OUKA
Osaka University Knowledge Archive

Title	二層構造球殻ターゲットにおける527nmレーザー光励起誘導ラマン散乱の発生
Author(s)	塚本, 雅裕; 田中, 和夫; 加道, 雅孝 他
Citation	核融合研究. 1992, 68, p. 91-101
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/3469
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

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

Osaka University

研究論文

二層構造球殻ターゲットにおける527nmレーザー光励起誘導ラマン散乱の発生

塚本雅裕、田中和夫*、加道雅孝、中井光男、乗松孝好、金辺　忠**、西口彰夫**、
三間圀興、西原功修、山中龍彦、中井貞雄

（大阪大学レーザー核融合研究センター）
*（大阪大学大学院電磁エネルギー工学専攻）
**（レーザー技術総合研究所）
（1992年7月9日受理／1992年9月18日改訂原稿受理）

Generation of Stimulated Raman Scattering from Two-layered Spherical Target Excited by 527 nm-laser

Masahiro Tsukamoto, Kazuo A.Tanaka*, Masataka Kado, Mitsuo Nakai,Takayoshi Norimatsu, Tadashi Kanabe**, Akio Nishiguchi**, Kunioki Mima, Katsunobu Nishihara, Tatsuhiko Yamanaka and Sadao Nakai
(Received July 9, 1992 / Revised Manuscript Received September 18, 1992)

Abstract

We have observed SRS spectra from plasmas created on a two-layered spherical target which was composed of dry foam shell coated with thin plastic layer. With a 1 μ m plastic overcoat, the time-resolved spectra of scattered light show three different components in the SRS growth region. One of the components was observed from very early time of the laser pulse only when a 1 μ m plastic was coated on the foam shell. This SRS component decreases its wavelength rapidly in time and its intensity was strong compared with the usual-observed SRS. These features may be indicative of a flat electron density area in the overall expanding plasmas, when such a condition was fulfilled as the one used here.

Keywords:

stimulated Raman scattering(SRS), two-plasmon decay(TPD), two-layered spherical target, blue-shifted component of $\omega_0/2$ light, down-shifted plasma wave excited by TPD, red-shifted component of $3\omega_0/2$ light, time-dependent SRS spectral shift, flat electron density section,

Institute of Laser Engineering, Osaka University, Suita 565.
**Department of Electromagnetic Energy Engineering, Osaka University, Suita 565.*
***Institute for Laser Technology, Suita 550.*

1．はじめに

レーザープラズマ非線形相互作用の一つである誘導ラマン散乱（SRS）は入射電磁波が反射電磁波（散乱光）と電子プラズマ波に崩壊する非線形パラメトリック不安定性[1]である。レーザー核融合実験において入射レーザー強度がある値以上になると燃料ターゲット爆縮時に噴出するプラズマ中でSRSは発生する。SRSの発生量が増すと散乱光及び電子プラズマ波の総量が増加する。レーザー核融合では入射レーザー光の吸収によって生じるプラズマ内のアブレーション圧力で球殻ターゲットを爆縮する。散乱光総量の増大は入射レーザー光のプラズマへのエネルギー吸収率の低下を意味する。一方、ランダウ減衰を通じて電子プラズマ波のエネルギーが電子のエネルギーへ変換される際、高速電子を発生する[2-5]。高速電子はターゲットの先行加熱の原因の一つとなり爆縮効率を低下させる危険性がある[6]。SRSには理論上$n_{cr}/4$（n_{cr}：臨界電子密度）で発生する絶対不安定なAbsolute SRS (A.SRS)と$n_{cr}/4$未満の領域で発生する対流不安定なConvective SRS (C.SRS)がある[7]。

本論文では二層構造球殻ターゲットの爆縮実験で行ったSRS計測の観測結果について示す。二層構造球殻ターゲットは発泡状プラスチック（フォーム）中空球の表面にプラスチック層を有する[8]。二層構造球殻ターゲット内に拡散充填法を用いフォーム層に重水素を充填及び冷却固化させたのがレーザー核融合用アブレーター付きクライオターゲットである。このターゲットは燃料の初期密度が大きいことやフォーム層厚によって燃料の質量を自由に制御できることから、将来の臨界核融合用ターゲットとして有望視されている。その一方、具体的に二層構造球殻ターゲットを設計していく段階で、各層厚に依存して発生し、爆縮効率を低下させる要因になる現象について着目していかなければならない。そこで、爆縮効率を低下させる危険性を有するSRSのプラスチック外層の厚さに対する依存性について調べることにした。レーザー照射後も、プラスチック外層が残るように設定したターゲットからのプラズマの噴出はプラスチック層のみから成る中空球（シェル）にレーザーを照射した場合と同一の空間密度分布を持つことが予測される。プラスチックプラズマ中でのSRSについては既に我々により調べられており、アブレーター付きクライオターゲットのうち充分に厚いプラスチック外層を持つ場合におけるSRSについては充分に推測可能である。しかし、レーザー照射時間の前半にプラスチック外層が完全にプラズマ化する厚さに設定した場合のSRSの挙動については未知であった。この条件で実験を行いSRSについてのデータを取得し理解することは外層の厚さを決めるために必要不可欠である。また、レーザープラズマ非線形相互作用で生じる二電子プラズマ波崩壊不安定性(Two-plasmon decay:TPD)は、入射レーザー光が2つの電子プラズマ波に崩壊する現象[9]で、SRSと同様に電子プラズマ波による高速電子生成の原因となっている[2-5]。TPDについては生成された電子プラズマ波、或はそれによって生成された高速電子がノイズ源となってSRS発生を促すという報告もされている[10,11]。従って、SRSを観測する際には、TPDについても観測しておく必要がある。

