

Title	間接駆動型爆縮における輻射特性の研究
Author(s)	近藤, 公伯
Citation	大阪大学, 1990, 博士論文
Version Type	VoR
URL	https://hdl.handle.net/11094/1071
rights	
Note	

Osaka University Knowledge Archive : OUKA

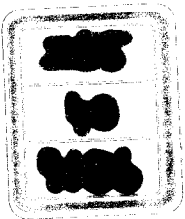
<https://ir.library.osaka-u.ac.jp/>

Osaka University

間接駆動型爆縮における 輻射特性の研究

平成2年1月

近藤 公伯



ISS
40
9186

間接駆動型爆縮における
輻射特性の研究

平成 2年 1月

近藤公伯

内容梗概

本論文は著者が大阪大学大学院工学研究科前期及び後期課程在学中に行った間接駆動型爆縮における輻射特性の研究についてまとめたものである。

レーザー核融合において燃料ペレットを均一に圧縮することは、核融合燃料の燃焼効率を高く保つために必要不可欠な条件である。著者は、間接駆動型爆縮方式による燃料ペレットの均一照射の実現を目指し、間接駆動型爆縮ターゲットにおけるX線診断技術の開発を行い、燃料球の直接のドライバーとなるキャビティー輻射の実験的研究を実施した。金キャビティーによる輻射の閉じ込めを行うため、まずレーザー加熱された金プラズマの輻射特性を実験的に明らかにした。また、輻射閉じ込めにおいて重要となる金の再輻射X線の発光特性を明らかにし、閉殻構造のキャビティーによる輻射強度の増倍が可能であることを示した。また、これらの結果をもとに間接駆動型爆縮ターゲットの設計及び爆縮実験を行った。

本論文は7章より構成されている。

第1章は結論であり、レーザー核融合における間接駆動型爆縮の重要性を示し、本論文の目的を明らかにする。

第2章では、高密度プラズマからの輻射のメカニズムについて述べる。

第3章では、間接駆動型爆縮におけるX線診断について、爆縮プラズマ診断とキャビティープラズマ診断の2つの見地から述べる。

第4章では、レーザー加熱された金薄膜プラズマが放出する輻射のスペクトルの観測を通じ、金プラズマにおける輻射加熱領域について述べる。

第5章では、間接駆動型爆縮において燃料ペレットのドライバーとなるキャビティー輻射について述べる。初めに、レーザー加熱された金キャビティーから放出される輻射の観測を行った。実験結果と、局所熱平衡平均イオンモデルを用いた2成分プラズマモデルとの比較の結果、キャビティーを充填しようとする希薄プラズマがキャビティーから放出される輻射のスペクトルに与える影響は無視できないということがわかった。また、空間分解軟X線単色ストリーク計測によるキャビティー閉塞の観測から、キャビティーを充填しようとするプラズマの流体としての膨張速度が 3×10^7 cm/s に及ぶことがわかった。次に、輻射閉じ込めによるX線強度の増倍の検証を行い、閉殻構造のキャビティーから放出される輻射の強度が開殻構造の場合に比べ約3倍強くなるという結果を得た。また、間接駆動型爆縮の実現に際し重要となる再輻射X線の時間変化について、実験及びモデルの作成を行った。考案したモデルはX線の立ち上がり部分に関し実験結果をよく再現することがわかった。

第6章では、激光XII号3倍高調波光を用いた間接駆動型爆縮実験について述べる。

第7章は結論であり、以上の研究において得られた結果をまとめ、本論文の総括を行う。

目次

第1章	緒論-----	1
第2章	高密度プラズマからの輻射-----	5
2.1	はじめに.....	5
2.2	輻射の輸送方程式.....	5
2.3	高Zプラズマからの輻射.....	7
2.3.1	平均イオンモデル.....	7
2.3.2	吸収係数.....	10
2.4	高密度効果.....	11
2.5	まとめ.....	13
第3章	間接駆動型爆縮におけるプラズマのX線診断-----	15
3.1	はじめに.....	15
3.2	爆縮プラズマの診断.....	16
3.2.1	高輝度X線バックライト光の発生.....	16
3.2.2	線スペクトルの時間分解分光計測.....	22
3.3	キャビティープラズマの診断.....	26
3.3.1	多チャンネルX線ダイオードアレイ.....	26
3.3.2	軟X線分光ストリークカメラシステムの較正.....	30
3.4	まとめ.....	34
第4章	レーザー加熱金薄膜のX線輻射特性-----	38
4.1	はじめに.....	38
4.2	輻射加熱領域.....	38
4.3	レーザー加熱金薄膜プラズマからの輻射.....	39
4.3.1	実験.....	40
4.3.2	実験結果と考察.....	41
4.4	まとめ.....	45
第5章	キャビティー輻射特性-----	47
5.1	はじめに.....	47
5.2	キャビティーが放出する輻射.....	47
5.2.1	実験.....	47
5.2.2	結果.....	49
5.2.3	考察.....	51
5.2.4	まとめ.....	57
5.3	キャビティー閉塞.....	57

5.3.1	実験	57
5.3.2	結果	59
5.3.3	考察	59
5.3.4	まとめ	61
5.4	輻射閉じ込め	61
5.4.1	輻射閉じ込めの理論	61
5.4.2	輻射閉じ込め実験	63
5.5	再輻射X線の時間変化	64
5.5.1	再輻射X線の時間変化モデル	66
5.5.2	再輻射X線の観測及び考察	69
5.6	まとめ	73
第6章	間接駆動型爆縮	77
6.1	はじめに	77
6.2	金薄膜後面からの輻射による爆縮	77
6.2.1	実験	78
6.2.2	実験結果と考察	79
6.3	シリンダーキャビティーを用いた爆縮	81
6.4	まとめ	84
第7章	結論	86
謝辞		88
業績目録		89

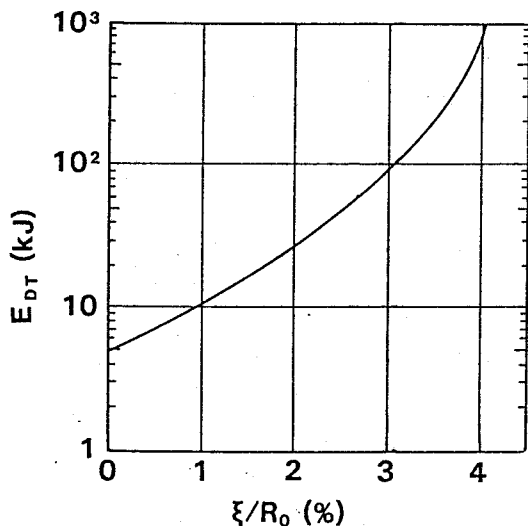
第 1 章 緒論

高出力レーザー装置の開発が進み、レーザー光のエネルギーを物質へ集中的に注入することにより高温、高密度プラズマを生成することが可能になった。1968年、Basovらは重水素化リチウムにレーザーを照射し核融合反応による中性子の発生を実験的に確認した¹⁾。ここにレーザーによる核融合実現への研究が始まった。しかしながら、単に固体の重水素燃料にエネルギーを注入するだけでは、ローソンの条件を満足するだけでも数十ギガあるいは数百ギガジュールのエネルギードライバーが必要となる。1972年、Nuckollsらは、熱核融合反応を起こす前に重水素-三重水素の混合気体を燃料とした燃料球を高密度に圧縮すれば（爆縮という）少ないレーザーエネルギーで高い利得が可能になることを示した²⁾。こうして爆縮の研究が開始された。

爆縮により達成された燃料の密度を ρ (g/cm³)、温度を T (keV)、燃料プラズマの半径を R (cm)とすると、必要とされるレーザーエネルギーは

$$E_L(J) = \frac{1}{\eta_c} \cdot 10.6 \times 10^9 \cdot \frac{(\rho R)^3 \cdot T}{(\rho/\rho_s)^2 (1 - \alpha \cdot (\xi/R_0))^3} \quad (1-1)$$

で評価できる³⁾。ここで、 η_c はレーザーエネルギーに対する燃料プラズマへのエネルギー結合効率、 ρ_s は固体密度、 α は半径圧縮率、 R_0 は燃料球の初期径、 ξ は最大圧縮時の燃料プラズマの歪量を表す。この式によると、圧縮により密度を高くすれば必要とされるレーザーエネルギーが密度の2乗に反比例して低減することがわかる。しかしながら、必要とされるレーザーエネルギー E_L は爆縮の不均一性(ξ/R)の関数でもある。図1-1は、(ξ/R)に対する($\eta_c \cdot E_L$)の関係を、 ρ/ρ_s が1000、 $(\rho R)^3 \cdot T$ が0.5の場合について示す。例えば、均一性が4%から2%へ向上するだけで必要とされるレーザーエネルギーが三十分の一になる。これは、少量のレーザーエネルギーによる高利得達成に対し、爆縮の均一性が重要な要因であることを示す。燃料球を直接レーザーで照射する直接駆動型爆縮では、照射するレーザービームが有限の本数なので、ビームの数に対応するモードの不均一性は最後まで残ると考えられる⁴⁾。これに対し、図1-2に示す間接駆動型爆縮⁵⁾では、レーザー光を一旦燃料球の外側に設けたキャビティに照射し、そこで発生した軟



$$(\rho R)^3_{\text{eff}} T_k = 0.5$$

$$\rho / \rho_s = 1,000$$

図1-1 爆縮の均一性に対する、点火に必要なエネルギー。均一性の向上に伴い、点火エネルギーは低減する。

X線で爆縮を起こさせる。この場合キャビティー内壁と燃料球の間が真空なので、燃料球に関しては直接駆動型爆縮で問題になるようなパラメトリック過程によるプラズマ不安定性の成長が起こらない。また、レーザービームの空間的強度分布が不均一で、キャビティー内壁で発生したX線の強度にむらが生じてても、照射される燃料球が離れているので燃料球上の強度分布は滑らかになる。間接駆動型爆縮ではこのような幾何学的緩和効果^{6), 7)}が期待でき、均一照射という観点からみれば将来有望な爆縮方式といえる。間接駆動型爆縮を実現するためには、レーザーエネルギーを軟X線エネルギーに変換するキャビティーやX線により爆縮される燃料球の構造や形状を最適化することが重要である。このためにはレーザーから軟X線へのエネルギー変換率の高い高Z物質についてX線放射の発生機構や放射スペクトル⁸⁾、高Z物質への放射輸送⁹⁾などを解明するとともに、キャビティー構造に伴う放射閉じ込めを研究し¹⁰⁾、燃料球に対する均一照射を実現することが重要である。また、キャビティー内に放出される軟X線と燃料球を構成する低Z物質との相互作用¹²⁾及び低Z物質中の放射輸送¹³⁾、そして爆縮運動のための加速などを研究し、放射駆動に最適な燃料球を実現することが必要である。このような見地から、著者は主として前者、すなわち高Z物質で発生した放射に関しX線計測法の開発を行うとともに、高Z物質である金で構成されたキャビティー内での軟X線放射特性や放射閉じ込めについて研究を行った。

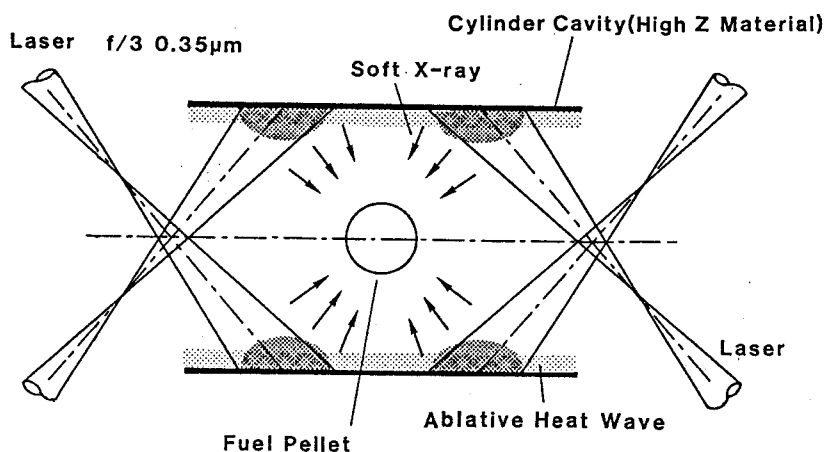


図1-2 間接駆動型爆縮

第2章では、高密度プラズマからの輻射を、特に高Zプラズマを対象として、その取扱について論じる。第3章では、間接駆動型爆縮において必要となるX線診断について述べる。間接駆動型爆縮では直接駆動型と異なり燃料球の温度が比較的 low (数百電子ボルト)、自発光の観測による爆縮ダイナミクスの診断が不可能である。このためX線バックライティングによる観測が不可欠であり、ここではX線バックライト光源の発光特性について実験結果を示す。また、キャビティーで発生するプラズマの診断では、軟X線の時間分解絶対量測光が必要となる。ここでは軟X線分光ストリークカメラの絶対感度校正について述べる。第4章、第5章では、金キャビティーからの輻射特性について述べる。まず第4章では、レーザーで加熱された金薄膜の前面及び後面への輻射について、実験結果と1次元のシミュレーション結果との比較を行い、金プラズマの輻射特性を明らかにする。第5章では、キャビティー輻射について論じる。特にキャビティーを閉殻構造にすると、輻射の閉じ込めが起こり、キャビティー内の輻射強度の増倍が期待される。ここではその実験的検証を行い、輻射閉じ込めの可能性を明らかにする。また、キャビティーで発生する輻射の解明にはX線で加熱された高Z物質におけるX線発生、すなわち再輻射X線の発生の研究が重要である。ここでは特に間接駆動型爆縮ターゲットの設計で重要となる再輻射X線の時間変化について、モデルの作成、及び実験結果との比較を行う。第6章では、激光XII号を用いた間接駆動型爆縮実験について述べる。特に、シリンダーキャビティーを用いた爆縮では、爆縮均一性の制御について述べ、均一爆縮の可能性を示す。

第一章の参考文献

- 1) N.G.Basov, P.G.Kriukov, Y.V.Senatsky and S.V.Tchekalin: IEEE J.Quantum Electron. QE-4 (1968) 868.
- 2) J.H.Nuckolls, L.Wood, A.Thiessen and G.Zimmerman: Nature 239 (1972) 139.
- 3) レーザー核融合臨界プラズマ実験計画「金剛計画」検討報告書 昭和62年 6月
(大阪大学レーザー核融合研究センター)
- 4) S.Skupsky and K.Lee: J.Appl.Phys. 54 (1983) 3662.
- 5) J.H.Nuckolls: 1981 Laser Program Annual Report, Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, Calif., UCRL-50021 (1982) p.3-1.
- 6) T.Mochizuki, S.Sakabe and C.Yamanaka: Jpn.J.Appl.Phys. 25 (1983) 124.
- 7) M.Murakami and K.Nishihara: Jpn.J.Appl.Phys. 25 (1986) 242.
- 8) T.Mochizuki, T.Yabe, K.Okada, M.Hamada, N.Ikeda, S.Kiyokawa and C.Yamanaka: Phys.Rev.A 33 (1986) 525.
- 9) R.Pakula and R.Sigel: Phys.Fluids 28 (1985) 232.
- 10) R.Sigel, R.Pakula, S.Sakabe and G.D.Tsakiris: Phys.Rev.A 38 (1988) 5779.
- 11) T.Mochizuki, K.Mima, N.Ikeda, R.Kodama, H.Shiraga, K.A.Tanaka and C.Yamanaka: Phys.Rev.A 36 (1987) 3279.
- 12) T.Endo, H.Shiraga, K.Shihoyama and Y.Kato: Phys.Rev.Lett. 60 (1988) 1022.

第2章 高密度プラズマからの輻射

2.1 はじめに

間接駆動型爆縮では軟X線をドライバーとして燃料球を爆縮させる。この軟X線はキャビティー内壁で発生する高温、高密度のプラズマから放出される。一方、間接駆動型爆縮では爆縮プラズマの温度が低く、直接駆動型で行われるような自発光観測による爆縮ダイナミクスの測定が困難である。このためX線バックライティングによる観測が重要となる¹⁾。X線バックライティングにはレーザー生成プラズマが放出する高エネルギーX線が使用できる。このように、レーザーで生成されたプラズマが放出する輻射の特性を理解することは、間接駆動型爆縮の最適化を図るにあたり非常に重要である。この章では、レーザー生成プラズマからの輻射放出のメカニズムについて述べる。

2.2 輻射の輸送方程式

プラズマから放出される輻射は、プラズマ中の原子によるX線の吸収及び再放出を反映したものである。プラズマ中の輻射の吸収及び再放出は（輻射輸送という）、次に示す輻射の輸送方程式で記述できる^{2), 3)}。

$$\frac{1}{c} \left(\frac{\partial I_\nu}{\partial t} + c \cdot \Omega \cdot \nabla I_\nu \right) = \epsilon_\nu \cdot \left(1 + \frac{c^2}{2h\nu^3} \cdot I_\nu \right) - \kappa_\nu \cdot I_\nu \quad (2-2-1)$$

ここで I_ν はある点を通過する輻射のエネルギー流束を表し、 ϵ_ν はプラズマを構成する原子の輻射能（Source Function）を意味する。また、 c は光速、 h はプランク定数、 ν は光子の振動数を表し、 Ω は視線方向を表す単位ベクトルを意味する。また、 κ_ν はプラズマの吸収係数を表す。誘導放出の効果を入れた吸収係数を κ_ν とすると、定常状態において上式は、

$$\frac{\partial I_\nu}{\partial x} = \kappa_\nu \cdot (\epsilon_\nu - I_\nu) \quad (2-2-2)$$

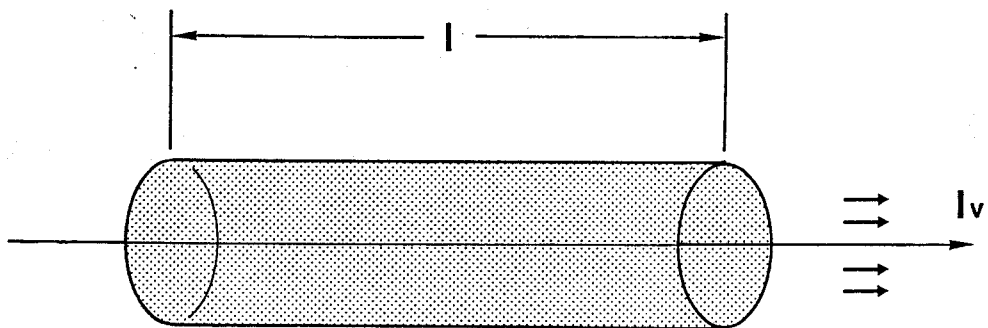
と書ける。 κ_ν や ϵ_ν は各点でのプラズマの温度、密度により決定される。

