。つまり集光方法はレーザー光（この場合12本のレーザービームのオーバーラップによる）のターゲット上への照射均一性を良くするため、レーザー最小集光スポットを照射側から見てターゲットを越えて、ターゲット径の5倍のところには置いた。集束レーザー光の外側の光線は、球状に広がるプラズマ中の屈折により低密度プラズマ側

へ曲げられてしまう。このレーザー光は、臨界密度付近に到達することができず、殆どプラズマに吸収されない。

固体重水素中の衝撃波の特性は重水素の性質を知る上でも重要である。図5には衝撃波の重水素中での独立なパラメータである縦軸に衝撃波後面温度、横軸に衝撃波伝播速度をとってプロットしたものである。丸い点は実験により観測されたデータであり、四角い点は、一次元流体コードに備えられている衝撃波データからプロットしたものである。シミュレーションに備えられているデータは、SESAMEテーブルに基づいており、13.6eV付近の重水素分子の解離及びビオン化は徐々に起こるようにセットされている。実験データとの一致は、誤差範囲内（温度誤差±50%）で良い。強衝撃波限界の衝撃波の式から、衝撃波後面温度は、衝撃波速度の2乗に比例する。対数表示のグラフでは、これは傾き2となり、図5では、この傾きが概ね正しいことを示している。

もう一方のプレヒートコンポーネントに関しては、どのような原因で発生しているのであろうか。68 μm厚ターゲットでの先行加熱温度は15eVであった。重水素クライオフォームターゲットの平均Zは1.2であり、密度は重水素を含むと0.25g/cm<sup>3</sup>であることから、X線の発生は大変少ないことが考えられる。実際に、実験では、この先行加熱コンポーネントに対応し得るX線光子エネルギー (>500eV) の量は、入射レーザーエネルギーの10<sup>-2</sup>%のオーダーであることが確かめられている。図1でも示したように、70 μ

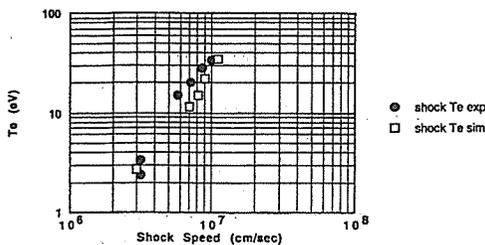


図5. 衝撃波後面温度 (eV) 対衝撃波速度 (cm/sec)。

m厚の重水素フォームクライオターゲットを  $3.4 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  のレーザー照射条件下では、15eV程度の先行加熱温度は観測されたくらいの少量のX線で説明することはできない。高速電子によるプレヒートを考える。ターゲット膜厚を変化させた際の(図1)先行加熱コンポーネントの減衰程度から、電子であれば15keVくらいのもので寄与している。こうした高速電子を発生する機構としては、コロナ領域でのレーザーとプラズマ非線形相互作用、共鳴吸収、フィラメンテーション、等、幾つか可能性がある。共鳴吸収に関しては、最適な入射角度が存在することから入射角を変化させて実験を行ったが高速電子の生成に影響は観測されなかった事実から除外する。SRS等の非線形相互作用に関しては図6で説明する。図6にはconvective SRS、 $\omega_L/2$ 、 $3\omega_L/2$ 、20keV X線、1~2keV X線の重水素フォームクライオ平板ターゲットにおける同一ショットでの時間波形を示している。ここで $\omega_L$ はレーザー周波数である。 $\omega_L/2$ の散乱光は、TPD(二電子崩壊不安定性)により生成された、電子プラズマ波の1/4臨界密度付近での電磁波(散乱光)への直接変換(共鳴吸収の逆過程)もしくは、absolute SRSによって引き起こされる可能性がある。 $3\omega_L/2$ 散乱光は、TPDによる電子プラズマ波が入射レーザー光を散乱することで起こるので直接TPDをモニターしていることになる。20keV X線は、高速電子の制動輻射によって生じる。1~2keVの軟X線は、レーザー生成プラズマからの輻射を示す。時間波形を比べると、convective SRSは、20keV X線の波形と比べて明かに半値巾が狭い。20keV X線と良く似た波形をもつのは $3\omega_L/2$ である。 $\omega_L/2$ の波形は、 $3\omega_L/2$ の波形とよく似たものがベースに存在し、レーザーピーク値付近で、急峻なスパイク状の短いパルスが足し合わされているように見える。 $3\omega_L/2$ 波形と似ているベースの部分は、電子プラズマ波の電磁波への直接変換により生じたものでレーザーピーク付近への急峻なスパイクは、absolute SRSによるものかもしれない。TPDと20keV X線との波形に明らかな相似形を