本実験ではプラスチック外層の厚さ1μmの二層構造球殻ターゲットを使用した。SRS計測においてSRS発生波長領域にそれぞれ異なった特徴を有する三成分を観測した。第一の成分はC.SRSの発生領域に観測され、プラスチックシェルを使用した場合のSRS計測において通常観測される成分と類似している。第二の成分は1053nm（527nmレーザーの倍波長）付近の短波長側に存在する。その存在波長領域から「ω_0/2光のブルーシフト成分」（ω_0：入射レーザーの周波数）として扱う。第三の成分は発生した波長領域がレーザー照射時間の前半に急激に長波長領域から短波長領域に時間的に変化する。この時間的にSRS光の波長がシフトする成分は、従来型のプラスチックシェルを用いた場合では全く起こらなかった現象であり、本実験で用いた二層構造ターゲットにおいてはじめて発見された成分である。2節では本実験の条件及び配置について示し

た。3節では二層構造球殻ターゲット用いて行ったSRS計測において観測された三つの成分の発生についてそれぞれ物理的解釈を行った。はじめにC.SRSの発生領域に通常観測される成分について、その発生時間と強度に関してプラスチックシェルを用いた場合の観測結果を基に比較検討を行った。次に「ω_0/2光のブルーシフト成分」についてその時間波形と$3\omega_0$/2光のブルーシフト成分の時間波形を比較した。その結果「ω_0/2光のブルーシフト成分」は、TPDにより生じた二つの電子プラズマ波の内のダウンシフト成分の電子プラズマ波による入射レーザー光の散乱光である可能性が高いことが明らかになった。最後に時間的にSRS光の波長がシフトする成分に関しては薄膜プラスチックターゲットを用いた実験結果を基にその発生原因について検討を行った。その結果、時間的にSRS光の波長がシフトする成分がプラズマの空間広がりの一部分に生じた均一プラズマの領域で発生するというモデルを提案した。4節では本論文の結論を述べた。

2．実験条件と配置

実験は阪大レーザー研の激光XⅡ号ガラスレーザー装置を使用した。照射は、基本波（1053nm）の2倍高調波（527nm）コヒーレント光で行った。本レーザーシステムには照射強度均一性の改善の為に入射レーザー光（527nm）を位相拡散光にするため位相拡散板（Random Phase Plate：RPP）[12]を導入している。本実験に用いた二層構造球殻ターゲットは直径500μmであり、外層に厚さ1.0μmのプラスチック層、内側には厚さ52.2μmのフォーム層を有している。本ターゲットをタイプ1とし、比較実験に用いた層厚8.64μmの直径600μmのプラスチックシェルをタイプ2とする。また、タイプ1を用いた実験の観測結果について検討後、タイプ3として厚さ1.13μmのプラスチック薄膜平板ターゲットを選択し実験を行った。タイプ1、2は最大圧縮の時間より前にターゲット壁全体がプラズマ化することはない。レーザーのパルス波形はフラットトップ型でタイプ1、2に対して半値全幅1.7ns、タイプ3に対して半値全幅2.3nsである。また使用ビーム数はタイプ1、2共に12ビームでタイプ3のみ1ビーム照射である。照射レーザー強度はタイプ1に対し3.5×10^{14}W/cm^2、タイプ2が3.7×10^{14}W/cm^2、タイプ3に対しては垂直入射で1.1×10^{14}W/cm^{2}である。実験では散乱光を観測し、散乱光を観測するための光軸とそれに最も近い入射レーザー光の光軸とのなす角は37°である。図1に本計測の配置図を示した。ターゲットからの散乱光は二つの光路に分けられ、一方はSRS計測、もう一方は$3\omega_0$/2光計測用でそれぞれ散乱光の波長分解及び時間分解測定を行った。SRS計測で得た観測波長からSRSの発生電子密度領域が分かり[7]、各波長に対するSRS光の時間波形から対応する各