例として、図2-2-1に示すような空間的に均一で（温度、密度が一定）スケール長が Ω のプラズマから放出される輻射を考える。(2-2-2)式は、簡単に積分されて、

$$I_\nu = \epsilon_\nu \cdot (1 - \exp(-\kappa_\nu \cdot l)) \quad (2-2-3)$$

となる。

プラズマの状態をそのプラズマが放つ輻射特性で大きく二つに分けると、光学的に厚いプラズマと光学的に薄いプラズマとに2分することができる。光学的に厚いプラズマは、(2-2-3)式において $\kappa_\nu l > 1$ の場合で、その極限では I_ν は ϵ_ν にほぼ等しくなり、プラズマ自身の吸収特性やスケール長とは無関係なプラズマの輻射能だけに依存するスペクトルになる。これに対し光学的に薄いプラズマは、 $\kappa_\nu l < 1$ の場合で、その極限ではプラズマの輻射能、吸収係数及びスケール長の積が放出される輻射の強度を与える。一般に光学的に厚いプラズマは吸収率が高いので比較的低温で且つ高密度である。この場合、輻射する原子の励起及び脱励起は電子衝突による過程が支配的となりプラズマが局所熱平衡状態 (LTE)³⁾ にあるとみなせる。従って、輻射放出に寄与するエネルギー準位にある原子数の比は、電子温度で代表される Maxwell-Boltzmann 統計で与えられる。つまりプラズマの輻射能は Planck 分布で与えられることになり、光学的に十分厚いプラズマが放出する輻射は黒体輻射になる。これに対し光学的に薄いプラズマは吸収が少ないので一般に高温で且つ低密度である。この場合、原子の励起は電子衝突によるが、低密度であるためその



N, T: Constant

$$I_\nu = \epsilon_\nu(N, T) \cdot [1 - \exp(-\kappa_\nu(N, T) \cdot l)]$$

図 2-2-1 均一プラズマ中の輻射輸送

脱励起は輻射放出を伴う過程が支配的となる。このようなプラズマはコロナ平衡状態 (C E) ³⁾ にあるといわれ、輻射過程に寄与する原子のうち基底状態にある原子の数が励起状態の原子の数に比べ十分多くなるため、輻射能はそれらの原子数比で与えられる。プラズマの吸収率は自然放出係数等を用いて表現できる³⁾ ので、放出される輻射の強度は

$$I_{\nu} = \frac{h\nu}{4\pi} \cdot N_U \cdot A_{UL} \cdot \psi_{\nu} \cdot I \quad (2-2-4)$$

で与えられる。ここで添え字の” U” 及び” L” は各々上準位及び下準位を表し、N は原子の密度、 ψ_{ν} は線スペクトルの形状関数を表す。

間接駆動型爆縮におけるキャビティの輻射は光学的に厚いプラズマからの輻射に相当し、X線バックライト源の輻射は光学的に薄いプラズマのからの輻射に相当する。

2. 3 高Zプラズマからの輻射

前節で示したように、プラズマが放出するX線はプラズマの輻射能、吸収係数及びスケール長により評価できる。輻射能と吸収係数はプラズマの温度と密度により決定される。すなわち、与えられた温度、密度に応じてプラズマを構成するイオンの分布が決り、それぞれのイオンからの輻射の重ね合わせが輻射能を与え、それぞれのイオンによる吸収の重ね合わせが吸収係数を与える。比較的低Zのプラズマを考えた場合、イオン化が十分進むと考えられるので、プラズマを構成するイオンの種類が少なく、イオン分布を含めた輻射輸送の厳密な取扱はある程度可能であるが、金のような高Zプラズマの場合は、プラズマを構成するイオンの種類が非常に多くなり、そのような輻射輸送の取扱はきわめて困難になる。従って、間接駆動型爆縮において燃料球を照射するキャビティ輻射の最適化を目的とする場合、輻射評価の計算の煩雑さを避けるためにも、高Zプラズマ中の輻射輸送を簡略化した形で扱うことが重要となる。この節では、高Zプラズマにおける輻射輸送を取り扱う近似法として局所熱平衡平均イオンモデル^{4), 5)} について述べ、それを用いた吸収係数の評価を行う。

2. 3. 1 平均イオンモデル

図2-3-1に平均イオンモデルの模式を示す。図に示すように、束縛電子の数

や状態の異なる3種類のイオン（計4つ）からなるプラズマを想定する。実際に示されるプラズマの吸収及び放出は、それぞれのイオンの寄与の重ね合わせになる。ところが、平均イオンモデルでは、1つの種類の仮想的な平均イオンを想定し、そのイオンについてだけ、輻射の吸収及び放出を考える。平均イオンとは、各軌道の束縛電子の個数が、実際のイオンの平均値として与えられるようなイオンを想像すればよい。厳密には、与えられた温度、密度下で平均イオンに対するレート方程式を解くことにより、平均イオンの電子軌道の占有率が求められる⁴⁾。間接駆動型爆縮におけるキャビティ輻射を対象とした場合、輻射プラズマは比較的低温高密度であり局所熱平衡状態にある⁵⁾。この場合、各軌道の電子占有数 P_n は、Thomas-Fermi統計に従うと考えられ、

$$P_n = \frac{2n^2 d_n}{1 + \left(\frac{317 \cdot A}{\rho \cdot Z_0}\right) \cdot T^{3/2} \cdot \exp\left(\frac{E_n}{T}\right)} \quad (2-3-1)$$

で与えられる。ここで、 A は質量数、 ρ はプラズマ密度(g/cm^3)、 T は電子温度(keV)、 Z_0 はイオンの価数

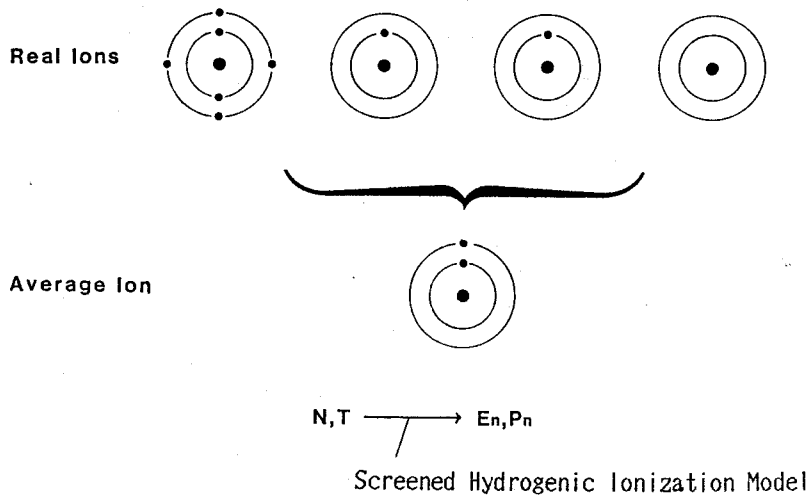


図2-3-1 平均イオンモデル

$$Z_0 = Z - \sum_n P_n \quad (2-3-2)$$

また、 E_n は主量子数 n の軌道（第 n 軌道）のエネルギー準位であり、高密度プラズマ中では、自由電子によるポテンシャルの低下 ΔE_n が起こるので、

$$E_n = -13.6 \times 10^{-3} \cdot \left(\frac{Z_n}{n}\right)^2 + \Delta E_n \quad (\text{keV}) \quad (2-3-3)$$

と表せる。ここで Z_n は第 n 軌道が原子核から及ぼされる電荷量で、Screened Hydrogenic Ionization Model⁴⁾を用いて

$$Z_n = Z - \sum_{m \neq n} P_m \sigma_{nm} - P_n \sigma_{nm} \cdot \left(1 - \frac{1}{2n^2}\right) \quad (2-3-4)$$

と表せる。 σ_{nm} は、第 n 軌道に対する第 m 軌道の電子による遮蔽効果の程度を表し、遮蔽定数と呼ばれる。また、 d_n は高密度化による圧力電離の影響を表し、

$$d_n = \frac{1}{1 + \left(3 \cdot \frac{R_n^0}{R_0}\right)} \quad (2-3-5)$$

で与えられる。ここで R_n^0 は

$$R_n^0 = 0.529 \times 10^{-8} \cdot \frac{n^2}{Z_n} \quad (2-3-6)$$

であり、第 n 軌道の半径に相当する量を与える。 R_0 はイオン球半径で

$$R_0 = \left(\frac{3}{4\pi N_i}\right)^{1/3} \quad (2-3-7)$$

である。また、 ΔE_n (keV)は

$$\Delta E_n = 9.805 \times 10^{-3} \cdot Z_0 \left\{ 3.6 \cdot \left(\frac{\rho}{A}\right)^{1/3} - 0.13 \cdot \left(7 + \frac{5}{n^2}\right) \cdot \left(\frac{\rho}{A}\right) \right\} \quad (2-3-8)$$

で与えられる。

プラズマの温度、密度がわかれば、(2-3-1)式-(2-3-8)式がすべて成立するように、軌道の電子占有数 P_n 及びエネルギー準位 E_n の値を自己矛盾のないように算出する。このようにして、与えられた温度、密度における平均イオンの原子構造が決定できる。

2.3.2 吸収係数

プラズマを構成する原子の構造が評価できればプラズマの輻射能及び吸収係数が決まり、さらにプラズマのスケール長を与えれば輻射スペクトルが評価できる。前小節で示した局所熱平衡プラズマの場合、その輻射能は Planck分布で与えられる。従って、吸収係数がわかればプラズマが放出する輻射のスペクトルが算出できる。本小節ではプラズマの吸収係数の評価を行う。

プラズマの吸収は、次のような3つの過程からなる^{2), 5)}。1つは、束縛準位にある電子がさらに上の束縛準位に遷位するとき起こる bound-bound 過程 (b-b過程: κ^{bb}_ν)、束縛準位にある電子が自由電子になるときに起こる bound-free 過程 (b-f過程: κ^{bf}_ν)、そして逆制動輻射による free-free 過程 (f-f過程: κ^{ff}_ν) である⁵⁾。

吸収係数の評価式をそれぞれの過程からの寄与を含めた形で表すと以下のようになる⁵⁾。

$$\kappa_\nu = \kappa^{bb}_\nu + \kappa^{bf}_\nu + \kappa^{ff}_\nu \quad (2-3-9)$$

$$\kappa^{bf}_\nu = \sum_n \kappa^{bf}_{\nu n} \quad (2-3-10)$$

$$\kappa^{bb}_\nu = \sum_{m \neq n} \kappa^{bb}_{\nu mn} \quad (2-3-11)$$

$$\kappa^{ff}_\nu = 4.1 \times 10^{-18} \cdot \frac{Z_0 \cdot N_1 (\text{cm}^{-3})}{[T(\text{J})]^{7/2}} \cdot \left(\frac{h\nu}{T} \right) \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2-3-12)$$

$$\kappa^{bf}_{\nu n} = \begin{cases} 7.9 \times 10^{-18} \cdot \frac{n}{Z_n} \cdot N_1 (\text{cm}^{-3}) \cdot P_n & (h\nu > |E_n|) \\ 0.0 & (h\nu < |E_n|) \end{cases} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2-3-13)$$

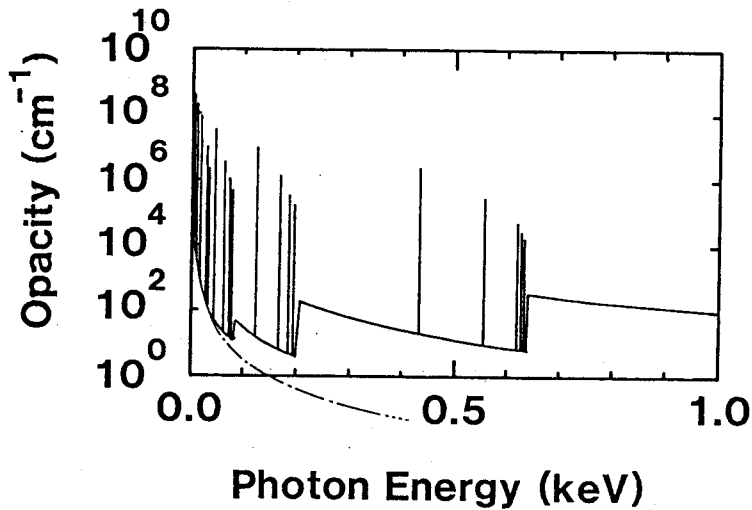


図2-3-2 局所熱平衡平均イオンモデルによる、温度 50 eV、密度 0.1 g/cm³ の金プラズマの吸収係数

$$\kappa^{b,b}_{\nu mn} = 1.1 \times 10^{-19} \cdot F_{mn} \cdot P_m \cdot \left[1 - \frac{P_n}{2n^2} \right] \cdot N_i (\text{cm}^{-3}) \cdot \psi_{\nu mn} \quad (\text{cm}^{-1}) \quad (2-3-14)$$

これらの評価式を用いて、密度が 0.1 g/cc、温度が 50 eV の金プラズマの吸収係数を計算した。計算結果を図 2-3-2 に示す。櫛の目状の構造が b-b 過程による吸収を、また階段状の構造が b-f 過程による吸収を意味する。一点鎖線は f-f 過程を表す。f-f 過程の吸収係数は b-f 過程及び b-b 過程の吸収に比べ極めて小さいことがわかる。これは金プラズマの吸収過程が b-b 過程と b-f 過程によって支配されていることを意味する。

2.4 高密度効果

前節でも既に触れたように、プラズマの密度が高くなると原子のポテンシャルの低下が生じる⁶⁾。このポテンシャルの低下はプラズマの密度の評価にも利用できる⁷⁾。この他にも、プラズマが高密度になると、Stark効果による線スペクトルの広がりやサテライト線スペクトルの発生等が生じる。この節ではプラズマ中のイオン周辺のポテンシャルについて述べ、特にプラズマの高密度化にともなう線スペクトルのエネルギーシフトについ

て記す。

希薄なプラズマ中では、イオンのまわりのポテンシャルは Debye-Hückelポテンシャルで与えられる。イオンの Debye長 D は

$$\frac{1}{D^2} = \frac{4\pi e^2}{kT} \cdot \sum_i (Z_i^2 + Z_i) \cdot n_i \quad (2-4-1)$$

で与えられる。 n_i は平均イオン密度で、 Z_i はイオンの電荷量を表す。この Debye長を用いると、Debye-Hückelポテンシャルは

$$\phi_i(r) = - \frac{Z_i e}{r} \cdot \exp\left(-\frac{r}{D}\right) \quad (2-4-2)$$

と書ける。平均イオン間距離が Debye長に比べて十分長ければ、1つのイオンが他のイオンに与える電氣的影響がなくなり、いわゆる Debye遮蔽が起こる。これに対し、プラズマの密度が高くなり、プラズマ中の平均イオン間距離が短くなって、イオン同士のクーロン相互作用エネルギーがイオンの運動エネルギーよりも大きくなった場合、イオンのまわりのポテンシャルはイオン球モデルにより記述できる。イオン球モデルによるイオン周辺のポテンシャルは、

$$\phi_i(r) = -\frac{A}{r} + B + \frac{1}{6 \cdot (Z^* + 1)} \cdot \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \quad (2-4-3)$$

と書ける。但し、 A と B は境界条件により決まる定数で、 $Z^* = \langle Z^2 \rangle / \langle Z \rangle$ である。Stewartと Pyattは原子核からの距離が Debye長より遠い領域において成立する Debye-Hückelポテンシャルと原子核近傍において成立するイオン球モデルのポテンシャルを内挿し、広範囲にわたって成立する解析解を示した⁶⁾。特に水素様イオンのまわりのポテンシャルは

$$\phi_i(r) = -\frac{Z_{nu} e}{r} + \frac{(Z_{nu}-1)}{2R_0} \cdot \left\{ 3 \cdot K - \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \right\} \quad (2-4-4)$$

$$K = \left(1 + \left(\frac{D}{R_0}\right)^3 \right)^{2/3} - \left(\frac{D}{R_0}\right)^2$$

で示される。ここで Z_{nu} は原子核電荷、 R_0 はイオン球半径を表す。水素様イオンの波動関数を用いて、主量子数 n 、軌道角運動量 l の電子のエネルギー準位の摂動を計算すると、

$$\Delta E_{n1} = \left[3K \cdot (Z_{nu}-1) \cdot \frac{a_0}{R_0} - \frac{n^2(5n^2-3l(l+1)+1) \cdot (Z_{nu}-1)}{2 \cdot Z_{nu}} \cdot \left(\frac{a_0}{R_0} \right) \right] \cdot \frac{e^2}{2a_0} \quad (2-4-5)$$

となる。このため、電子密度 n_e (1/cc) のプラズマからの Lyman 系列のエネルギーシフトは

$$\frac{\Delta E_{1s-np}}{E_{1s-np}} = -\frac{2}{3} \cdot \pi a_0^3 \cdot (5n^4 - 5n^2 - 6) \cdot \frac{n^2}{n^2-1} \cdot \frac{n_e}{Z_{nu}^4} \quad (2-4-6)$$

で与えられる。この線スペクトルのエネルギーシフトは高密度プラズマの電子密度計測に応用できる。これについては次章で詳しく述べる。

2.5 まとめ

間接駆動型爆縮による均一爆縮を実現するには、レーザー生成プラズマの輻射過程を理解することが重要である。この章では、高密度プラズマから放出される輻射のメカニズムについて述べた。まとめると次のようになる。

- (1) プラズマから放出される輻射は、輻射の輸送方程式によって理解できる。
- (2) プラズマはその輻射特性から光学的に厚いプラズマと薄いプラズマに大別できる。
- (3) 金のような高 Z 物質のプラズマに対しては、局所熱平衡平均イオンモデルを用いてその輻射特性を評価することができる。
- (4) プラズマが超高密度化すると束縛電子のエネルギー準位が変化し線スペクトルのエネルギーシフトが生じる。このエネルギーシフトは高密度プラズマの電子密度計測に応用できると考えられる。

第2章の参考文献

- 1) C.Yamanaka, K.Mima, S.Nakai, T.Yamanaka, Y.Izawa, Y.Kato, K.Nishihara, T.Mochizuki, M.Yamanaka, M.Nakatsuka, T.Sasaki, T.Yabe, K.Yoshida, H.Azechi, H.Nishimura, T.Norimatsu, S.Ido, M.Miyanaga, H.Niki, E.Fujiwara, H.Shiraga, M.Nakai, H.Takabe, T.Jitsuno, K.Tanaka, M.Takagi and A.Nishiguchi, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1986, Proceeding of the 11th International Conference, Kyoto, Nuclear Fusion, Supplement, 1987, edited by IAEA in Austria, Vol.3, p.33.
- 2) Ya.B.Zel'dovich and Yu.P.Raizer: Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic Press, New York and London, 1966).
- 3) Griem: Plasma Spectroscopy (McGraw-Hill, New York, 1964).
- 4) W.A.Lokke and W.H.Gradberger: Lawrence Livermore Laboratory Report No. UCRL-52276, 1977 (unpublished).
- 5) G.D.Tsakiris and K.Eidman: J.Quant.Spectrosc.Radiat.Transfer 38 (1987) 353.
- 6) J.C.Stewart and K.D.Pyatt: Astrophys.J. 144 (1966) 1203.
- 7) S.Skupsky: Phys.Rev.A 21 (1980) 1316.
- 8) C.DeMichelis and M.Mattiot: Nucl.Fusion 21 (1981) 677.