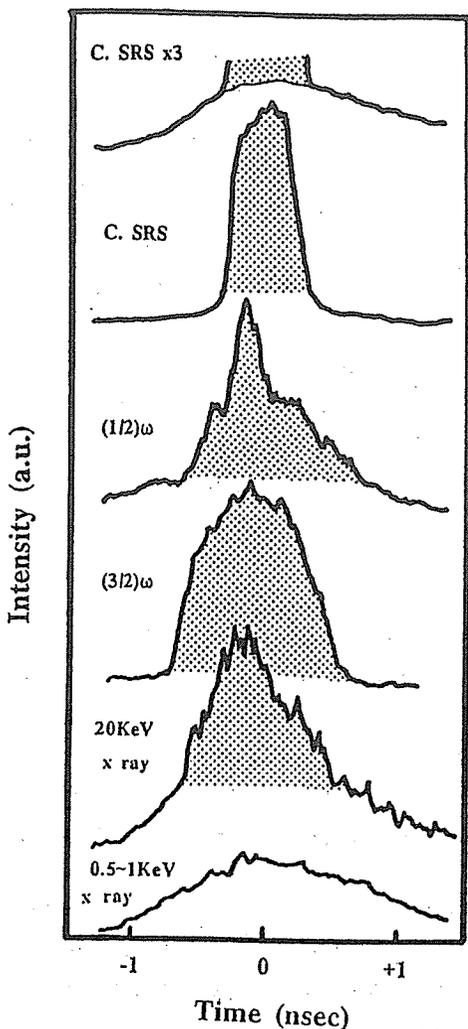


図6. C-SRS,  $w/2$ ,  $3w/2$  散乱光、20keV、0.5~1keV X線の各時間波形。3 $w/2$  (二電子プラズマ波崩壊不安定性) 散乱光と、高速電子の制動輻射による20keV X線の波形は相似形を示す。

見い出せることは、高速電子が、主に  $3.4 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  のレーザー照射強度では、TPDにより生成されていることを示唆している。20keV X線の波形をさらによく見ると、 $3\omega/2$  波形に似た部分の下に、 $1 \sim 2 \text{keV}$  のX線で示されたような、巾の広がった波形が重なっていることも見てとれる。これは、 $1 \sim 2 \text{keV}$  X線が、レーザー照射プラズマからのMaxwell分布した熱電子からの高エネルギー部分の制動輻射としても、放射さ

れていることを示唆している。つまり高速電子は、全てTPDによって作られている訳ではなく、相当の割合が熱電子の高エネルギー成分からの寄与であることを意味している。図7にFokker-Planck一次元コード「HIMICO」<sup>7)</sup>による、重水素フォームクライオターゲットを  $3.4 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$  で照射した際の後面黒体輻射輝度を実験結果にベストマッチするように選んだ結果を示す。高速電子によるプレヒートが衝撃波の前に存在することが示されている。シミュレーション条件としてこの高速電子によるプレヒート温度を実験値に合わせるには、Fokker-Planckコードにより自然に前面プラズマの熱電子の高エネルギー成分による先行加熱に、さらに2%の、温度14keVからなる高速電子を、人為的に追加してやる必要があった。又、実験セットアップのところで述べたFFXにより60keVのX線スペクトルを

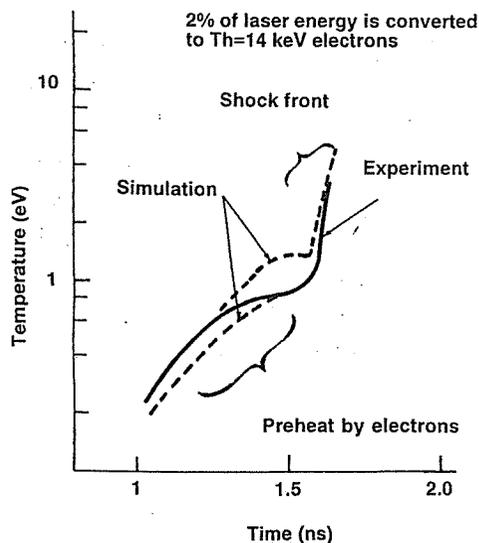


図7. 衝撃波後面発光強度 (eV) の時間波形の「HIMICO」Fokker-Planck コードによるシミュレーションフィッティング。シミュレーションでは人為的に入射レーザーエネルギーの2%を温度14keV高速電子に注入した。Fokker-Planck コードでは、熱電子の高エネルギー成分がプレヒートに寄与するので、実質的には入射レーザーエネルギーの数%がプレヒートとなっている。