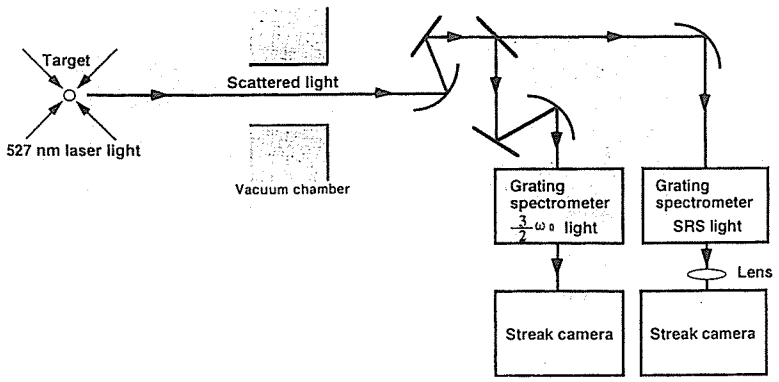

図1．実験配置図

電子密度でのSRS成長過程を知ることができる[13]。$3\omega_0/2$光はTPDによって生成された2つの電子プラズマ波による入射レーザー光の散乱光であり、波長時間分解することで、TPDによって生成されたそれぞれの電子プラズマ波の周波数及び、成長過程を知ることができる[14,15]。SRS計測において波長分解は反射型回折格子使用の分光器を用い、時間分解はストリークカメラで行った。SRSの観測波長領域は700～1060nmで、波長分解能は10nmで、時間分解能は60psである。$3\omega_0/2$光計測についても同じく反射型回折格子使用の分光器を用い、時間分解はストリークカメラで行った。波長分解能は0.4nmで時間分解能は50psである。それぞれの実験結果はCCDカメラ及びデータ取り込み処理分析器で記録した。なおSRS計測において計測器の損傷を防ぐため無変換レーザー光1053nmの反射光をフィルターで落さなければならない。このため本実験では1000nm以上で透過強度が急激に落ち、1053nm以上で10^{-3}以下の透過特性を有するフィルターを用いた。

3．実験結果と考察

図2-1，2及び図4に実験結果を示す。図2－1はタイプ1、図2-2はタイプ2、図4はタイプ3の結果をそれぞれ示している。各図の縦軸は時間を表し照射レーザーのパルスの半値全幅時間の始まりを0とし、横軸は下の目盛りが波長を表し、上の目盛りはSRSが発生している領域の電子密度n_eとn_{cr}との比を表している。このn_eは周波数、波数ベクトル整合条件及び電子プラズマ波分散関係式から導くことができる。

図2-1中に示したように二層構造球殻ターゲットにおいて（a）、（b）、（c）の三成分が観測された。それぞれの特徴から（a）成分を「通常のSRS成分」、（b）成分を「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」、（c）成分を「時間的SRS波長シフト成分」とし、それぞれに関する考察を以下に示す。

3．1　通常のSRS成分

図2-1（a）成分はその存在波長領域から、現在までC.SRSとして数多く調べられてきた「通常のSRS成分」[7,16-21]であると考えられる。「通常のSRS成分」の成長は従来の対流不安定増幅モデル（Convective amplitude model：CAモデル）、つまり、C.SRSとして解釈されてきた。しかし、R.P.Drakeらは「通常のSRS成分」のエネルギーが入射レーザー光エネルギーの1%を超えるような実験条件下では、観測された

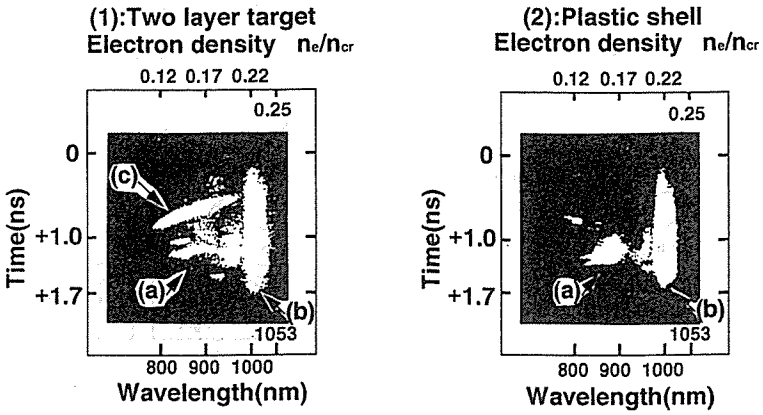

図2．（1）二層構造球殻ターゲットからの散乱光スペクトルの時間分解写真。（a）、（b）、（c）の3成分が観測されている。（2）プラスチックシェルからの散乱光スペクトルの時間分解写真。（a）、（b）の2成分のみ観測されている。（1）の（c）成分は二層構造球殻ターゲットの場合のみ観測された。

「通常のSRS成分」の成長をCAモデルでは説明できないことを実験事実に基づき示した[22,23]。同時に絶対不安定な成長をする絶対不安定性モデル（Absolute instability model：AIモデル）を提案した[22,23]。我々の実験条件下では「通常のSRS成分」のエネルギーは入射レーザー光エネルギーの0.01%未満であることを実験で確認している。そこで我々は、「通常のSRS成分」に関して従来のCAモデルを用いて解釈することにした。