第3章 間接駆動型爆縮における プラズマのX線診断

3.1 はじめに

直接駆動型爆縮の実験では、核反応粒子計測、硬X線スペクトル計測等による爆縮コアパラメータの評価、爆縮プラズマの自発光観測による爆縮ダイナミクス及び爆縮イメージの診断等がなされる¹⁾。特に自発光観測による爆縮ダイナミクスの測定は、直接駆動型の爆縮プラズマが高温であるため可能である。これに対し、間接駆動型爆縮では、軟X線で爆縮を起こすので、爆縮プラズマの温度が低く、そのようなイメージングが困難になる。従って、レーザー生成プラズマの放つ高エネルギーX線を利用したX線バックライティングによる爆縮ダイナミクスの測定が重要となる²⁾。一方、間接駆動型爆縮におけるキャビティー輻射の最適化には、軟X線スペクトルの絶対量測光が必要である。

この章では、間接駆動型爆縮におけるプラズマのX線診断に関し、特に爆縮プラズマの診断、及びキャビティー輻射の診断について述べる。爆縮プラズマの診断では、X線バックライト計測と、高波長分解能のX線分光計測による爆縮速度及び爆縮コアの電子密度計測について述べる。X線バックライト計測法の開発ためには、X線バックライト源の発光特性の解明、及びバックライト観測に応じたX線画像検出器の開発が必要である。著者は特に前者に関し、ガラスレーザーの3倍高調波光（波長 351 nm）に対するX線変換率の測定及び、点X線源の発光特性の評価を行った。また、軟X線の時間分解絶対量測光には、一般にX線ダイオード（XRD）や、高速応答の半導体検出器が用いられるが、XRDを用いて軟X線スペクトルを求めるには、軟X線フィルターとXRDを組み合わせた多チャンネルXRDアレイを用い、その出力信号からX線スペクトルを再構成する必要がある。著者は、従来のロスフィルター法に変わり、出力信号の全てを考慮してスペクトルを再構成する、XRDの分光感度行列を用いたスペクトルの再構成法を考案した。また、間接駆動型爆縮の時間スケールを考慮すれば、軟X線分光ストリークカメラを絶対感度校正することが最も望ましい。キャビティー輻射の診断では、こうした軟X線スペクトルの絶対量測光について述べる。

3.2 爆縮プラズマの診断

3.2.1 高輝度X線バックライト光の発生³⁾

間接駆動型爆縮では、レーザー光が燃料球を直接加熱しないので、硬X線の強い自発光が期待できない。このため、X線バックライト法による爆縮ダイナミクスの計測が必要である²⁾。この小節では、X線バックライト源の発光特性について述べる。

X線バックライティングには大きく分けて2通りの計測方法がある。1つは点X線バックライトで、もう一つは面状X線バックライトである。図3-2-1はその模式図である。点X線バックライトは得られたバックライト像に発光源の空間的な強度ムラが影響しないので、そういう点で面状X線バックライトよりも優れている⁴⁾。著者は、面状X線源と点状X線源に対して、波長 351 nmのレーザーからバックライトX線へのエネルギー変換率を実験的に調べた。特に点X線源については、従来型のマイクロワイヤターゲットの他に、プラスチック平板に微粒子を置いたマイクロドットターゲット^{5)、6)}について実験を行った。

激光X II号の1ビームを、エネルギーが 100-220 J、パルス幅 0.13及び 0.73

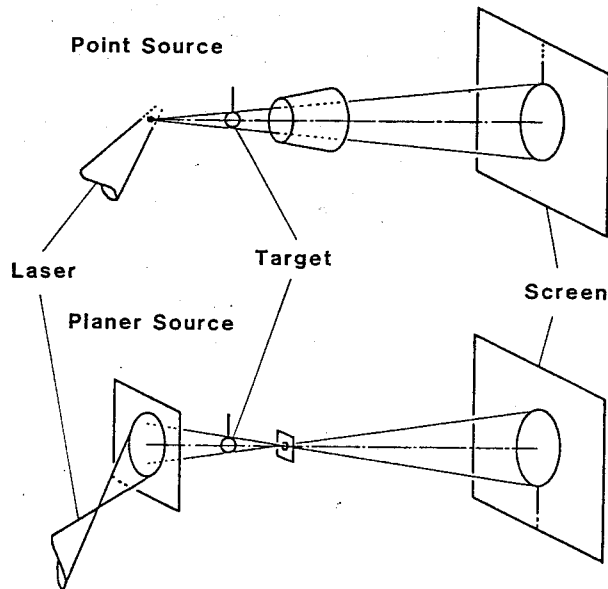


図3-2-1 X線バックライティングによる爆縮ダイナミクスの測定

nsで照射した。ターゲットは Mo、Ti、Niの3種類である。Moと Tiについては、点X線源としてマイクロワイヤーターゲットとマイクロドットターゲットを照射した。実験条件の詳細を表3-2-1に示す。図3-2-2に示すように平板ターゲットの照射実験では、レーザーの集光径をかえることにより照射強度依存性を調べた。平板ターゲットは、厚さ 0.1 mm、2 x 2 mm²のものを使用した。また、マイクロワイヤーはケミカルエッチングによる表面処理を施した直径 12 μmのものを使用した。マイクロドットは、マイラの板に、直径 15 μmの微粒子を置いたものを使用した。また、結晶分光器を用いてX線発光量の評価を行った。特に、使用した分光結晶 (PET、TIAP) の反射特性、及び検出器であるX線フィルム (Fuji MIFX) の絶対感度特性については、X線管で発生する様々な物質の特性X線を較正源とし、その積分反射率、及び絶対感度を調べた。図3-2-3に積分反射率の計測結果を示す。黒丸は PET、白丸は TIAPの計測結果で、破線は Darwin-Prinsモデルによる TIAPに対する計算結果である⁷⁾。波長 5-8 Å領域で、実験値はモデル計算による結果とよく一致している。四角は他の研究所で測られた TIAPの積分反射率である⁸⁾。また、図3-2-4 (a)、(b) に、各々の特性X線に対するX線フィルム (Fuji MIFX) の絶対感度の計測結果 (a)、及びそれらのデータをもとに Henkeの Thick-Emulsion Model⁹⁾ による分光感度の計算結果 (b) を示す。また、分光結晶とX線ストリークカメラを組み合わせたX線結晶ストリーク分光器を用いてX線の発光時間を評価した。

こうした計測器を用いてバックライトX線源の発光量を評価し、レーザーエネルギー

表3-2-1 実験条件

X-ray conversion efficiencies for Mo L-band lines, Ti K-lines and Ni K-lines.

Element	X-ray lines (keV)	Target	Pulse Duration (ps)	Energy (J)	Focal spot diam. (μm)	Intensity ($\times 10^{16}$ W/cm ²)	Conversion efficiency ($\times 10^{12}$ photons/J in 2π)	X-ray FWHM (ps)
Mo	2.3-2.6 (L-lines)	Wire	130	121	75	2.1	~0.07	98
		Particle on plate	130	151	75	2.6	0.68	134
		Plate	130	127	75	2.2	0.38	150
		Plate	130	110	200	0.27	6.4	150
		Plate	730	196	500	0.014	9.8	510
Ti	4.7-4.8 (K-lines)	Wire	130	104	75	1.8	<0.05 ^{**}	-
		Particle on plate	130	131	75	2.3	<0.05 ^{**}	-
		Plate	130	134	75	2.3	0.28	not measured
		Plate	130	155	75	2.7	0.13	156
		Plate	130	122	200	0.30	2.8	140
		Plate	130	132	200	0.31	2.3	130
		Plate	730	220	500	0.015	2.0	600
Ni	7.3-7.85 (K-lines)	Plate	130	161	75	2.8	<0.05 ^{**}	-
		Plate	130	130	200	0.32	1.1	160

** Below detectable level

ギーに対するエネルギー変換率を求めた。図3-2-5にX線エネルギーに対するX線変換率を示す。X線エネルギーが高くなるに従いX線変換率が急激に低下する。また、レーザーの照射強度を高くすると変換率が低下する。図3-2-6はTiターゲットのX線変換率を照射強度に対してプロットしたものである。他の研究所で行われた実験結果¹⁰⁾、¹¹⁾も含めて同時にプロットした。~10¹⁵ W/cm²で照射すれば、レーザーを最も有効に利用できることがわかる。点X線源については全体的に変換率が低くなるが、ドットターゲットはワイヤターゲットに比べ約十倍高いエネルギー変換率を示す。

ワイヤに対しドットが十倍高い変換率を示した理由について考える。図3-2-7に示すように、ワイヤの場合、空間的に等方に輻射を放出するプラズマが膨張するが、ドットターゲットの場合は、まわりにプラスチックプラズマが存在するため、膨張が1次元的になるように制限され、輻射を放出するプラズマの密度がワイヤに比べて大きくなる。また、このようなプラズマは光学的に薄いため、第2章の(2-2-4)式を用いてX線発光量が評価できる。(2-2-4)式をさらに詳しく書き直すと、プラズマの総輻射量 X_{bbv} は、

$$X_{bbv} \propto V \cdot \tau \cdot \psi_v \cdot \exp\left(\frac{E_x}{T}\right) \cdot \left(\frac{E_x^2}{Z^7}\right) \cdot \left(\frac{Z^2 E_H}{T}\right)^{1/2} \cdot n_e \cdot n_i \quad (3-2-1)$$

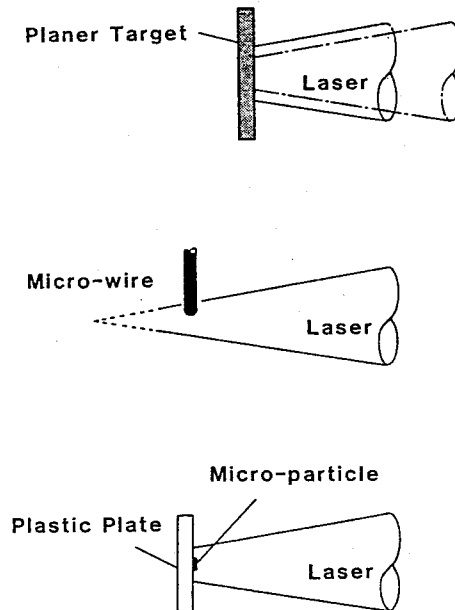


図3-2-2 レーザー照射の仕方とターゲット構造の概略図

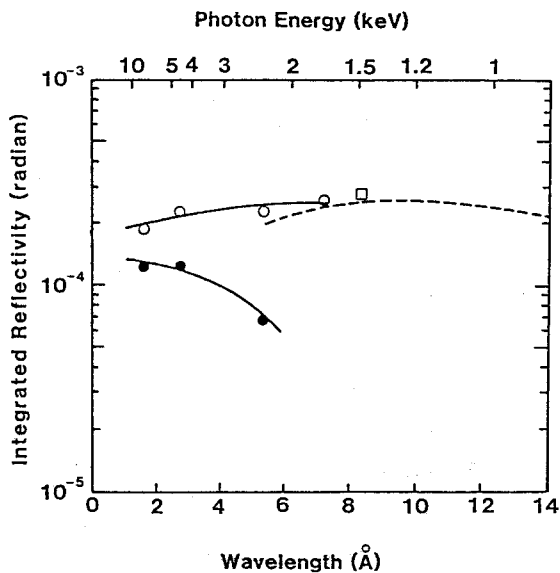
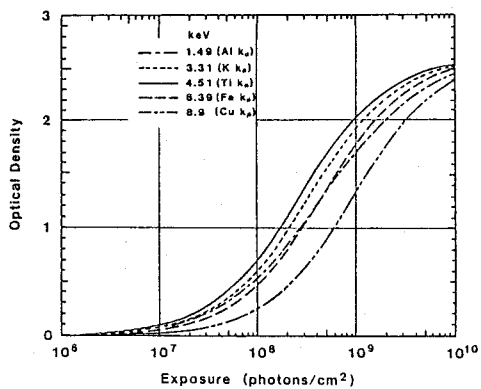
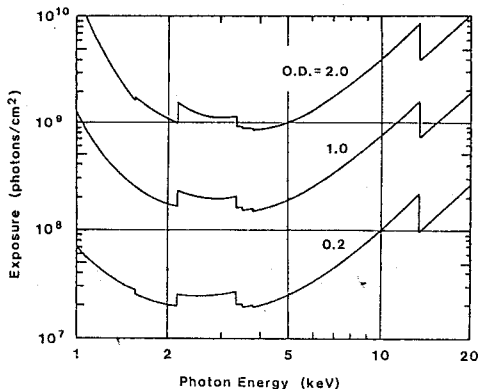


図3-2-3 結晶の積分反射率：● PET計測結果、○ TIAP計測結果、
□ D.M.Barrusの計算結果⁷⁾、… Darwin-Prins Model



(a) 各々の特性X線に対する
絶対感度の測定結果。



(b) Thick-Emulsion Modelによる
分光感度の計算結果。

図3-2-4 Fuji MIFXフィルムの感度特性

と表せる。ここで、 V は放射プラズマの体積、 τ はX線の発光時間、 E_x はX線エネルギー、 T はプラズマの電子温度、 Z はイオンの価数、 E_H は水素原子の基底状態のイオン化エネルギーで、 n_e 、 n_i は電子、イオンの数密度を表す。また、 ψ_ν は線スペクトルの形状関数である。この実験では、ワイヤとドットでレーザーの照射強度がほぼ同じなので、放射を放出するプラズマの温度が等しいと考えれば、イオン化状態もほぼ等しいと考えられるので、

$$X_{\text{dot}} \propto V \cdot \rho^2 \quad (3-2-2)$$

となる。図3-2-7のように、ドットターゲットの場合の放射プラズマはシリンダー状の形をしていると仮定できる。ここで、シリンダーの半径は初期の微粒子の半径 r に相当し、長さはプラズマの流体としての膨張速度 v_{ex} を用い $v_{ex} \tau$ であると評価できる。これに対しワイヤターゲットの場合、放射プラズマは厚さ $v_{ex} \tau$ の球殻であると仮定できる。ここで、球の半径は $(r + v_{ex} \tau)$ であり、 r はワイヤの半径に相当する。従って、両者の発光体積が評価でき、

$$V_{\text{dot}} = \pi r^2 \cdot v_{ex} \tau \quad (3-2-3)$$

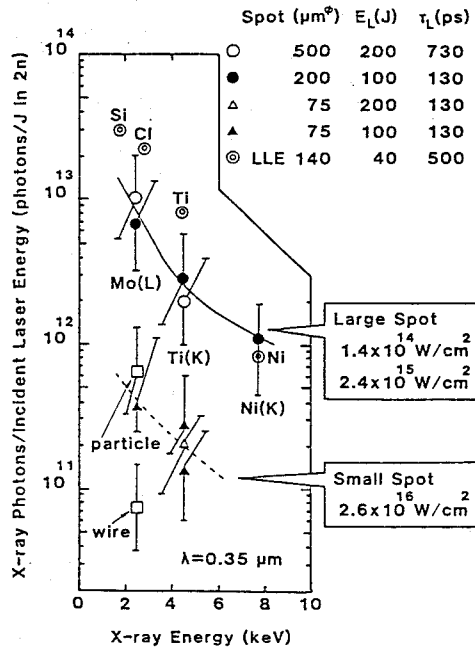


図3-2-5 バックライト X線への変換効率：X線エネルギー依存性

$$V_{\text{wire}} = \frac{4}{3} \pi \cdot \left[(v_{\text{ex}} \tau + r)^3 - r^3 \right] \quad (3-2-4)$$

と書ける。さらに、照射強度が同じであるため質量噴出率が等しいと仮定し、 \dot{m} と置けば、時刻 τ における輻射プラズマの全質量が評価でき、各々の場合の発光プラズマの密度は、

$$\rho_{\text{dot}} = \frac{\dot{m}}{V_{\text{ex}}} \quad (3-2-5)$$

$$\rho_{\text{wire}} = \frac{\dot{m}}{V_{\text{ex}}} \cdot \left[\left(\frac{v_{\text{ex}} \tau}{r} \right)^2 \cdot \frac{1}{3} + \left(\frac{v_{\text{ex}} \tau}{r} \right) + 1 \right] \quad (3-2-6)$$

と表せる。従って、総輻射量の比は

$$\frac{X_{\text{dot}}}{X_{\text{wire}}} = \frac{1}{4} \cdot \left[\frac{1}{3} \cdot \left(\frac{v_{\text{ex}} \tau}{r} \right)^2 + \left(\frac{v_{\text{ex}} \tau}{r} \right) + 1 \right] \quad (3-2-7)$$