計測した結果、この実験条件では、高速電子による制動輻射成分が存在することを示した。温度は14keVであり、X線の絶対光子数から換算した高速電子のエネルギー量は、入射エネルギーの約5%になった。図8には横軸に $3\omega_L/2$ の入射レーザーエネルギーに対する割合、縦軸にFFXによる高速電子の割合を%で示す。CMC（プラスチック）及びAlの平板ターゲットからのデータが重水素フォームクライオターゲットのデータに加えて示されている。レーザー強度は $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。重水素ターゲットは最も高いTPDのレベルを示し、ターゲット原子番号が高くなるにつれ、急激にTPDのレベルが下がる。又、高速電子は $3\omega_L/2$ とも大変良い相関関係を示しており、上記議論で高速電子が生成されていることを肯定する。

4. 結論

重水素を用いたレーザー核融合用基礎実験として主に平板クライオ重水素フォームターゲットに関するデータ<sup>8)</sup>を中心に紹介した。照射レーザー強度 $3.4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合、プレヒートのレベルは、35eVという値が $70 \mu\text{m}$ 厚のクライオターゲットの場合観測された。このうち15eVは

二電子崩壊不安定性(TPD)と、熱的なMaxwellian分布する電子の高エネルギー成分からの寄与によるもので、高速電子の割合は入射エネルギーの2~5%に相当する。衝撃波に関しては、固体重水素中の基礎特性を入射レーザー強度をパラメータとして測定した。

参考文献

- 1) S. Nakai, Bull. Amer. Phys. Soc. **34** (1989) 2040; H. Azechi *et al.*, Laser Part. Beams **9** (1991) 93; F. Marshall, S.A. Letzering, C. Verdon, S. Skupsky, R.L. Keck, J. Knauer, R. Kremens, D. Bradley, T. Kessler, J. Delettrez, H. Kim, J. Soures and R.C. McCrory: Phys. Rev. **A40** (1987) 2547.
- 2) Y. Kato and K. Mima: Phys. Rev. Lett. **53** (1980) 1558.
- 3) T. Norimatsu, H. Katayama, T. Mano, M. Takagi, R. Kodama, K.A. Tanaka, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai and Y. Nishino: J. Vac. Sci. Tech. **46** (1988) 3144.
- 4) A. Yamauchi, K.A. Tanaka, R. Kodama, M. Kado, T. Yamanaka, T. Norimatsu, S. Nakai and C. Yamanaka: Appl. Phys. Lett. **52** (1988) 10786.
- 5) K. Tanaka, L.M. Goldman, W. Seka, M.C. Richardson, J. M. Soures and E.A. Williams: Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1179.
- 6) R.L. Keck, L.M. Goldman, M.C. Richardson, W. Seka and K. Tanaka: Phys. Fluids. **27** (1984) 2762.
- 7) A. Nishiguchi, K. Mima, H. Azechi, N. Miyanaga and S. Nakai: Phys. Fluids. **B4** (1992) 417.
- 8) R. Kodama, Ph. Dthesis (Osaka University) 1990.

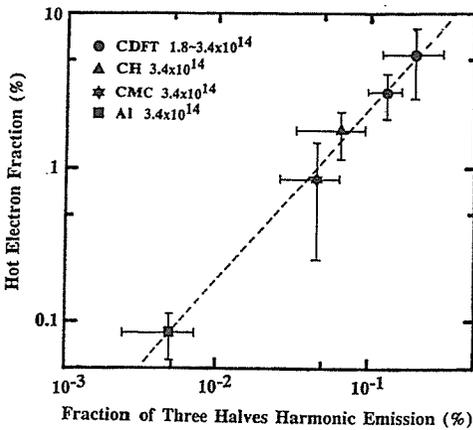


図8. 高速電子量(入射レーザー光エネルギーに対する%) 対  $3\omega/2$  散乱光量。  
 $3\omega/2$  光は二電子プラズマ波崩壊不安定性(TPD)のレベルを示す。高速電子と1対1の関係から主に高速電子がTPDから発生していることを示している。