プラスチックシェルを用いた場合、図2-2の（a）成分が存在しているように本実験と同程度の照射強度の時は常に「通常のSRS成分」は発生している。これは、我々が以前に実験を行い求めたプラスチックターゲットの場合のしきい値である$1\sim2\times10^{14}W/cm^2$に矛盾しない。CAモデルでは「通常のSRS成分」の成長率は入射レーザー光強度及びプラズマのスケール長に依存して増大する。図2-2の（a）成分がレーザーパルス半値全幅時間の後半に発光しているのはプラズマのスケール長が大きくなるのに一定の時間がかかる為と考えられる。二層構造球殻ターゲットにおける「通常のSRS成分」についても図2-1の（c）成分の存在を無視すれば同様に考えることができる。また二層構造球殻ターゲットにおける「通常のSRS成分」とプラスチックシェルにおける「通常のSRS成分」の発光総量は同程度である。乾燥フォームに直接レーザーを照射すると「通常のSRS成分」の発光総量は同じ条件でプラスチックに照射した時の数十倍になる。その原因として乾燥フォームの表面粗さによってレーザー照射の初期段階に於て空間的な密度の不均一がレーザー光軸と垂直方向に生じ、それにともないレーザーの自己集束が起こり局所的に実効的な入射レーザー光強度が上がることが十分考えられる。この現象に対して乾燥フォームに表面粗さ0.1μm以下[8]のプラスチックを1μmコートしたことにより密度の不均一が緩和されたと考えられる。

3.2　ω_0/2光のブルーシフト成分

図2-1の（b）成分は、その存在波長領域からD.W.Phillionら[24]やR.E.Turnerら[14]によって観測された「ω_0/2光のブルーシフト成分」であると考えられる。本実験では本レーザービームにRPPを挿入しているために以下に示す理由で「ω_0/2光のブルーシフト成分」を十分な測定レベルで観測できた。RPPを挿入すると挿入前に比べ「通常のSRS成分」が抑制されることを実験で確認した。RPP挿入前のSRS計測では「通常のSRS成分」の強度が「ω_0/2光のブルーシフト成分」の強度より数十倍大きかった為十分な測定レベルで「ω_0/2光のブルーシフト成分」を観測することができなかった。RPP挿入後は「通常のSRS成分」の強度が数十分の一に低下し「ω_0/2光のブルーシフト成分」の強度と同じレベルになった。以上が今回「ω_0/2光のブルーシフト成分」を十分な測定レベルで観測できた理由である。また、我々の計測では無変換レーザー光の減光の為に使用しているフィルターがω_0/2光(1053nm)より長波長領域の光に対しても減光しているためD.W.PhillionらやR.E.Turnerらが観測したω_0/2光のレッドシフト成分[14,24]は観測できなかった。彼らの観測結果は残念ながら時間積分されたものであるが我々は時間分解計測も行ったので「ω_0/2光のブルーシフト成分」について時間発展を知ることができる。

本実験では「ω_0/2光のブルーシフト成分」に関して時間分解計測を行った結果、新たに2つの特徴が明らかにされた。この成分の第一の特徴は長波長側は無変換レーザー光減衰フィルターで制限されているが短波長側はこの様なフィルターによる減衰をうけていないにもかかわらず短波長側の端の波長はレーザーパルス半値全幅時間中ほぼ一定の値を示していることである。短波長側の端の波長は970nmである。この成分はその波長から判断すると充分にSRS発生波長領域である。SRSの場合レーザーの照射時間とともに変化するスケール長、ランダウ減衰率、衝突減衰率等によって各電子密度領域での成長がきまるから、時間とともに発生密度領域が変化する[16-21]。しかし実験結果はこの成分はレーザーパルス半値全幅のどの時間においても特定の電子密度領域でしか

発生していないことを示しており、通常のSRSのよく知られている挙動とは相反している。第二の特徴は発光時間がレーザーパルス半値全幅とほぼ同じであることである。つまり「通常SRS成分」よりもしきい値が低い。また、$\omega_0/2$光のブルーシフト成分は、プラスチック平板ターゲットを用いた実験で8.0×10^{13}W/cm^{2}の照射強度でも発生していることが確認され、しきい値はそれ以下であると推測できる。一方TPDのしきい値は1.0×10^{13}W/cm^{2}付近であることを別の実験で確認している。以上の点から「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」は「通常のSRS成分」とは別の原因で発生していることが考えられる．そしてTPDで生成される電子プラズマ波に依存した発生機構を有していると考えると「通常のSRS成分」よりもしきい値が低いことを説明できる。

次に「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」の最も可能性の高い発生機構について考える。TPDにより発生する2つの電子プラズマ波のそれぞれの周波数は$\omega_0/2$から$\pm3/2\,\omega_p\lambda_D{}^2k_0(k_{1x}-k_0/2)$で表される分だけずれる[14]。$k_0$は入射レーザー光の波数ベクトル、$k_{1x}$は一方の電子プラズマ波の電子密度の勾配方向の波数ベクトル成分、ω_pはプラズマ周波数、λ_Dはデバイ長である。よって2つの電子プラズマ波は$\omega_0/2$のダウンシフト成分（周波数ω_{epwd}:$\omega_{epwd}<\omega_0/2$）と$\omega_0/2$のアップシフト成分（周波数ω_{epwu}:$\omega_{epwu}>\omega_0/2$）に区別できる。TPDによる2つの電子プラズマ波の内のダウンシフト成分とレーザー光が相互作用すると「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」が生成される。この時「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」の周波数を$\omega_b(\omega_b>\omega_0/2)$とおくと