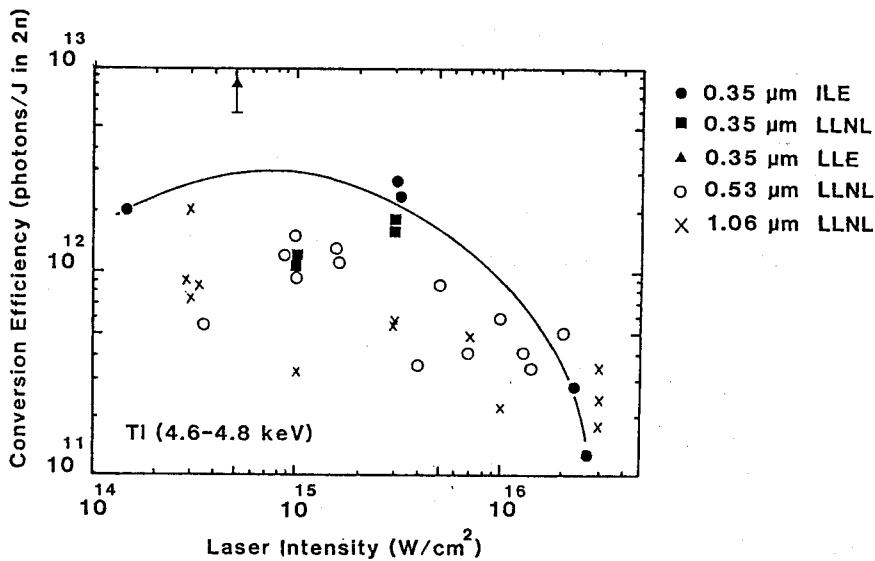


図3-2-6 バックライトX線への変換効率：Tiの K-line群に関する照射強度依存性

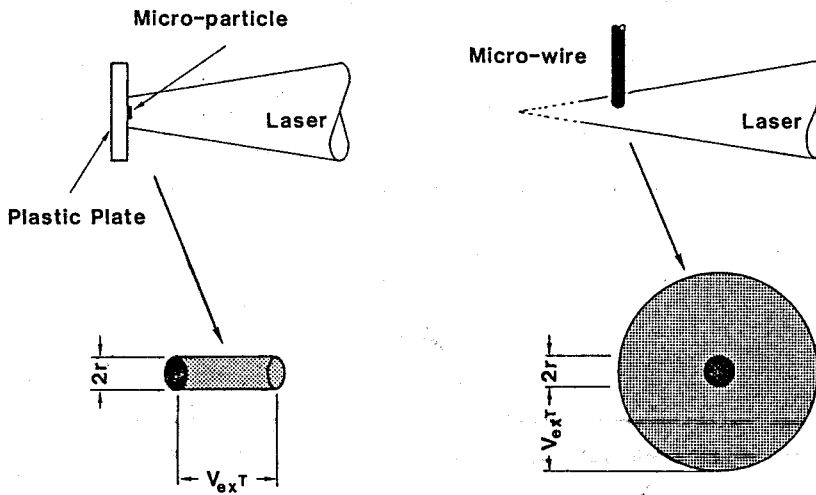


図3-2-7 マイクロワイヤーターゲットが、当方的に膨張するのに対し、マイクロドットターゲットの膨張は、まわりのプラスチックプラズマに抑制される。

と書ける。この式に、実験の照射強度 $2.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ から見積った $v_{ox} \sim 6.9 \times 10^7 \text{ cm/s}$ 、使用したターゲットの半径 $r \sim 7 \text{ } \mu\text{m}$ 、レーザーのパルス幅 $\tau \sim 130 \text{ ps}$ を代入すると、 $X_{\text{dot}}/X_{\text{wire}} = 11$ となる。これは実験結果と一致する。すなわち、ドットターゲットの場合、プラズマの膨張が1次元的になるように抑制され、輻射プラズマの密度が高くなり、ワイヤーターゲットより高い変換率を示すことを意味する。

3. 2. 2 線スペクトルの時間分解分光計測

爆縮プラズマが放出する輻射のスペクトルには、プラズマの密度、温度の情報が含まれている。ここでは特に、高波長分解能のX線分光計測による爆縮プラズマの電子密度計測及び爆縮速度計測について述べる。

激光XII号を用いた爆縮実験において、爆縮プラズマからの輻射スペクトルを高い波長分解能で時間分解計測できるように、図3-2-8に示すような実験配置を設けた。

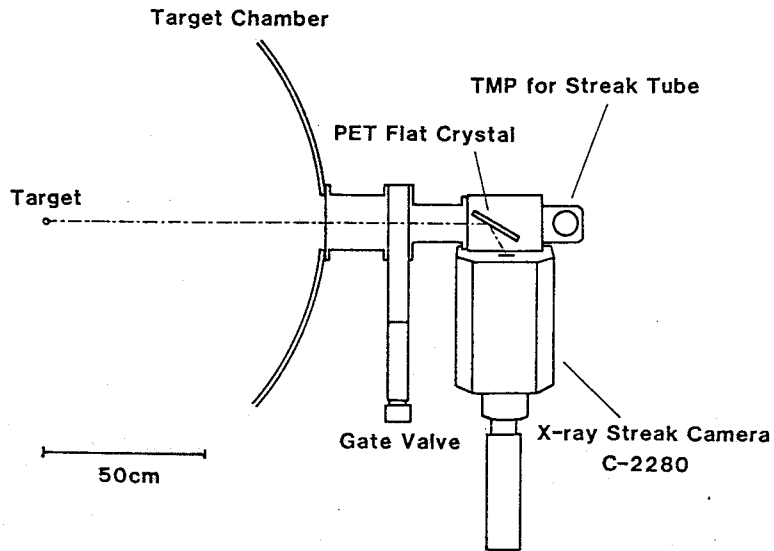


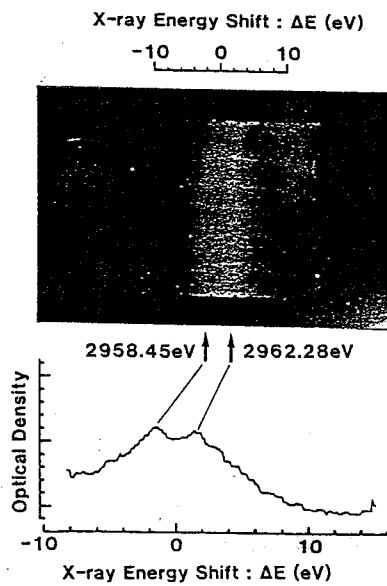
図3-2-8 塩素の Lyman α 線に対する時間分解分光計測の実験配置図
 このような実験配置により、 $\lambda/\Delta\lambda=1500$ が実現できる。

ターゲットから分光結晶までの距離を 1.4 mと長くとり、さらに平板結晶を用いて分光することにより高い波長分解能を実現した。実験では、PET結晶で塩素の Lyman α 線(2.96 keV)を分光し、 $\lambda/\Delta\lambda=1500$ を得た。このような条件下では、次のような2つの物理量の観測が可能になる。1つは爆縮コアにおける自由電子密度で、もう1つは爆縮セルの爆縮速度である。

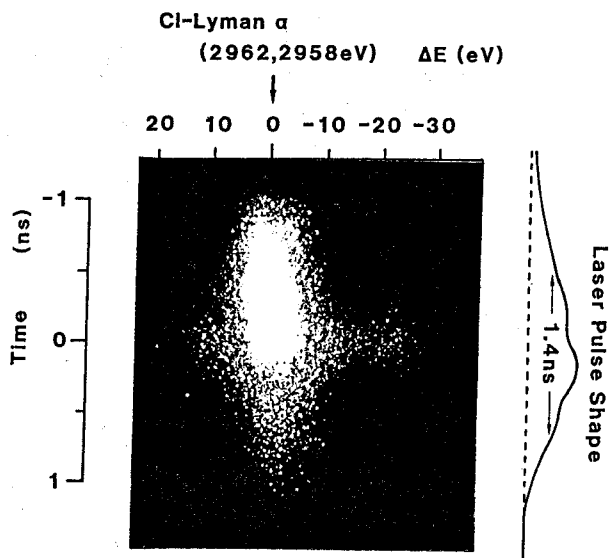
爆縮コアの電子密度については、1s-np遷移のエネルギーのシフト量に対する電子密度の依存性に関する第2章の2.4節の結果を用いて評価できる。自由電子密度 n_e 。プラズマにおける塩素の Lyman α 線のX線エネルギーのシフト ΔE に対して、

$$\frac{E}{\Delta E} = -3.7 \times 10^{27} \cdot \frac{1}{n_e} \quad (3-2-8)$$

が成立する。従って、 n_e が $2.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ 以上になれば、エネルギーシフト量が分解能



(a) 時間積分 X線分光像



(b) 時間分解 X線分光像

図3-2-9 塩素の Lyman α 線

を上回り観測可能になる。ここで、電子密度 $2.5 \times 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ は液体水素の電子密度の 9.3 倍に相当する。

また、線スペクトルのドップラーシフト計測により爆縮速度の測定が可能である。内球が爆縮する場合、高温、高密度の X 線放射領域が、爆縮運動するプッシュに追従し球心運動し、それによる X 線スペクトルのドップラーシフトが起こる。爆縮速度と光速の比が $v_{\text{imp}}/c \sim 10^{-3}$ 程度なので、図 3-2-8 の実験配置でそのような計測が可能になる。

実験では、塩素をレーザーとしてドープした、プラスチックシェルターゲット (CDTHCl: 直径 506 μm 、厚さ 8.83 μm) を用いた。レーザーは、激光 X II 号の 2 倍高調波光で、12 ビーム合計して 5.8 kJ を、パルス幅 1.4 ns で、ランダム位相板を通し、 $d/R=4$ の集光条件で照射した。ここで d はターゲット中心からのレーザーの集光位置を、 R はターゲット半径を表す。このときの分光像を図 3-2-9 (a)、(b) に示す。(a) は検出器として X 線フィルムを用いた場合で、Lyman α 線の超微細構造 ($1s_{1/2}-2p_{1/2}$: 2958.45 eV と $1s_{1/2}-2p_{3/2}$: 2962.28 eV) が分光されているのがわかる。(b) は X 線ストリークカメラ像で、時間が経つにつれて X 線エネルギーが低い方へシフトしている。このエネルギーシフトは爆縮途中で起こっているのでドップラーシフトと見なせる。ドップラーシフトと仮定して各時刻の X 線発光領域のスピードを算出し、シェルの運動を評価した。図 3-2-10 に、観測から求めた発光領域の位置と 1 次元のシミュレーションによる流

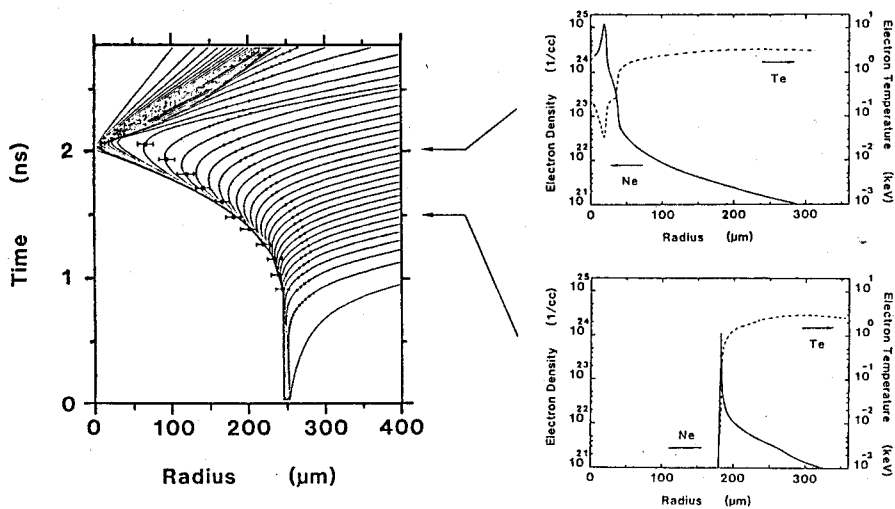


図 3-2-10 ドップラーシフト計測による爆縮ダイナミクスの観測結果とシミュレーション結果の比較

線図との比較を示す。両者はよく一致していることがわかる。流線図の右側に示したのは、矢印で示した時刻の、シミュレーションによる電子温度及び電子密度の空間プロファイルである。それによると、爆縮途中では電子密度が $\sim 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ 以下なので、高密度化によるエネルギーシフトの影響は無視できることがわかる。

高密度化によるエネルギーシフトを計測する場合、高密度化による爆縮プラズマのオパシティーの増大のため、観測対象とするX線が透過してこなくなる。従って、なるべく波長の短いX線を利用することが必要である。例えば、液体水素の百倍に圧縮されたプラスチックプラズマ 50 μm に対し、塩素の Lyman α 線の透過率は 10 %と評価できる。ゆえに、Lyman β 線を利用したり、別のトレーサー物質の発光を計測するという工夫が必要である。

3.3 キャビティープラズマの診断

間接駆動型爆縮の最適化には、キャビティーが放出する軟X線スペクトルの時間分解絶対量測光が必要である。このためには、軟X線分光ストリークカメラの絶対感度較正¹²⁾が必要である。その較正には、通常、絶対感度較正されたX線ダイオード (XRD)¹³⁾を標準として用いる。この節では、多チャンネルXRDアレイより得られた信号からX線スペクトルを再構成する方法と、絶対感度較正を含めた軟X線ストリークカメラシステムの較正について述べる。

3.3.1 多チャンネルX線ダイオードアレイ¹⁴⁾

軟X線スペクトルの絶対量測光には、X線ダイオードアレイ (XRD) が用いられる。図3-3-1にX線ダイオードの模式図を示す。X線ダイオードの分光感度特性は、軟X線フィルターの透過率とX線ダイオード自身の量子効率の波長依存性によって決定される。しかしながら図3-3-2に示すように、単一のエネルギーバンドに対してだけ感度を有するフィルターとダイオードの組合せは存在しない。このため、高エネルギー成分を取り除く必要がある。一般には、ロスフィルター法¹⁵⁾を用いて単一エネルギーバンドの輻射強度の絶対量を評価する。また、多層膜反射鏡を用いて取り除く方法もある¹⁶⁾。ロスフィルター法では、いわゆるロスフィルターの組合せに相当する2チャンネル分から単一エネルギーバンドの輻射強度を算出するが、実際にはそのようなフィルターの組合せの製

作が困難なので、XRDアレイの出力信号の全てを考慮してX線スペクトルを再構成することが必要である。これに対し、著者は分光感度行列を用いたスペクトルの再較正法を考案した。ここではそれについて述べる。

NチャンネルのX線ダイオードアレイを考える。第kチャンネルの出力値 I_k は第kチャンネルの分光感度 $X_k(\epsilon)$ と第kチャンネルへ入ってくるX線強度のスペクトル $g(\epsilon)$ によって、

$$I_k = \int X_k(\epsilon) \cdot g_k(\epsilon) d\epsilon \quad k = 1, 2, \dots, N \quad (3-3-1)$$

と表せる。 $X_k(\epsilon)$ は各チャンネルのフィルターやダイオードを構成する物質の分光感度特性によって決まるので、観測対象となる軟X線のエネルギー領域をいくつかの感度領域に分けて考える。ゆえに、X線スペクトルはそれぞれの領域で一定であると仮定し、次のような階段関数で表す。

$$g(\epsilon) = g_l \quad (\epsilon_l < \epsilon < \epsilon_{l+1}) \quad l = 1, 2, \dots, M \quad (3-3-2)$$

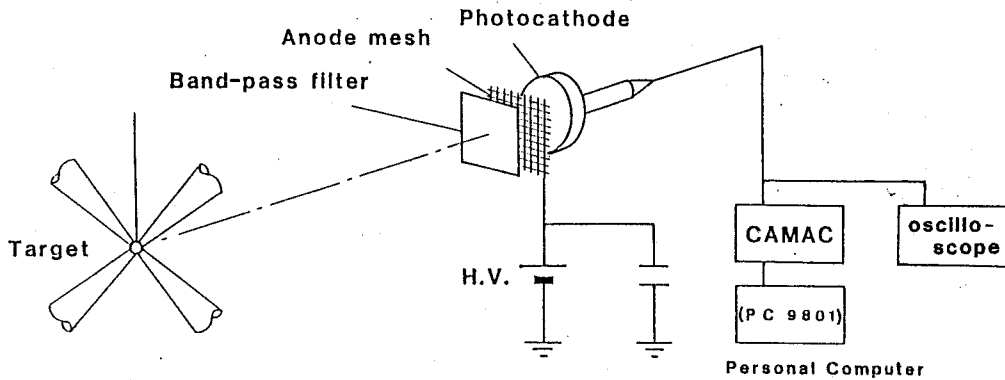


図3-3-1 X線ダイオード(XRD)の概略図

このため、(3-3-1)式は

$$I_k = \sum_1 a_{k1} \cdot g_1 \quad (3-3-3)$$

$$a_{k1} = \int_{\epsilon_1}^{\epsilon_{1+1}} X_k(\epsilon) d\epsilon \quad (3-3-4)$$

と表せる。成分が a_{k1} である $N \times M$ 行列 A を分光感度行列と呼ぶことにする。従って、 $I = (I_k)$ 、 $A = (a_{k1})$ 、 $g = (g_k)$ とすると、

$$I = A \cdot g \quad (3-3-5)$$

が成立する。ゆえに、X線スペクトル g_k は、 A の逆行列を計算することにより求められる。

ところが実際には、分光感度行列 A や出力値ベクトル I は、誤差やノイズによる不確定要因を含むので

$$I = A \cdot g + n \quad (3-3-6)$$

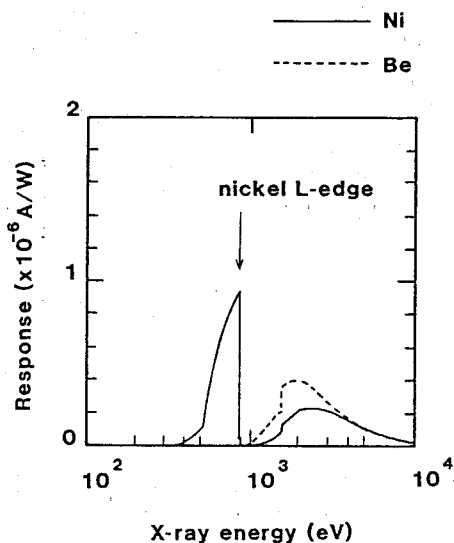


図3-3-2 Ni-Filterのチャンネルと、Be-Filterのチャンネルの分光感度

と書ける。nの各成分がゆらぎとして独立であると仮定すれば、強制収束法により

(3-3-6)式は解けて

$$g = {}^t A \cdot (A \cdot {}^t A + rE)^{-1} \cdot I \quad (3-3-7)$$

と表せる¹⁷⁾。ここで ${}^t A$ はAの転置行列であり、 r は $(\sigma_n / \sigma_g)^2$ で与えられる。 σ は標準偏差である。実験に使用したX線ダイオードの分光感度特性が評価どおりであり、得られた信号にノイズがなかったとすれば、 $r=0$ としてX線スペクトル g が求められる。ところが実際は、軟X線フィルターの膜厚評価のあいまいさや、特に金プラズマが放射する輻射スペクトルを対象とする場合、XRDが1 keV以上の高エネルギーX線の影響を受けるため、 $r > 0$ である。実際に、 r を大きくしていけば、 g の成分比は一定値に近づく(スペクトルの形が定まる)。しかし、 r を大きくとると、 $\|g\|$ が小さくなり(スペクトル強度が全体的に小さくなる)、絶対量を議論する場合には問題が生じる。このため、下の式に従って規格化を施す。

$$g^* = (1 + r\|g\|^2 / \|Ag\|^2) g \quad (3-3-8)$$

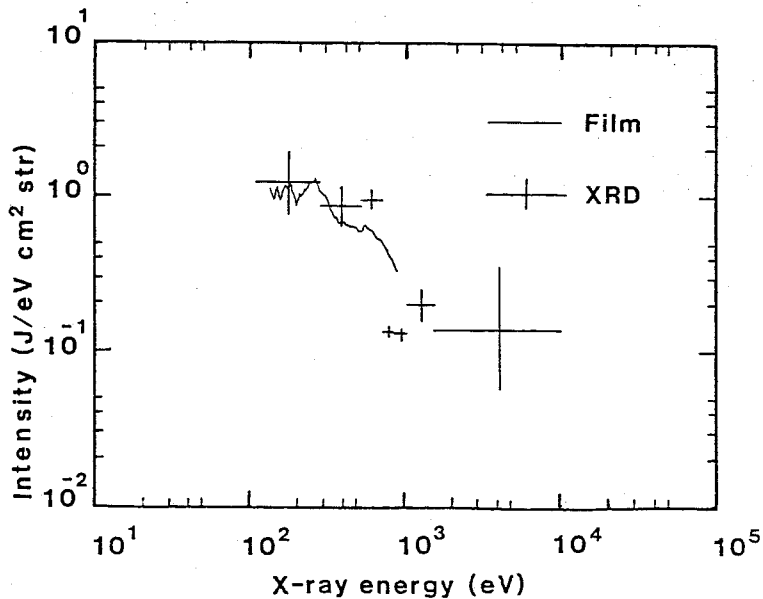


図3-3-3 XRDアレイから求めたスペクトルと、軟X線フィルム分光器から求めたスペクトルの比較

この方法で求めたX線スペクトルと、軟X線フィルム分光器から求めたX線スペクトルの比較を図3-3-3に示す。両者はよく一致している。なお、軟X線フィルム分光器は、透過型回折格子に絶対感度校正した軟X線フィルムを組み合わせたものである。

3.3.2 軟X線分光ストリークカメラシステムの校正¹²⁾

キャビティー輻射特性の研究には、軟X線ストリークカメラの絶対感度校正が必要である。この節の初めに述べたように、その校正にはXRDを用いる。ところが、分光素子としてX線反射鏡を用いない場合、XRDアレイの信号からスペクトルを再構成するには、高エネルギー成分の除去について上述の強制収束法を用いる。この場合、軟X線フィルム分光器で評価したスペクトルと比較し両者が一致するためには、 γ の値を十分大きくとり、(3-3-8)式で示される規格化を施す必要が生じる (γ の値が小さいと、 g の成分のうち負の値をとるものが生じる)。従って、本研究の場合は、軟X線フィルム分光器を用いて、軟X線分光ストリークカメラの絶対感度校正を行った。軟X線フィルム分光器は、前小節でも示したように、透過型回折格子 (TG)¹⁸⁾を分光素子として使い、且つ絶対感度校正した軟X線フィルム (Kodack Type 101)⁹⁾を検出器として用いたものである。使用

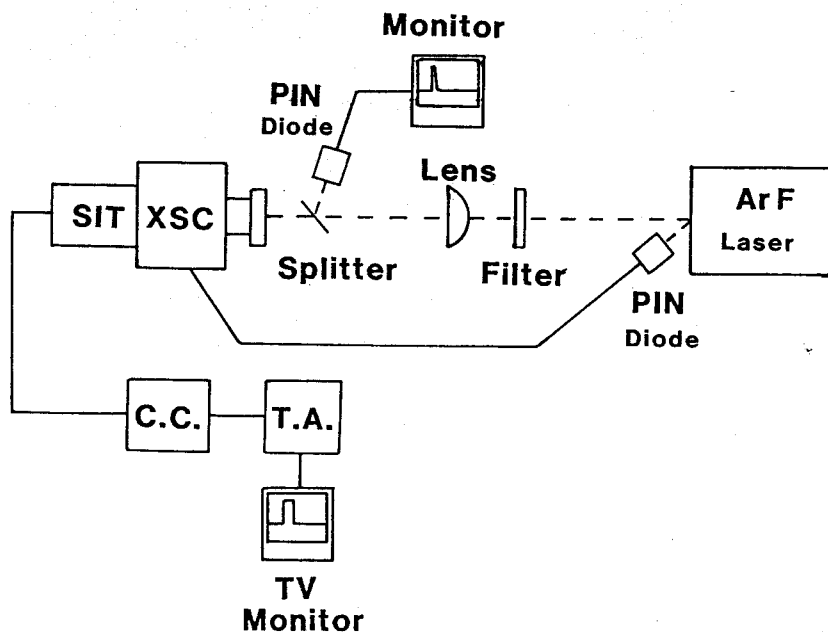


図3-3-4 X線ストリークカメラシステムの相対感度測定の実験配置図

したTGはハイデンハイン社の製品で、1000本/mm、開口率が50%、材質は金で厚さ0.4 μm の、基盤を用いないタイプの回折格子である。TGの分散効率は、波長15 \AA より長波長の領域では、波長によらず一定と見なせる¹⁸⁾。一方、X線フィルムの絶対感度特性、及び分光感度特性は、Henkeによって調べられており⁹⁾、実際に使用されたフィルムの較正も、別途行った。従って、この分光器を用いれば軟X線スペクトルの絶対量測光が可能である。また、本研究で使用した軟X線分光ストリークカメラは、軟X線フィルム分光器と同様で、分光素子に透過型回折格子を用いた。ストリーク像の空間方向が分光像の波長方向に相当するので、時間掃引に伴う画面歪の補正が必要となる。以上のような理由で、軟X線分光ストリークカメラシステムの較正を、ストリークカメラシステムの相対感度較正、画面の歪補正、及び時間積分スペクトルの比較による絶対感度較正の3つのに分けて実施した。

図3-3-4に示す実験配置で相対感度較正を行った。較正源としては、波長193 nmのArFレーザーを用いた。50 mJ/17 nsのレーザー光をf/10の水晶レンズを用いストリークカメラのスリットに照射した。また、ビームスプリッターで分けたレーザーエネルギーの一部を、PINダイオードで測定し、エネルギーモニターとした。ストリー

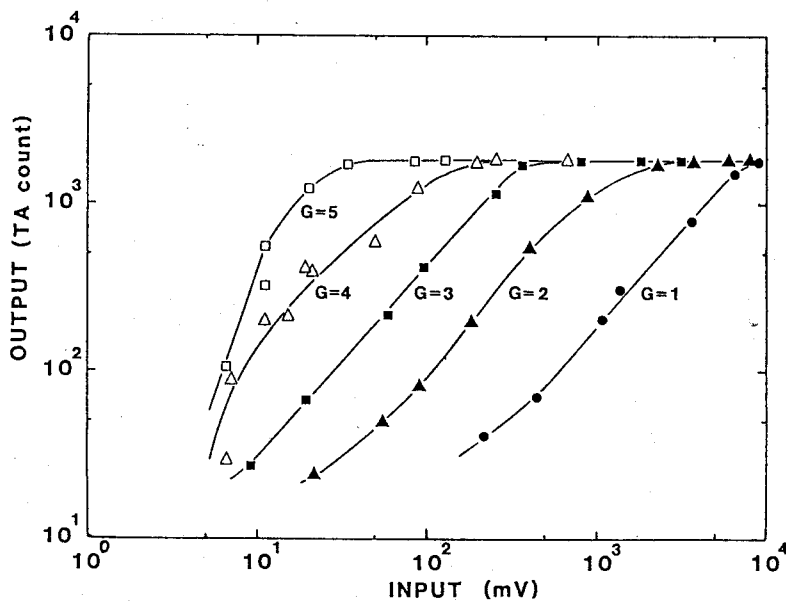


図3-3-5 各ゲインレンジでの、相対感度の測定結果

カメラへの入力パワーを変えるため、アルミニウムを薄くコートした減衰フィルターを用いた。図3-3-5に実験結果を示す。ダイナミックレンジがおよそ2桁とれることがわかる。

図3-3-6の実験配置に基づいてストリーク管の掃引による歪を測定した。激光XII号の4ビームを用い、1ビーム当たり1 J/100 psのレーザー光を、直径500 μm の金のワイヤに集光し、それぞれのタイミングを-0.5、0、1、2 nsと相対的にずらして照射した。ストリークカメラのカソードの前には、図に示すようなマスクを設け、掃引モードで画像データをとった。図3-3-7 (a) に得られたストリーク画像を示す。この画像データを基に、歪み補正プログラムを作り、コンピュータ処理で歪み補正を施した。図3-3-7 (b) は歪補正処理の結果である。輝点が規則正しく並んでいる様子が見える。

最後に、透過型回折格子とX線ストリークカメラを組み合わせた軟X線分光ストリークカメラの絶対感度較正を行った。図3-3-8に示すように、レーザー生成プラズマを較正源とし、ストリークカメラ及び軟X線フィルム分光器を、観測される輻射スペクトルが等しくなるような方向に設置して実験を行った。それぞれから得られる時間積分ス

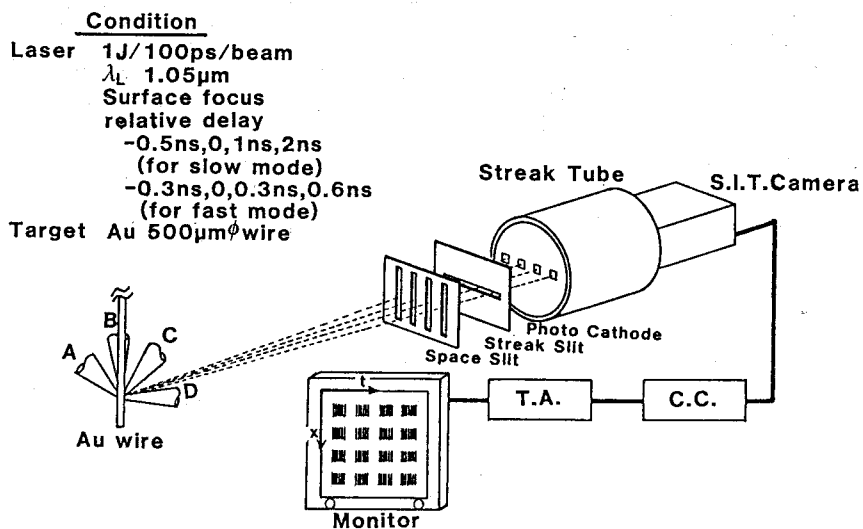


図3-3-7 画面歪測定の実験配置図

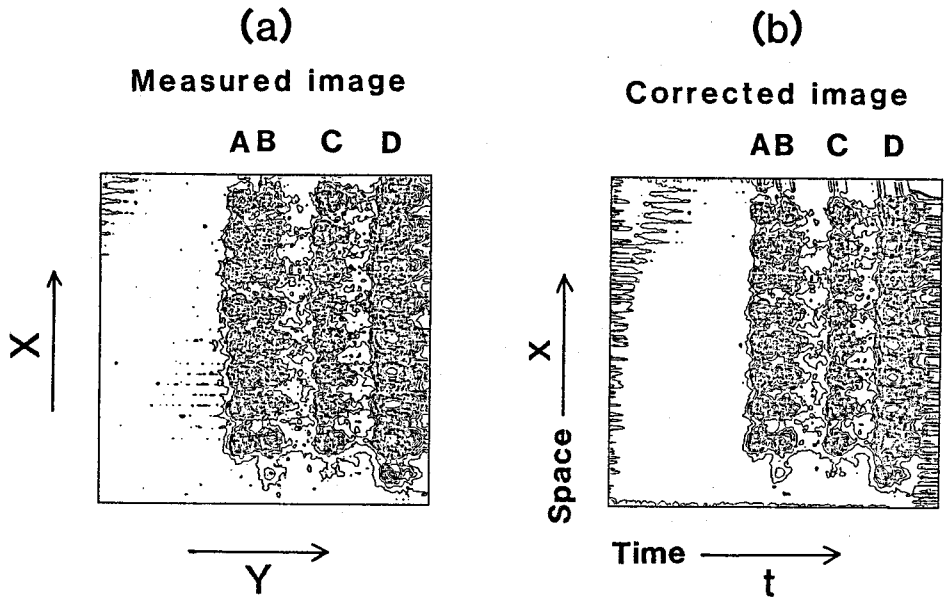


図3-3-7 (a) 歪補正前のストリーク像
(b) 歪補正後のストリーク像

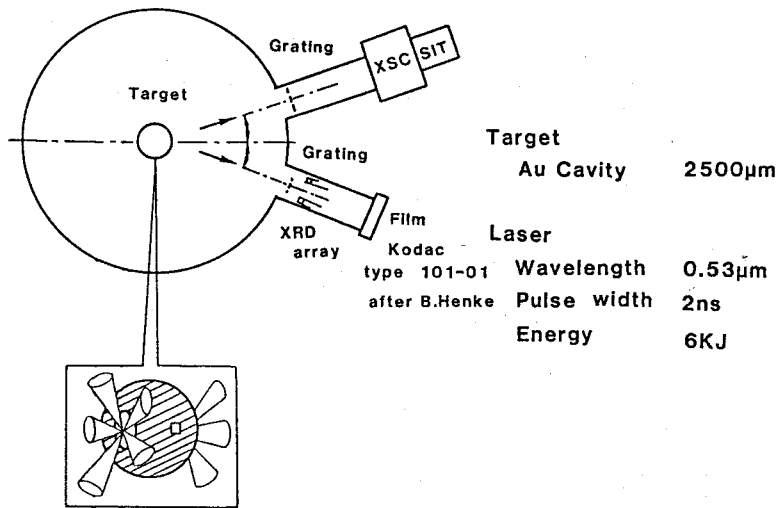


図3-3-8 絶対感度較正のための実験配置図

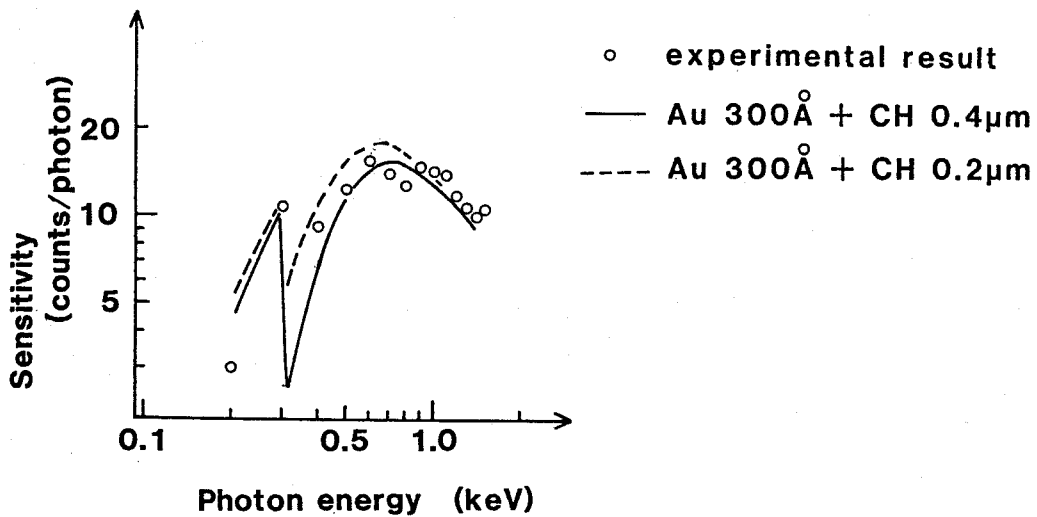


図3-3-9 実験で得られたストリークカメラの分光感度と、
金カソードの量子効率より評価したストリークカメラの分光感度との比較。

バクトルを相互比較することにより、絶対量較正を実施した。X線ストリークカメラの時間積分スペクトルを、軟X線フィルム分光器データから得られたスペクトルで割った値は、ストリークカメラの分光感度になる。軟X線に対するフォトカソード基盤の透過率¹⁹⁾及び金カソードの量子効率²⁰⁾から評価したフォトカソードの分光感度と実験から求めた分光感度の比較を、図3-3-9に示す。各波長ごとに比例定数を決めればよいことがわかる。

3.4 まとめ

間接駆動型爆縮を研究する上で重要なX線診断技術の開発を行った。結果をまとめると次のようになる。

- (1) 間接駆動型爆縮の爆縮イメージ診断で不可欠となるX線バックライティングに対し、そのバックライト光の発光特性を調べた。特に、点X線源として、プラスチック平板に微粒子を置いたマイクロドットターゲットについては、従来型のマイクロワ

イヤターゲットよりも、十倍高い変換率を示すことがわかった。

- (2) 爆縮プラズマが放出する輻射のスペクトルの時間分解計測を高い波長分解能で実施し、爆縮ダイナミクスの計測を行った。
- (3) 多チャンネルX線ダイオードアレイの出力信号からX線スペクトルの再構成を行うにあたり、全チャンネルの出力信号を考慮してX線スペクトルを再構成する、分光感度行列を用いたスペクトルの再構成法を考案した。
- (4) キャビティ輻射の観測に重要な軟X線分光ストリークカメラシステムの較正を行った。

第3章の参考文献

- 1) H. Nishimura, H. Niki, N. Miyanaga, K. Okada, H. Azechi, T. Yabe, R. Tsuji, S. Ido, M. Yamanaka, T. Mochizuki, K. Nishihara, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Rev. Sci. Instrum. 56 (1985) 1128.
- 2) C. Yamanaka, K. Mima, S. Nakai, T. Yamanaka, Y. Izawa, Y. Kato, K. Nishihara, T. Mochizuki, M. Yamanaka, M. Nakatsuka, T. Sasaki, T. Yabe, K. Yoshida, H. Azechi, H. Nishimura, T. Norimatsu, S. Ido, M. Miyanaga, H. Niki, E. Fujiwara, H. Shiraga, M. Nakai, H. Takabe, T. Jitsuno, K. A. Tanaka, M. Takagi and A. Nishiguchi, in Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, 1986, Proceeding of the 11th International Conference, Kyoto, Nuclear Fusion, Supplement, 1987, edited by IAEA in Austria, Vol.3, p.33.
- 3) K. Kondo, H. Nishimura, K. Kongo, H. Hasegawa, Y. Kato, T. Yamanaka, S. Nakai and K. Taniguchi: to be published in the MAR 15 1990 issue of J. Appl. Phys.
- 4) N. Miyanaga, Y. Kato and C. Yamanaka: Appl. Phys. Lett. 42 (1983) 160.
- 5) M. J. Herbst, P. G. Burkhalter, J. Grun, R. R. Whitloch and M. Fink: Rev. Sci. Instrum. 53 (1982) 1418.
- 6) A. Zigler, J. Kolbe and R. W. Lee: Appl. Phys. Lett. 50 (1987) 1133.
- 7) D. M. Barrus, R. L. Blake, H. Felthaus, E. E. Fenimore and A. J. Burek: "Low Energy X-Ray Diagnostics-1981" ed. D. T. Attwood and B. L. Henke, AIP, N.Y. 1981.
- 8) J. V. Glifirich, D. B. Brown and P. G. Burkhalter: Appl. Spectroscopy 29 (1984) 322.
- 9) B. L. Henke, S. L. Kwok, Y. Uejio, H. T. Yamanaka and G. C. Young: J. Opt. Soc. Am. B 1 (1984) 818.
- 10) B. Yaakobi, P. Bourke, Y. Conturie, J. Delettrez, J. M. Forsyth, R. D. Frankel, L. M. Goldman, R. L. McCrory, W. Seka and J. M. Soures: Opt. Commun. 38 (1981) 196.
- 11) D. L. Matthews, E. M. Campbell, N. M. Ceglie, G. Hermes, R. Kauffman, L. Koppel, R. Lee, K. Manes, V. Rupert, V. W. Slivinsky, R. Turner and F. Ze: J. Appl. Phys. 54 (1983) 4260.
- 12) M. Nakai, K. Kondou, T. Urasaki, K. Sakurai, H. Nishimura, Y. Izawa and C. Yamanaka: SPIE 689 (1981) 144.