$$\omega_b = \omega_0 - \omega_{epwd} \qquad (1)$$

の関係式が成り立つ。「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」がSRSとして成長する場合、位相整合条件を満たすように考えると上式のω_0は臨界電子密度で反射したレーザー光の周波数でなければならない[14]。「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」の発生機構を実験で確認する為にR.E.Turnerらの評価に加えて「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」とTPDによる2つの電子プラズマ波の内のダウンシフト成分のそれぞれの時間成長の比較を行う。TPDにより発生した$\omega_0/2$のダウンシフト成分とアップシフト成分の二つの電子プラズマ波による入射レーザー光の散乱はそれぞれ$3\omega_0/2$光のレッドシフト成分（周波数ω_{tr}）及びブルーシフト成分に対応する。ω_{tr}について次式に示す。

$$\omega_{tr} = \omega_0 + \omega_{epwd}\ (\omega_{tr} < 3\omega_0/2) \qquad (2)$$

つまり、$3\omega_0/2$光のレッドシフト成分の時間波形を観測することでTPDにより発生した$\omega_0/2$のダウンシフト成分の電子プラズマ波の時間成長を知ることができる。

プラスチック及びアルミニウム平板ターゲットを用い、GEKKO　XⅡ号ガラスレーザーシステムの1ビームを用い、図1と同様の実験配置で実験を行った。ビームの入射角は32度であり、入射レーザーパルス波形はガウス型で半値全幅は0.9ns、最大強度は2.0×10^{14}W/cm^{2}であった。$3\omega_0/2$光計測では両ターゲットのそれぞれの場合において$3\omega_0/2$光のブルーシフト及びレッドシフト成分が観測された。$3\omega_0/2$光のレッドシフト成分スペクトルのピーク波長はプラスチックターゲットの場合352nmで、アルミニウムターゲットの場合353nmであった。それぞれのピーク波長に対応する「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」の波長を（1）、（2）式を使い導出した。その結果プラスチックターゲットの場合1044nmで、アルミニウムターゲットの場合1035nmであった。一方の「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」の観測スペクトルは両ターゲットの場合において短波長側の端の波長が970nmであり、計測に無変換レーザー光減衰フィルターを使用しているため見かけ上、ピーク波長は1000nmであり長波長側の端の波長は1030nmとなっている。よって1044nm、1035nm光は十分な強度で観測されず、時間波形を示すことはできない。また「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」スペクトルの各波長の時間波形を比較すると、相似形になっていることがわかった。

そこで1044nm、1035nm光の時間波形も見かけ上のピーク波長である1000nm光の時間波形と相似であるとし、1000nm光の時間波形を「ω_0/2光のブルーシフト成分」の時間波形として示すことにした。図3-1に$3\omega_0$/2光のレッドシフト成分スペクトルのピーク波長の時間波形を示し、図3-2に「ω_0/2光のブルーシフト成分」の時間波形を示した。縦軸は相対強度、横軸は時間を表し入射レーザーの強度が最大となる時間を0としている。図3-1に示されているように$3\omega_0$/2光のレッドシフト成分の時間波形のピークはプラスチックターゲットの場合に比べアルミニウムターゲットの場合の方が時間軸上前方であることが分かる。時間波形自体もアルミニウムターゲットの場合の方が前倒しという特徴を示している。そして図3-2と比較すると「ω_0/2光のブルーシフト成分」の時間波形は$3\omega_0$/2光のレッドシフト成分の時間波形と非常によく対応していることが分かる。

以上の結果より「ω_0/2光のブルーシフト成分」の発生はTPDによって生じたω_0/2のダウンシフト成分の電子プラズマ波に依存していると考えられる。また、「ω_0/2光のブルーシフト成分」の時間波形が$3\omega_0$/2光のレッドシフト成分の時間波形つまりω_0/2のダウンシフト成分の電子プラズマ波の時間成長と類似している点から、「ω_0/2光のブルーシフト成分」はSRSではなくレーザー光の線形散乱であることが示された。