- 13) R.H. Day, P. Lee, E.B. Saloman and D.J. Nagel: J. Appl. Phys. 52 (1981) 6965.
- 14) K. Kondo, H. Nishimura, Y. Izawa and C. Yamanaka: Technology Reports of Osaka University 37 (1987) 35.
- 15) D.J. Johnson: Rev. Sci. Instrum. 45 (1974) 191.
- 16) H.N. Kornblum and R.L. Kaufman: Rev. Sci. Instrum. 57 (1986) 2179.
- 17) S. Kawata and O. Nalcioglu: IEEE Trans. Medical Image 2 (1985) 65.
- 18) K. Eidmann, T. Kishimoto, P. Herrmann, J. Mizui, R. Pakula, R. Sigel and S. Witkowski: Laser and Particle Beams 4 (1986) 521.
- 19) J.W. Robinson: Handbook of Spectroscopy 1 (CRC Press, 1974) p.28.
- 20) B.L. Henke, J.P. Knauer and K. Premaratne: J. Appl. Phys. 52 (1981) 1509.

第4章 レーザー加熱金薄膜のX線放射特性

4.1 はじめに

レーザー加熱金キャビティから放出される放射はキャビティ壁におけるエネルギーのやり取りと、キャビティ内壁に形成される高温、高密度の金プラズマ（放射加熱領域）の流体運動によって決定される¹⁾。キャビティ壁でのエネルギーのやり取りに関しては、第5章の”放射閉じ込め”の節で詳しく述べる。本章では、後者の放射加熱領域について説明し、放射加熱領域の形成の確認、及びその領域から放出される放射のスペクトルの解明のために行った、レーザー加熱金薄膜の放射特性に関する実験について述べる。

4.2 放射加熱領域

金のような高Z物質がレーザーやX線等で加熱された場合、熱エネルギーの輸送は、電子熱伝導に加えて放射熱伝導が支配的となり、加熱された物質の表面には放射輸送による熱波が形成される^{2), 3)}。高Z物質中の放射輸送による熱波（Radiation Heat Wave : RHW）について初めて理論的考察を加えたのは、1957年の Marshakである⁴⁾。従って、輻

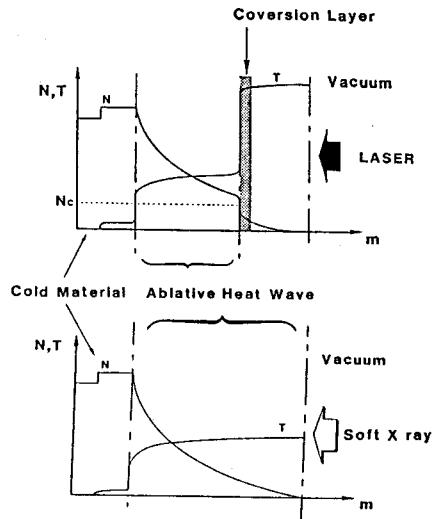


図4-2-1 レーザー光、及びX線照射で発生するアブレーションの構造

射熱波は Marshak波と呼ばれることもある。1984年、Pakulaと Sigelは、この輻射熱波に対しアブレーションを伴った場合を想定し、系統的な自己相似解を与えた⁵⁾。輻射輸送が支配的な高密度プラズマでは、図4-2-1に示すように、その後面に急峻な温度勾配を持つ輻射加熱領域が形成される。図4-2-1はレーザー（上図）及びX線（下図）で加熱された高Z物質の表面付近の温度及び密度の空間プロファイルを表す。縦軸は温度及び密度を表し横軸は空間を表す。間接駆動型爆縮におけるキャビティー輻射を問題にする場合、時間スケールから考えて、キャビティー内壁に形成される輻射熱波はアブレーションを伴う。この熱波はアブレーションを伴う熱波（Ablative Heat Wave: AHW）と呼ばれる。また、キャビティー内壁の間接熱化部分からの再輻射X線がこの領域で生成されるので、再輻射領域と呼ばれることもある。

Pakulaと Sigelの与えた自己相似解では、AHW前面の境界において、流体の状態を決定する変数（温度、熱流束、圧力及び密度）の一つを、時間的に一定の定数として扱う必要がある。例えば、AHWへ流れ込む単位面積当りの正味のエネルギー流量： S_{HW} (erg/s/cm^2) を、そのような定数と見なした場合、Pakulaと Sigelの解によると、時刻 t (s)におけるAHWの全面密度 $m(S_{HW}, t)$ (g/cm^2)は

$$m(S_{HW}, t) = 2.6 \times 10^{-7} \cdot S_{HW}^{7/3} \cdot t^{10/13} \quad (4-2-1)$$

と表せる⁵⁾。従って、 S_{HW} が $1 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ でAHWが成長を続けた場合、1 ns後のAHWの浸入長は $3.3 \mu\text{m}$ に及ぶと評価できる。レーザーで加熱された金キャビティー中には、このようなAHWの他に、レーザーで直接照射されて形成される輻射変換層を伴う部分が存在する。すなわち、キャビティー中ではレーザーで直接加熱される直接照射面と、直接照射面で発生したX線で加熱される間接熱化面とが存在し⁶⁾、X線で加熱される面では、図4-2-1の下図に示すように単にAHWが形成されるだけであるが、レーザーで加熱される場合は、上図に示すように輻射変換層（Conversion Layer）を伴う¹⁾。輻射変換層は、レーザーの遮断密度 (N_c)より低密度側のコロナ領域とAHWの間に、電子熱伝導によって形成される。AHWをささえる輻射やレーザー加熱面の前方へ放出される輻射は、この輻射変換層で発生する。

4.3 レーザー加熱金薄膜プラズマからの輻射⁷⁾

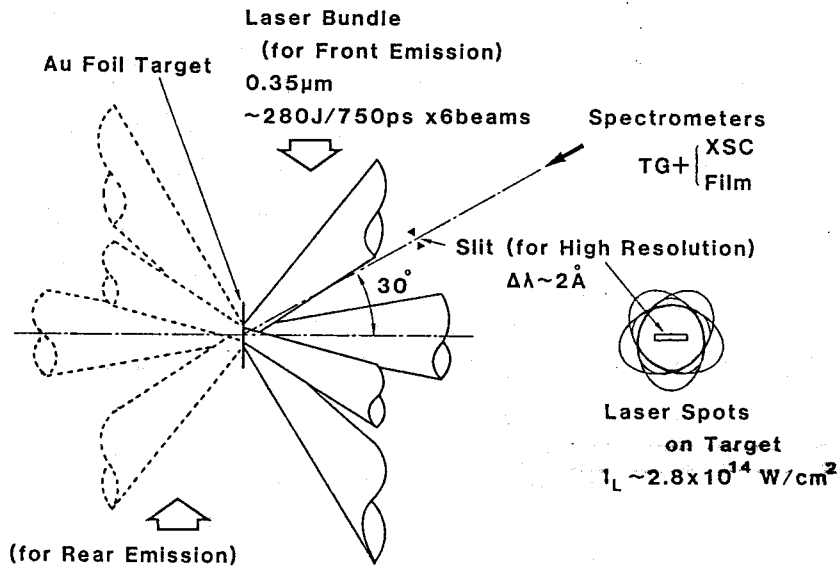


図4-3-1 実験配置図

AHWのスケール長より薄くレーザーの遮断領域の物質への浸入長より厚い薄膜をレーザーで加熱した場合、レーザービームは遮断領域に到達するまでに、吸収あるいは散乱されて、後面へは透過しない。ところが、AHWは薄膜後面に貫通する。従って、薄膜後方には、強い軟X線輻射が放射される。レーザー加熱金薄膜の前後面への輻射の強度及びスペクトルの時間変化を計測することにより、上述のような現象を調べ、レーザー加熱あるいはX線加熱された高Zプラズマの流体運動及びそこから放出される軟X線輻射に対する理解を深めることが可能である。また、爆縮ターゲットの設計を行う場合、流体運動を正確に記述するシミュレーションコードを確立することは非常に重要であるが、この章では、非局所熱平衡平均イオンモデルによる輻射過程を導入した、1次元のシミュレーションコードによる計算結果と、実験結果との比較を行い、シミュレーションコードの持つ問題点を明かにする。

4.3.1 実験

図4-3-1に実験配置図を示す。図に示すように、薄膜前面輻射の観測の場合は実線で示した6ビームを用い、後面輻射の観測の場合は点線で示した6ビームを用いた。エネルギーは1ビーム当たり約280 Jで、パルス幅750 ps、波長351 nmのレーザー光を図に示すようにターゲットに照射した。また、第3章で示した軟X線分光ストリークカメラを用いてX線スペクトルの絶対量測光を行った。分光器の波長分解能を良くするために、分光器の前に空間制限用のスリットを挿入した。この結果、透過型回折格子による分光で、分解能 $\Delta\lambda \sim 2 \text{ \AA}$ を得た。分光器で観測している部分のレーザー光の照射強度は約 $2.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。また、レーザー光を大きいスポットに集光し、平面的なプラズマを作り、横方向の熱伝導やプラズマの膨張が無視できる状態を作った。これは実験結果を1次元のシミュレーションコードと比較するための必要条件である。実験では、金薄膜の厚さ0.1、0.56、1.2 μm の3種類について観測を行った。

4.3.2 実験結果と考察

この実験の結果について述べる前に、本実験に先だてて行った金薄膜に対するレーザーの透過率測定の結果について示す。このときに使用したレーザーは激光MII号の1

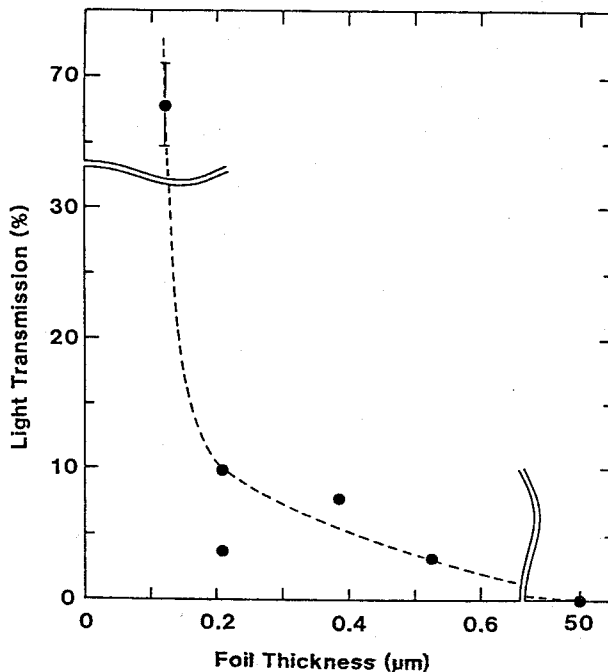


図4-3-2 金薄膜の厚さに対するレーザー光の透過率

ビームで、35 J/0.8 nsのビームを直径 150 μm に集光し、 $2.5 \times 10^{14} \text{W/cm}^2$ のレーザー照射強度で実験を行った。図4-3-2に、金薄膜の厚さに対するレーザー光の透過率の実験結果を示す。薄膜の厚さが 0.2 μm 以上になると、レーザー光の透過率が激減することがわかる。この実験では、膜厚が 0.4 μm 程度でも 5-10 %の透過が観測されているが、激光X II号を用いた同様の実験では、膜厚 0.4 μm の金薄膜に対しレーザー光の透過がないという観測結果を得ている。これは、レーザースポットの大きさやレーザー自身の空間的な均一性によるものと考えられる。激光M II号の実験の場合、レーザーを絞って照射したため、空間的なビームの不均一が強調され、局所的にレーザー光が貫通する箇所が生じ、レーザー光の透過が観測されたと考えられる。かつて、水井らによってレーザー光の異常透過が報告されている⁹⁾が、これはガラスレーザーのASEによるものと判明しており⁹⁾、この場合のレーザー光の透過とは異なる。

図4-3-3は、薄膜の前面、後面に対するレーザー光からX線へのエネルギー変換効率を示す。丸印で示したのは実験結果で、四角印は1次元のシミュレーションによる結果を示す。用いたシミュレーションコードでは、平均イオンモデルで輻射輸送を扱っている。また、熱流の抑制係数は 0.08である。また、シミュレーションは輻射輸送の角度

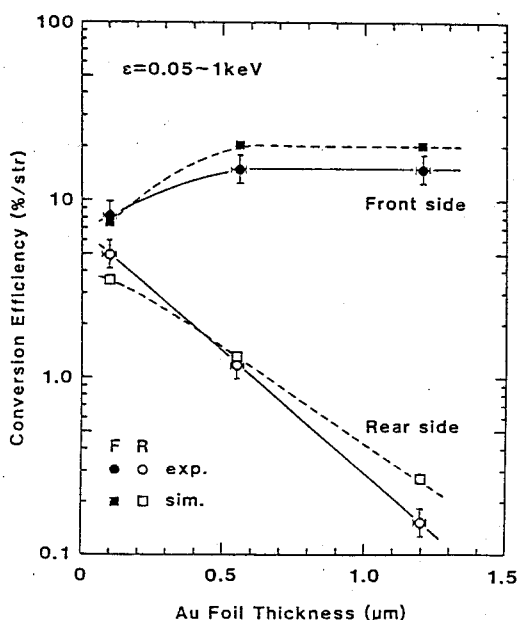


図4-3-3 レーザー加熱金薄膜の前面、後面に対するレーザー光からX線への変換率

分布による影響を考慮していない。厚さ $0.1 \mu\text{m}$ の場合、レーザー光はほとんど後面へ透過し、前面と後面へのエネルギー変換率もほぼ同一となる。従って、この場合、前節で示したような、AHWと輻射変換層、コロナ領域といった構造が形成されず、全体が爆発的に膨張していると考えられる。厚さ $0.56 \mu\text{m}$ 及び $1.2 \mu\text{m}$ の場合、レーザー光の透過はほとんどないが、後面への軟X線の放射が観測されている。従って、この場合は、上述の構造が形成されていると考えられる。図4-3-4に、膜厚 $0.56 \mu\text{m}$ の場合について、時間積分軟X線スペクトルの結果とシミュレーションの比較を示す。スペクトルのピーク的位置や谷の位置、平均の輻射強度について、シミュレーションは実験をよく再現している。