3．3　時間的SRS波長シフト成分

図2-1の（c）成分は本計測で初めて観測された成分であり、「通常のSRS成分」では観測され

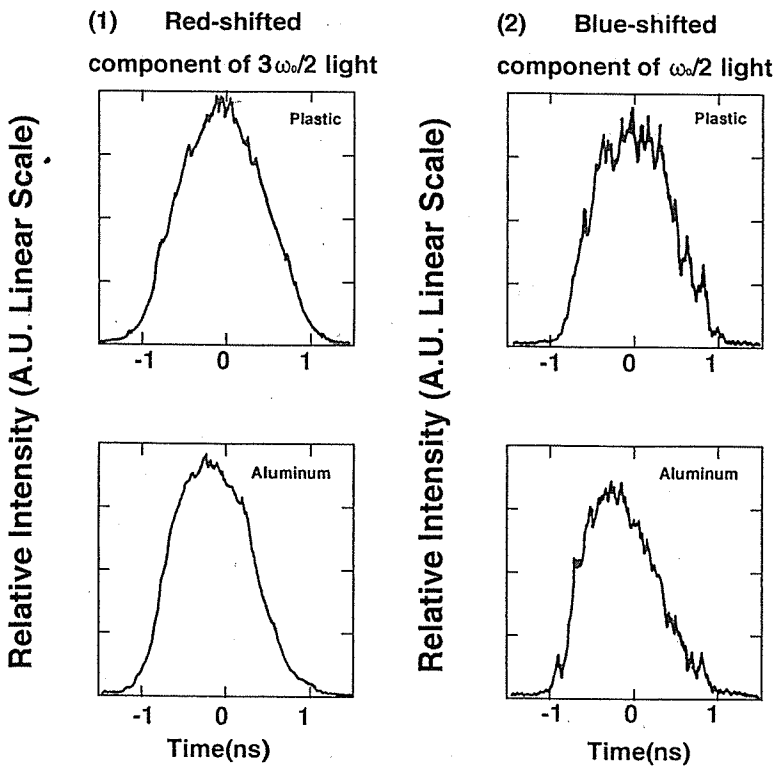

図3．縦軸は相対強度、横軸は時間を表し入射レーザー光の強度が最大となる時間を0としている。（1）$3\omega_0$/2光のレッドシフト成分の時間波形。（2）「ω_0/2光のブルーシフト成分」の時間波形。（1）、（2）とも上図はプラスチック平板ターゲットの場合、下図はアルミニウム平板ターゲットの場合である。（1）、（2）ともアルミニウム平板ターゲットの場合に時間0（ｎｓ）より前に時間波形のピークを持つ。

なかった独自の特徴を三点有している。第一の特徴は「通常のSRS成分」の発生波長領域に存在しているが、強度が「通常のSRS成分」と考えられる図2-1の（a）成分に比べ10倍程度大きいという点である。第二の特徴は+400psに発光が始まっていること、つまり「通常のSRS成分」と考えられる図2-1の（a）成分よりも早い時間に発光が始まっている点である。第三の特徴は発光開始後360psの間に波長が960nmから760nmへとシフトしている点である。これは電子密度の高い領域から低い領域へ発生領域が変化していることを示している。この第三の特徴から図2－1の（c）成分を以後「時間的SRS波長シフト成分」と呼ぶことにする。以上示した三つの特徴から「時間的SRS波長シフト成分」の発生について解釈を試みた。はじめに第一の特徴である「時間的SRS波長シフト成分」の強度に関して考察する。CAモデルではSRS光はスケール長が大きいほど強度は大きくなる。よって「時間的SRS波長シフト成分」の強度を考慮すると発生した電子密度領域のスケール長は少なくとも「通常のSRS成分」が発生した際のスケール長よりも大きいことが分かる。第二、第三の特徴で示したように「時間的SRS波長シフト成分」はレーザーパルス半値全幅時間の前半に発生している。スケール長はプラズマが時間の経過と共に広がることにより増大するので、「時間的SRS波長シフト成分」が発生したレーザーパルス半値全幅時間の前半の方が「通常のSRS成分」の発生した後半よりもスケール長が長いというのは考えにくい。そこで、$n_{cr}/4$以下の空間電子密度分布に極小値や極大値或は均一なプラズマの部分が生成された場合について考えた。極小値や極大値或は均一なプラズマの部分は実質的にスケール長が無限大と考えることができる。それらの部分において、CAモデルによるとSRSの成長率は最大値を示す。よって極小値や極大値或は均一なプラズマの部分で生じた「時間的SRS波長シフト成分」の強度が電子密度勾配を持つプラズマの部分で生じた「通常のSRS成分」の強度より大きいことを解釈することができる。或は空間電子密度分布の極小値や極大値部分でのSRSの成長を提案したAIモデル[22,23]で考えた場合も同様な解釈ができる。次に第三の特徴である「時間的SRS波長シフト成分」が時間の経過と共に発光波長が長波長側から短波長側にシフトしたことに関して考察する。第一の特徴の解釈の場合と同じく極小値や極大値或は均一なプラズマの部分が生成されたと考える。するとその電子密度の値で発生するSRS光の波長が決まる。そして極小値や極大値或は均一なプラズマの部分の電子密度が時間の経過と共に低下していくと考えると「時間的SRS波長シフト成分」の発光波長が長波長側から短波長側へ時間の経過と共にシフトすることが解釈できる。

どのようなプラズマ電子密度分布が実際に存在すれば以上の第一、二及び三の特徴が現れるかを考えテスト実験を行った。一次元流体シミュレーションコードを用いた数値計算結果では厚さ1.13μmの場合$1\times10^{14}W/cm^2$の強度で照射すると、300ps以内に電子密度の最大値が臨界密度以下（バーンスルー）になることを示した。続いて電子密度の最大値は100ps以内に$n_{cr}/4$以下になり、更にレーザー入射方向に少なくとも200μmの空間的に均一な電子密度分布を示し、均一プラズマが形成される。均一プラズマ中でSRSが起こればその電子密度の値でSRS光の波長が決まる。そしてその電子密度が下がるにつれSRS発生電子密度領域も下がって行くことになる。よって、厚さ1.13μmのプラスチック薄膜ターゲットを用いて行った照射実験で「時間的SRS波長シフト成分」のようなSRS光成分を得ることができるはずである。そこで予測した均一プラズマ中で「時間的SRS波長シフト成分」のような現象が実際に起こるのかどうかを確かめるために行ったのが厚さ1.13μmのプラスチック薄膜ターゲットを用いた照射実験である。実験により図4-1の（c）成分が観測された。同時に行った$3\omega_0/2$光計測に於て$3\omega_0/2$光が消滅した時間を観測したのでバーンスルー後更に電子密度の最大値が$n_{cr}/4$以下に成る時刻が分かった。その結果から図4－1の（c）成分開始時間にはプラズマの電子密度の最大値は$n_{cr}/4$以下であることが確認できる。

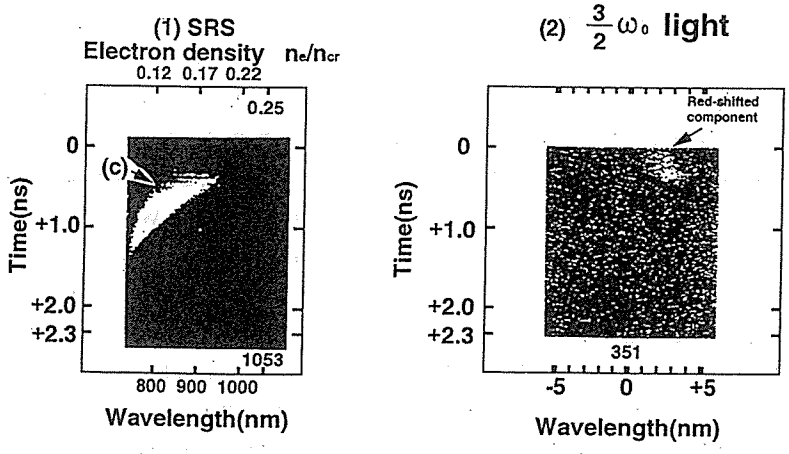

図4．プラスチック薄膜平板ターゲットからの（1）SRS光スペクトルの時間分解写真、（2）$3\omega_0/2$光スペクトルの時間分解写真。$3\omega_0/2$光が一度発光して消失している時間にプラズマの電子密度の最大値が$n_{cr}/4$以下になったと考えられる。SRS光は$3\omega_0/2$光消失後発光し始める。

図4-1の（c）成分は900psの間に930nmから740nmまでシフトした。この結果は予測されたプラズマの空間電子密度分布から予測したSRSの挙動と定性的に一致した。そして「時間的SRS波長シフト成分」と非常に類似した挙動を示していることが分かる。

以上の実験事実より厚さ1μmのプラスチック外層を持つ二層構造球殻ターゲットにレーザーを照射した際にレーザーパルス半値全幅時間の前半に、プラズマの空間広がりの一部分に均一プラズマの領域が存在していたと考えられる。

4．結論

厚さ1μmのプラスチック層を外層に持つ二層構造球殻ターゲットにおけるSRSの発生について調べた。その結果、本論文中に明記したように「通常のSRS成分」、「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」、「時間的SRS波長シフト成分」の三成分を観測した。それぞれの成分に関して明らかになった点について以下に示す。

1．「通常のSRS成分」．．．二層構造球殻ターゲットにおける「通常のSRS成分」の発光はスケール長の増大に依存しているものと考えられる。発光総量に関してはプラスチックシェルにおける「通常のSRS成分」とほぼ同じであった。

2．「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」．．．「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」と$3\omega_0/2$光のレッドシフト成分の時間波形に相互関係があることを明らかにした。このことから「$\omega_0/2$光のブルーシフト成分」は、TPDにより生じた二つの電子プラズマ波の内のダウンシフト成分の電子プラズマ波による入射レーザー光の散乱光である可能性が高いことを示した。同時にこの散乱光はSRSではなく線形散乱現象であることを示した。

3．「時間的SRS波長シフト成分」．．．レーザーパルス半値全幅時間前半に発生し、発光波長が長波長側から短波長側にシフトした成分であり、本実験で用いた二層構造球殻ターゲットにおいてはじめて観測された。この波長シフト成分はプラスチックシェルの場合には全く起こらなかっ

た現象である。この現象が起こる原因としてターゲットから広がるプラズマの一部分に均一プラズマが存在し、その電子密度に依存して波長シフトが起こるというモデルを実験事実に基づき提案した。