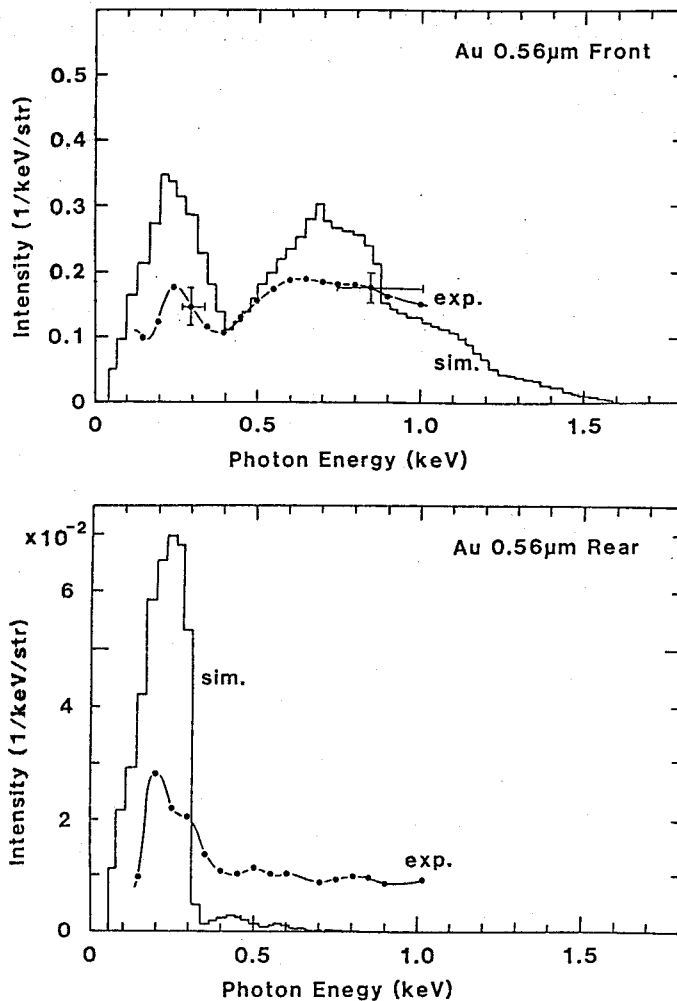


図4-3-4 レーザー加熱金薄膜からの放射の時間積分スペクトル

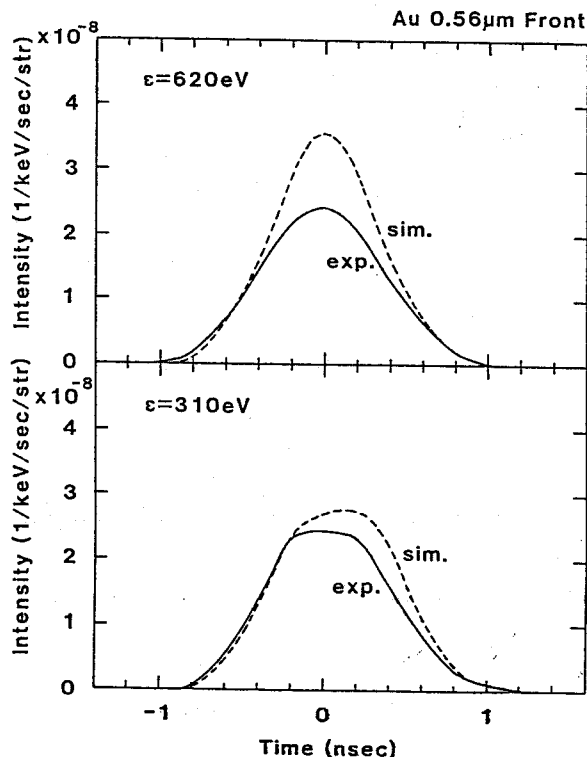


図4-3-5 レーザー加熱金薄膜プラズマからの放射の時間変化

ところが、各エネルギーにおけるX線強度や、スペクトルの形については一致しない。用いたシミュレーションコード中の平均イオンモデルでは、軌道角運動量の違いによるエネルギー準位の違いを考慮していないので、スペクトル形状は再現できない。これが一致しない理由の一つであると考えられる。また、非局所熱平衡を仮定して平均イオンを決定する際、そのようにして求めた平均イオンと実際のイオン分布の状態との間で、放射輸送に関して大きな違いが生じる可能性もあり、このことも一致しない理由の一つと考えられる。図4-3-5には、X線の時間変化を各エネルギーについてプロットした。実線は実験結果で、点線はシミュレーションの結果である。特に 310 eVのX線の立ち上がりについては、シミュレーション結果が実験結果をよく再現している。

4.4 まとめ

高Z物質中の熱波の伝搬は放射輸送が支配的となり、アブレーションを伴った放射熱波(AHW)が発生する。この章では、そのような放射熱波について述べた。結果を

まとめると次のようになる。

- (1) レーザー光あるいはX線で加熱された高Z物質の表面には、アブレーションを伴う放射熱波(AHW)が発生する。また、レーザー光で加熱された場合は、放射熱波の前面に、電子熱伝導で形成される放射変換層ができる。
- (2) 高Z物質中の放射過程、及び放射輸送の理解を深めるため、レーザー光で加熱された金薄膜プラズマが放出する放射の観測を行った。この結果、次のようなことがわかった。
 - (a) レーザー光の照射強度が $\sim 2.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合、厚さ $0.1 \mu\text{m}$ の金薄膜ではレーザー光が透過し爆発的な膨張が生じるが、 $0.56 \mu\text{m}$ 及び $1.2 \mu\text{m}$ ではレーザー光は透過せずAHWが形成され、その後面に強い放射を放出する。
 - (b) 観測結果を非局所熱平衡平均イオンモデルを用いた1次元のシミュレーションの結果と比較すると、平均的な放射強度はよく再現するが、スペクトルの詳細構造は再現できない。この原因の一つとしては、用いた平均イオンモデルにおいて、軌道角運動量の違いによるエネルギー準位の違いが考慮されていないことが考えられる。

第4章の参考文献

- 1) R. Sigel, R. Pakula, S. Sakabe, and G. D. Tsakiris: Phys. Rev. A 38 (1988) 5779.
- 2) R. F. Schmalz, J. Meyer-ter-Vehn, and R. Ramis: Phys. Rev. A 34 (1986) 2177.
- 3) D. Salzmann, H. Szichman, A. D. Krumbein and C. E. Capjack: Phys. Fluids 30 (1987) 515.
- 4) R. E. Marshak: Phys. Fluids 1 (1958) 24.
- 5) R. Pakula and R. Sigel: Phys. Fluids 28 (1985) 232.
- 6) K. Kondo, H. Nishimura, H. Sakurai, K. Nishihara, Y. Izawa, Y. Kato, C. Yamanaka and S. Nakai: Jpn. J. Appl. Phys. 28 (1989) 1695.
- 7) H. Nishimura, T. Yabe, T. Endo, K. Kondo, H. Shiraga, Y. Kato, and S. Nakai: Short-Wavelength Lasers and Their Applications, Proceedings of an Int. Symp. (Osaka Japan, 1987) pp. 261-264.
- 8) J. Mizui, N. Yamaguchi, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Phys. Rev. Lett. 39 (1977) 619.
- 9) H. Nishimura, K. Yamada, M. Yagi, F. Matsuoka, K. Nishihara, T. Yamanaka and C. Yamanaka: Jpn. J. Appl. Phys. 22 (1983) 786.

第5章 キャビティー輻射特性

5.1 はじめに

間接駆動型爆縮では、レーザーで加熱された高Zプラズマが放出する軟X線を用いて爆縮を起こす。この場合、そのような高Zプラズマの輻射体は燃料を取り囲みキャビティー構造になる。この章では、レーザー照射するターゲットの形状がキャビティー構造である場合にターゲットから放出される輻射の特性、すなわちキャビティー輻射特性について述べる。

まず5.2節では、レーザー加熱された金キャビティーから放出される輻射のスペクトルの観測について述べる。実験から得られた結果と局所熱平衡平均イオンモデルを用いた2成分プラズマモデルとの比較を行い、キャビティー空間を充填しようとする希薄プラズマの影響を明らかにする。5.3節では、軟X線単色ストリーク計測による希薄プラズマの運動の観測について述べる。5.4節及び5.5節では、閉殻構造のキャビティーによる輻射閉じ込めについて述べる。5.4節では、輻射閉じ込めの考え方について説明し、閉じ込め効果によるX線強度の増倍の観測について述べる。また、5.5節では、間接駆動型爆縮の設計において重要な、キャビティー内壁の間接熱化部分から放出される再輻射X線の時間変化について述べる。

なおこの研究において、前章の一部を除くほとんど全てのレーザー照射実験は、大阪大学レーザー核融合研究センターの激光X II号を用いて実施した。

5.2 キャビティーが放出する輻射¹⁾

この節では、キャビティー輻射に関し、金プラズマが放出する輻射に重点を置いて、実験、考察を行う。

5.2.1 実験

波長 $0.53 \mu\text{m}$ のレーザー光を、直径 2 mm 厚さ $15 \mu\text{m}$ の金キャビティーに照射した。1ビーム当り $\sim 800 \text{ J}$ のレーザー光の10ビームあるいは9ビームを、パルス幅 1.3 ns のフラットトップパルスで、 $f/3$ のレンズを通し、キャビティーに設けた、レーザー導

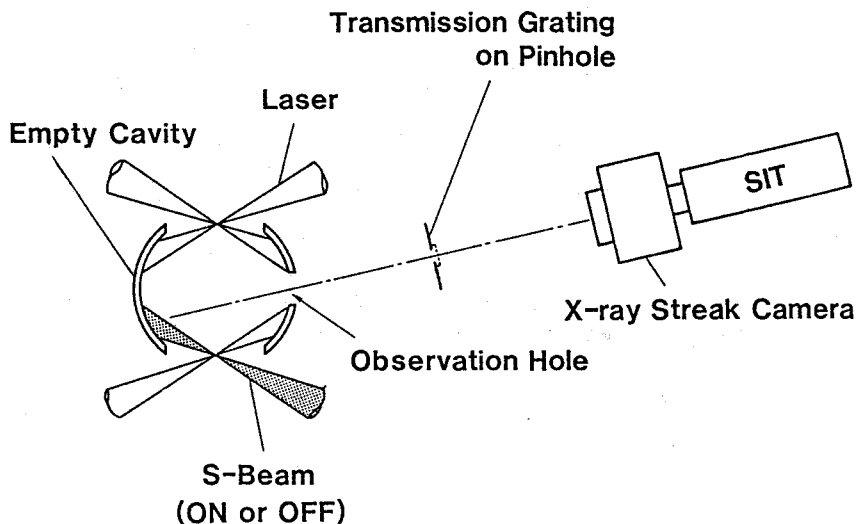


図5-2-1 レーザー加熱金キャビティが放出する輻射の測定の実験配置図

入孔の中心に集光した。レーザーのパルス波形は、図5-2-4の上図に示した。レーザー導入孔に対する入射角は63.4度であった。前章で述べたように、レーザー照射により、キャビティ内壁には、アブレーションを伴う輻射熱波(AHW)及び輻射変換層が形成される。従って、キャビティに観測スリットを設ければ、AHWや輻射変換層で発生した輻射を観測することができる。この実験では、第3章で述べた軟X線分光ストリークカメラを用いてその観測を行った。図5-2-1に実験配置の概略図を示す。図においてハッチングを施したレーザービームを使用する場合は、レーザーで直接照射された部分から放出される輻射が観測でき、使用しない場合は、直接照射された部分で発生したX線で加熱された、すなわち間接的に加熱された部分から放出される輻射が観測できる。レーザーの照射条件及びターゲットパラメータの詳細を表5-2-1に示す。この計測の波長分解能は、観測スリットの幅、測定系の距離関係から評価すると、 4 \AA であった。また、時間分解能は、ストリークカメラのカソードスリットの幅とストリーク管自身の持つ分解能より36 psとなる。観測の波長範囲は、ストリークカメラのカソードスリットの長さから10-80 \AA であった。また、レーザーが最初に当たるキャビティの内壁面、すなわち第一照射面におけるレーザー光の照射強度は、レーザー光の集光条件より $4.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ と評価できる。

表5-2-1

Experimental conditions.

Cavity diameter (μm)	Diameter of the injection hole (μm)	Size of the observation hole width x length (μm)	S-beam	E_i (J)	τ_i (ns)
2000	750	300x1230	ON	8195/10beams	1.3
			OFF	7353/ 9beams	1.3

5. 2. 2 結果

図5-2-2 (a)、(b)に、観測されたストリーク像の等高線図を示す。

(a)はレーザー光で直接照射された部分から放出される輻射の時間分解分光像で、(b)は間接的に加熱された部分から放出される輻射の分光像である。直接照射された場合は、間接的に加熱された場合に比べ、輻射がより速く成長している様子がわかる。この時間分解分光像から求めたX線スペクトルの時間変化を、図5-2-3 (a)、(b)に示す。

(a)はレーザー光で直接照射された部分が放出するX線のスペクトルで、(b)は間接加熱された部分が放出するX線のスペクトルである。図中の太い実線は各時刻における実験値を示し、細い実線はそれぞれの温度に対する黒体輻射のスペクトルを示す。第2章で示したように、光学的に十分厚い均一なプラズマからの輻射スペクトルは Planck分布に

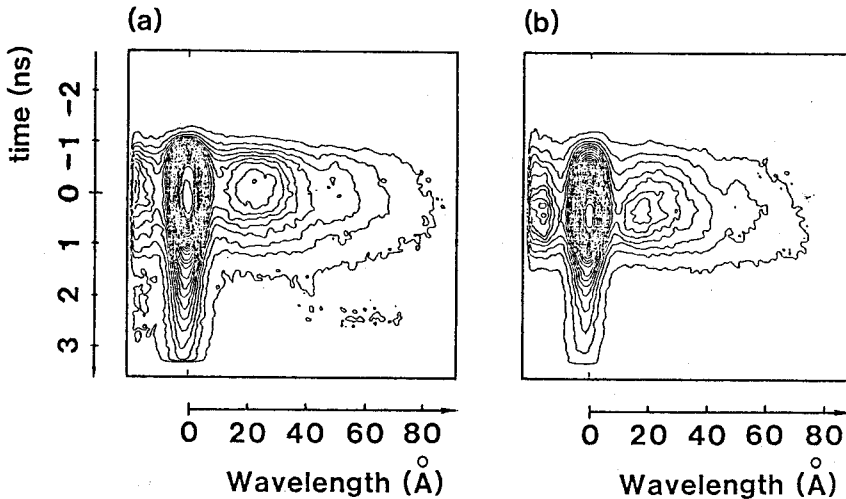


図5-2-2 時間分解分光像 (a) 直接加熱の場合 (b) 間接加熱の場合

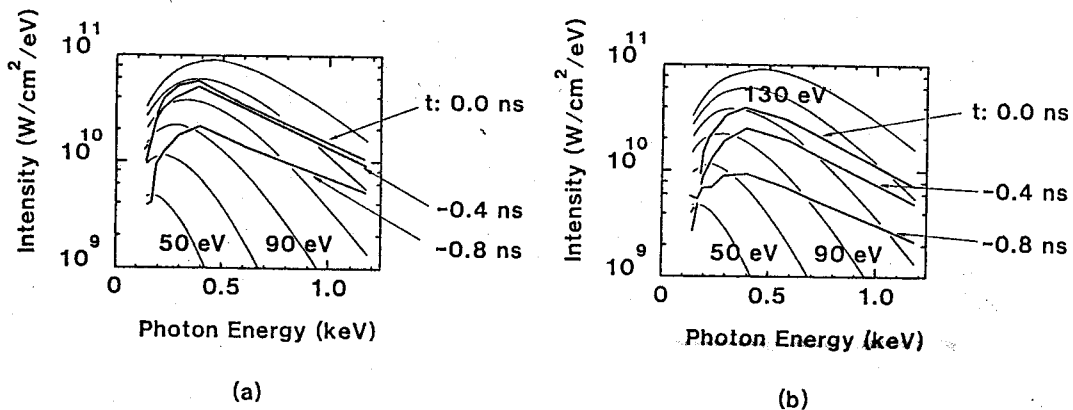


図5-2-3 時間分解X線スペクトル (a) 直接加熱の場合 (b) 間接加熱の場合

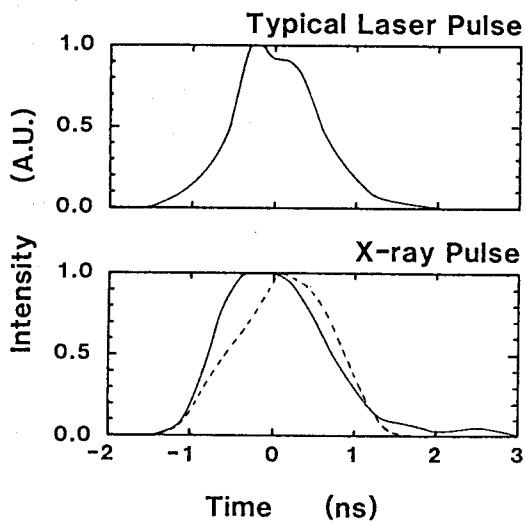


図5-2-4 レーザー、及びキャビティ輻射の時間変化
実線は直接照射の場合で、点線が間接照射の場合

なるが、観測されたスペクトルは黒体放射のスペクトルとは全く異なる。また、時間が経つにつれて黒体放射に近付いて行く様子がわかる。X線強度最大時における波長積分した放射強度は、直接照射の場合で 3.4×10^{13} W/cm²、間接加熱の場合で 2.5×10^{13} W/cm² であった。波長積分放射強度の時間変化を図5-2-4に示す。上図は可視光ストリークカメラから得られた照射レーザーの時間波形であり、下図は軟X線放射の時間波形である。実線は直接加熱の場合で、点線が間接加熱の場合を表す。両者とも最大値で規格化した。レーザー及びX線の立ち上がり時間（10%→90%）と減衰時間（100%→37%）を表5-2-2にまとめた。直接照射面からの放射は、間接加熱面に比べ 420 ps早く立ち上がる。

5. 2. 3 考察

以上の実験結果を、X線スペクトル、及び放射強度の2つの観点に分けて考察する。

5. 2. 3. 1 キャビティー放射のスペクトル

図5-2-5に、レーザー光で加熱されたキャビティーの内壁付近の温度（T）、密度（N）の空間（x）に対するプロファイルを表す。領域Iは衝撃波で圧縮された衝撃波圧縮領域であり、領域IIIは高温低密度のコロナプラズマからなるキャビティープラズマ

表5-2-2

The rise time τ_r and the decay time τ_d
of laser and X-ray pulse.