以上観測された三成分に関する本論文での結果を記述した。ここで我々はレーザー核融合実験において二層構造球殻ターゲットを使用する際、問題になりうる成分は「時間的SRS波長シフト成分」であると考える。本論文中で示したように二層構造球殻ターゲットから噴出するプラズマ中に均一プラズマが形成されていた可能性は高い。均一プラズマが生じる原因については現在のところ明らかではないが例えばレーザー照射直後二層の境界面から外層のプラスチックが剥離するようなことが起これば本論文で示したプラスチック薄膜ターゲットにレーザーを照射した場合に近い状態になり、図4-1の（c）が示しているように均一プラズマが生成される可能性がある。仮に外層が剥離した部分でレーザー光が著しく吸収されるようなことがあれば爆縮効率はエネルギー輸送距離が伸びる為低下する。また「時間的SRS波長シフト成分」が高効率で発生することは高速電子の発生を促し先行加熱を助長することになる。今後は二層構造球殻ターゲットだけではなく発展型の多層構造球殻ターゲットの各層の厚さを決める場合においても照射後の「時間的SRS波長シフト成分」の挙動、爆縮効率への影響及びプラズマの空間電子密度分布について注目していく必要がある。

謝辞

本研究を進めるにあたり、参加、協力頂いた阪大レーザー研、高木　勝氏、並びにターゲットグループ、計測グループ、GODグループの皆様に謝意を表します。

参　考　文　献

1) W. L. Kruer : *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc., California, 1987) p. 73

2) K. Tanaka, L. M. Goldman, W. Seka, M. C. Richardson, J. M. Soures, and E. A. Williams : Phys. Rev. Lett. **48**(1982)1179.

3) K. G. Estabrook, W. L. Kruer, and B. F. Lasinski : Phys. Rev. Lett. **45**(1980)1399.

4) R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, C. L. Wang, D. W. Phillion, E. A. Williams, and W. L. Kruer : Phys. Rev. Lett. **53**(1984)1739.

5) R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, E. A. Williams, K. G. Estabrook, W. L. Kruer,E. M. Campbell, and T. W. Johnston : Phys. Rev. A **40**(1989)3219.

6) D. M. Villeneuve, R. L. Keck, B. B. Afeyan, W. Seka, and E. A. Williams : Phys. Fluids 27(1984)721.

7) R. E. Kidder: Nuclear Fusion **21**(1981)145.

8) 高木　勝，石原晶弘，乗松孝好，山中龍彦，中井貞雄：日本物理学会第45回年会講演予稿集第4分冊(1992,春)p.240

9) W. L. Kruer : *The Physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley Publishing Company, Inc. , California, 1987) p. 81

10) A. Simon and R. W. Short : Phys. Fluids **B1**(1989)1073.

11) R. L. Berger, E. A. Williams, and A. Simon : Phys. Fluids **B1**(1989)414.

12) Y. Kato, K. Mima, N. Miyanaga, S. Arinaga, Y. Kitagawa, M. Nakatsuka, and C. Yamanaka : Phys. Rev. Lett. **53**(1984)1057.

13) R. P. Drake, E. A. Williams, P. E. Young, Kent Estabrook, W. L. Kruer, and D. S. Montgomery, H. A. Baldis and T. W. Johnston : Phys. Fluids **B1**(1989)2217.

14) R. E. Turner, D. W. Phillion, B. F. Lasinski, and E. M. Campbell : Phys. Fluids **27**(1984)511.

15) P. E. Young, B. F. Lasinski, W. L. Kruer, E. A. Williams, K. G. Estabrook, E. M. Campbell, R. P. Drake, and H. A. Baldis : Phys. Rev. Lett. **61**(1988)2766.

16) D. W. Phillion, D. L. Banner, E. M. Campbell, R. E. Turner, and K. G. Estabrook : Phys. Fluids **25**(1982)1434.

17) R. E. Turner, D. W. Phillion, E. M. Campbell, and K. G. Estabrook : Phys. Fluids **26**(1983)579

18) W. Seka, E. A. Williams, R. S. Craxton, L. M. Goldman, R. W. Short, and K. Tanaka : Phys. Fluids **27**(1984)2181.

19) R. E. Turner, KentEstabrook, R. L. Kauffman, D. R. Bach, R. P. Drake, D. W. Phillion, B. F. Lasinski,E. M. Campbell, W. L. Kruer, and E. A. Williams : Phys. Rev. Lett. **54**(1985)189.

20) Y. Sakawa, K. A. Tanaka, H. Nishimura, M. Nakai, T. Yabe, H. Sakurai, Y. Izawa, Y. Kato, T. Mochizuki,M. Nakatsuka, and C. Yamanaka : Phys. Fluids **30**(1987)3276.

21) R. P. Drake, R. E. Turner, B. F. Lasinski, E. A. Williams, D. W. Phillion, K. G. Estabrook, W. L. Kruer,E. M. Campbell, K. R. Manes, and J. S. Hidum: Phys. Fluids **31**(1988)3130.

22) R. P. Drake, D. W. Phillion, Kent Estabrook, R. E. Turner, R. L. Kauffman, and E. M. Campbell : Phys.Fluids **B1**(1989)1089.

23) R.P.Drake,E.A.Williams,P.E.Young,Kent Estabrook, W.L.Kruer,H.A.Baldis, and T.W.Johnston : Phys. Rev. Lett. **60**(1988)1018.

24) R.P.Drake,E.A.Williams,P.E.Young,Kent Estabrook, W.L.Kruer,H.A.Baldis, and T.W.Johnston : Phys. Rev. Lett. **61**(1988)2387.