	τ_r	τ_d
	(ps)	
Injection laser pulse	760	880
S-beam on	600	920
X-ray pulse		
S-beam off	1020	910

領域である。コロナプラズマはレーザー光で直接照射された部分から発生し、キャビティ空間を充填しようとする。領域Ⅰと領域Ⅲの間には、比較的低温で高密度のアブレーションを伴う輻射熱波（AHW）からなる領域Ⅱが形成される²⁾。AHWについては第3章で述べた。観測された輻射の大部分は、この領域Ⅱで生成される。領域Ⅰは観測されるX線スペクトルに影響を与えない。簡単のため、各領域でのプラズマの温度、密度を一定とし、 T_i 、 N_i ($i = \text{II, III}$) とおく。また、スケール長を ℓ_i とする。各領域での温度、密度がわかれば、第2章で示した局所熱平衡平均イオンモデルを用いて、各領域の吸収係数 κ_ν が評価できる。観測される輻射のスペクトル強度は、以上のパラメータを用いて、

$$\frac{d I_\nu}{d x} = \kappa_\nu \cdot (\epsilon_\nu - I_\nu) \quad (5-2-1)$$

と表せる。ここで ϵ_ν はプラズマの輻射能を表し、第2章で示したようにプランク分布で近似する。この式の第1項が領域Ⅱからの輻射成分を表し、第2項が領域Ⅲから輻射成分を表す。従って、各領域の温度、密度がわかれば観測される輻射スペクトルの強度が評価で

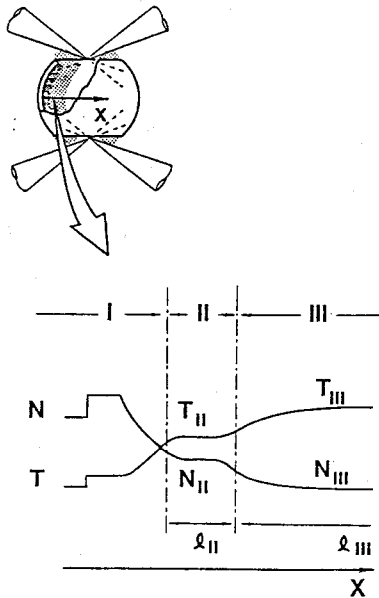


図5-2-5 キャビティ内壁付近のプラズマの、温度、密度の空間プロフィール
 領域Ⅰ-低温の衝撃波圧縮領域、領域Ⅱ-輻射熱波、
 領域Ⅲ-高温、低密度のコロナプラズマからなる領域

きる。それぞれの領域について温度、密度、スケール長を次のようにして評価した。まず領域IIについて考える。観測される輻射の大部分がこの領域で生成されるので、温度 T_{II} を実験で得られた輻射スペクトルから算出される輝度温度で与えた。また、スケール長 l_{II} は、温度から評価できる音速 v_{II} と、現象の起こっている時間 τ_{II} (1 ns) との積であると仮定した。すなわち、

$$l_{II} = v_{II} \cdot \tau \quad (5-2-2)$$

ここで、

$$v_{II} = C_s = \left(\frac{Z_{II} k T_{II}}{m_i} \right)^{1/2} \quad (5-2-3)$$

であり、 m_i は金イオンの質量、 Z_{II} は平均電荷量を表す。スケール長 l_{II} がわかれば、次の式を用いて N_{II} が評価できる。

$$m_{tot} = m_i \cdot \left(\frac{N_{II}}{Z_{II}} \right) \cdot l_{II} \quad (5-2-4)$$

m_{tot} はAHWの全面密度であり、第3章で示した自己相似解を用いて³⁾、

$$m_{tot} [\text{g/cm}^2] = 8.2 \times 10^{-8} \cdot T^{7/4} [\text{K}] \cdot \tau^{2/3} [\text{s}] \quad (5-2-5)$$

と書ける。次に領域IIIについて考える。領域IIIはコロナプラズマからなるので、レーザー

表5-2-3

Estimated plasma parameters
for $t=0$ ns.

S-beam	on	off
T_{III} (keV)	0.135	0.125
N_{III} (cm^{-3})	8.5×10^{22}	7.5×10^{22}
l_{III} (μm)	34	31
T_{III} (keV)	3.4	
N_{III} (cm^{-3})	1.5×10^{21}	
l_{III} (μm)	720	

の照射強度 I_L と熱電子による熱流束とが釣り合うとして、次式を用いて温度 T_{III} を評価した⁴⁾。

$$I_L = f \cdot \frac{(kT)^{3/2}}{m_e^{1/2}} \cdot N_e \quad (5-2-6)$$

ここで、 f は熱流の抑制係数で 0.08 を用いた。 m_e は電子の質量、 N_e はレーザーの遮断密度を表す。プラズマのスケール長 λ_{III} は領域 II と同じ方法で評価した。但し、領域 III はキャビティー空間を充填しようとする希薄プラズマなので、観測穴付近に存在するものも含め、2 倍の長さを持つとした。また、領域 III はコロナプラズマからなるので等温膨張すると仮定し、その電子密度分布 $N_e(x, t)$ は

$$N_e(x, t) = N_e \cdot \exp\left(-\frac{x}{C_{st}}\right) \quad (5-2-7)$$

で与えられる。従って、 N_{III} は $N_e \cdot \exp(-1)$ であるとした。輻射強度が最大のときについ

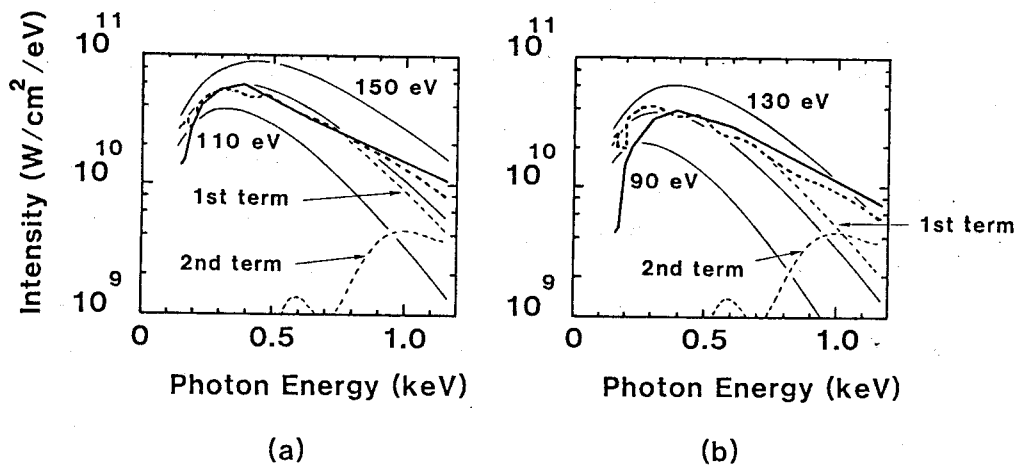


図5-2-6 輻射強度最大時のX線スペクトル

太線—実験結果、細線—黒体輻射のスペクトル、

太い点線—モデル計算の結果、細い点線—各々の領域からの寄与

(a) 直接加熱の場合 (b) 間接加熱の場合

て、実験とモデルの比較を行う。表5-2-3に上述にしたがって評価したパラメータを示す。これらのパラメータを用いて求めた輻射スペクトルと実験結果との比較を行った。図5-2-6(a)、(b)に、その結果を示す。(a)は直接照射の場合、(b)は間接加熱の場合である。太い点線が(5-2-1)式から求めた結果である。細い点線はそれぞれの領域からの寄与を表す。また、細い実線は、それぞれの温度の黒体輻射によるスペクトル強度を示す。~300 eV以上の領域では、直接照射、間接加熱共に、この2成分プラズマモデルが実験結果をよく再現している。800 eV以下のスペクトル領域では領域IIからの寄与が大部分を占めているが、800 eV以上の領域では領域IIIの希薄プラズマの影響が無視できなくなっている。また 300 eV以下の領域では、実験データがうまく再現されていない。これは、用いた平均イオンモデルの不完全さに起因すると考えられる⁵⁾⁻⁷⁾。つまり、軌道角運動量の違いによるエネルギー準位の違いや、それに伴う遷移を考慮する必要がある。

これらの結果は、キャビティー空間を充填しようとする希薄プラズマが、キャビティー輻射に影響を与えることを示しており、特に、長いパルス幅のレーザー光を用いた間接駆動型爆縮では、そのような影響が無視できなくなる可能性があることを示す。

5. 2. 3. 2 間接熱化面からの輻射の成長

キャビティー中の輻射成長については後出の節で詳しく述べるとして、この節では、間接熱化面の加熱要因、及び間接熱化面の輻射成長の時間遅れの原因について考える。

キャビティー内壁の再輻射率が一定である場合を考える。壁からでた光子は再び壁に当たるまでに平均 $(4R/3)$ の距離を進むと見なせるので、半径 R のキャビティー中を巡る光子の、単位時間当りのキャビティー壁への平均衝突回数は、 $(3c/4R)$ 回である。ここで、 c は光速を表す。キャビティー内壁の再輻射率を r とすると、時刻ゼロに S_0 の流量であった光子流は、時刻 τ には、 $r \frac{3c\tau}{4R}$ 倍に減少する。従って、時刻 τ における光子流の流量 $S_r(\tau)$ は、

$$S_r(\tau) = S_0 \cdot \left(r \frac{3c\tau}{4R} + r \frac{3c\tau}{4R}^{-1} + r \frac{3c\tau}{4R}^{-2} + \dots + r \right)$$

$$= N \cdot S_0 \tag{5-2-8}$$

$$N = \frac{r \cdot \left(1 - r \frac{3c\tau}{4R} \right)}{\left(1 - r \right)} \tag{5-2-9}$$

と書ける。 $r \frac{3c\tau}{4R}$ が1より十分小さくなったときが、キャビティー中の輻射が十分均一化されたときに対応する。たとえば r を 70 % と仮定して $r \frac{3c\tau}{4R}$ が 1/10 以下になる τ を評価するとそれは 29 ps となる。従って、再輻射率一定のキャビティー中で輻射が均一化する時間は短く、実験で得られた間接熱化面の X 線の立ち上がりの時間遅れ 420 ps を説明する理由にはならない。むしろ、再輻射率 r 自身の成長時間が、その時間遅れとなって現れたと考えられる。再輻射が成長するには、間接熱化面に、光学的に十分厚い AHW が形成されなければならない。

間接熱化面の加熱要因を考える。間接熱化面を加熱するエネルギー源としては、プラズマによるレーザーの散乱光、直接照射面で発生する高エネルギー粒子、及び軟 X 線が考えられる。まず、高エネルギー粒子について考える。レーザーの照射強度から推測される高温電子の温度は、

$$T_{hot} [\text{keV}] = 2.3 \times 10^{-5} \cdot \left\{ I_L [\text{W/cm}^2] \cdot (\lambda / 1.06 \mu\text{m})^2 \right\} \quad (5-2-10)$$

で与えられるので⁸⁾、照射強度 I_L が $4.2 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ だったので、4.9 keV と評価できる。ここで λ はレーザー光の波長を表す。この温度から、最も軽い粒子であるプロトンの流体としての膨張速度を評価すると $6.7 \times 10^7 \text{ cm/s}$ となり、キャビティーの直径の 2mm を進むだけでも 3 ns 要する。従って、高エネルギー粒子は、加熱要因ではない。また、レーザーの照射強度から見積ったエネルギー吸収率 83 % を考慮すれば⁹⁾、散乱光による間接熱化面への照射強度が評価でき、 $2.5 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ となる。これは X 線強度より十分弱いので、散乱光も熱化要因ではない。従って、間接熱化面の加熱要因はキャビティー中に発生した強い軟 X 線であると結論できる。

軟 X 線で加熱された金はイオン化し、プラズマとなり、AHW が形成される。まず、イオン化に要する時間を評価する。イオン化に要する時間は、プラズマの電子密度 N_e とイオン化速度 $S_z(T_e)$ を用いて、 $[N_e \cdot S_z(T_e)]^{-1}$ で評価できる。ここで T_e は電子密度を表し、 $S_z(T_e)$ は Lotz の式¹⁰⁾

$$S_z(T_e) = 3.0 \times 10^{-6} \cdot \frac{\zeta}{T_e^{3/2} [\text{eV}]} \cdot \frac{E_1(\chi_z/T_e)}{\chi_z/T_e} \quad (5-2-11)$$

で評価できる。 Z はイオンの価数を、 ζ は最外殻に存在する電子の個数を表す。実験で得

られた間接熱化面の温度 125 eVと密度 $7.5 \times 10^{22} \text{cm}^{-3}$ を用いイオン化時間を評価すると、 $Z=0$ から 20までイオン化するのに、わずか 4.2 psしかかからないことがわかる。これに対し、自己相似解により評価した再輻射率の時間変化は

$$r(\tau) = 1 - 0.3 \cdot \left(I [\times 10^{13} \text{W/cm}^2] \right)^{-3/16} \cdot \left(\tau [\text{ns}] \right)^{-1/2} \quad (5-2-12)$$

と表すことができる¹¹⁾。実験で得られた輻射強度を I として代入すると、 $r(\tau) = 50\%$ を与える τ は 420 psとなる。これは実験結果と一致する。従って、実験で得られた間接熱化面における X線の立ち上がりの時間遅れ 420 psは、光学的に十分厚い AHW層が形成されるのに要した時間であると考えられる。

5. 2. 4 まとめ

レーザーで加熱された金キャビティーからの放出される輻射のスペクトルを時間分解絶対量測光した。

キャビティーから放出される輻射のスペクトルは黒体輻射のスペクトルとは異なり、局所熱平衡平均イオンモデルを用いた 2成分プラズマモデルで近似できる。キャビティーを充填しようとする高温、低密度のコロナプラズマは、キャビティーが放出する輻射のスペクトルの 800 eV以上の高エネルギー側に影響を与える。

またこの実験条件下では、間接熱化面の加熱要因はキャビティー中に発生する軟 X線輻射である。間接熱化面に光学的に十分厚い AHWを形成するには時間がかかり、これが輻射成長を遅くする原因になると結論できる。

5. 3 キャビティー閉塞¹²⁾

5. 2節で示したように、レーザー加熱された金キャビティー中にはキャビティー空間を充填しようとする希薄プラズマが存在し、特に 5. 2節の実験条件下では、そのような希薄プラズマが観測されたスペクトルの高エネルギー側に影響を与える。この節ではキャビティー空間を充填しようとする金プラズマの運動について述べる。

5. 3. 1 実験

キャビティーを充填しようとする金プラズマの運動を、図 5-3-1 に示す実験

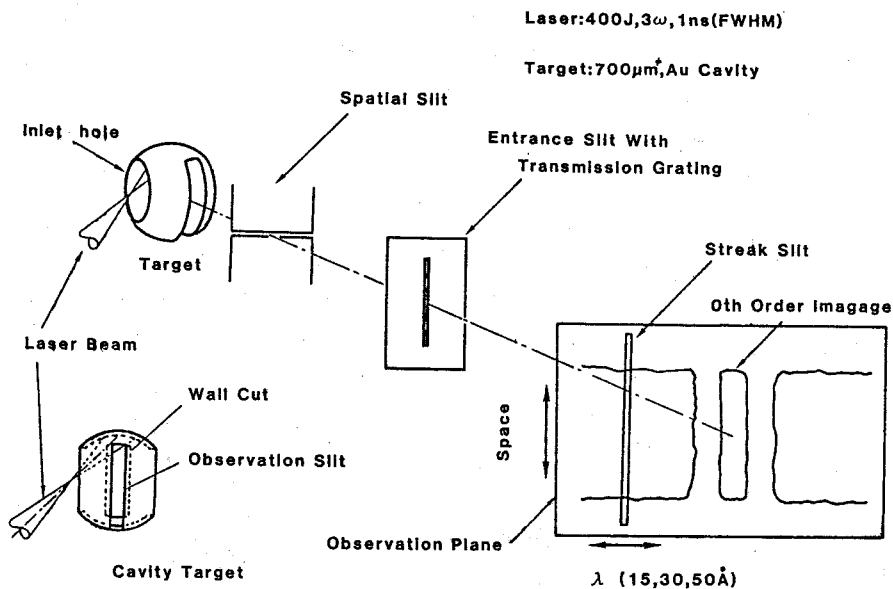


図5-3-1 キャビティー閉塞観測のための、軟X線単色ストリーク計測の実験配置

配置に基づいて観測した。1ビーム当たり 400 Jで波長 351 nmのレーザー光を、パルス幅 780 psで、 $f/3$ のレンズを通し、図5-3-2に示すように、レーザーの光軸とレーザー導入孔の法線のなす角が 45度になるように照射した。レーザー光はレーザー導入孔の軸線上に集光したので、最初にレーザー光が当たる面、すなわち第一照射面の照射強度は 1×10^{15} W/cm²であった。キャビティーの直径は 700 μ mで、直径 500 μ mのレーザー導入孔を通りレーザー光はキャビティー内へ導かれる。キャビティー内へ入ったレーザー光はキャビティー内壁で吸収、散乱、反射される。このうち反射されたレーザー光は同様に設けられた直径 500 μ mの孔を通してキャビティーの外側へ出て行く。こうすることで、間接熱化面に対する散乱光の影響を少なくした。また、プラズマがキャビティー空間を充満していく様子を観測するために、幅 100 μ mの観測スリットを設けた。キャビティー空間を充満しようとするプラズマの自発光だけが取り出せるように、観測スリットの対面のキャビティー壁を取り除いておいた。図5-3-1のように、観測スリットの直交方向に空間分解スリットを設け、さらに観測スリットの平行方向に、単色化のためのスリット状の透過型回折格子を設けた。この結果、X線ストリークカメラのスリットカソードを適当な位置に置くことにより、空間分解軟X線単色ストリーク像を得た。このときの空間分解能は 12

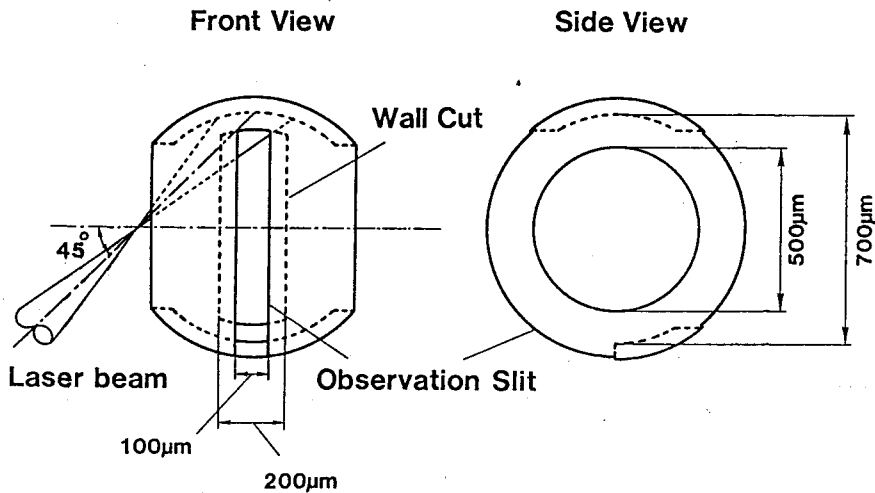


図5-3-2 キャビティー閉塞観測のための、キャビティーターゲットの構造

μmであった。この実験では、15、30、50 Åの3つの波長のX線像の観測を行った。

5.3.2 結果

得られたストリーク像から発光開始時刻、最大時刻、終了時刻を読み取り、グラフにプロットした。図5-3-3において、黒丸、白丸、黒四角の点がそれぞれの時刻を表す。波長 15 Åの輻射は、主に N-shell電子を持つイオンから放射され、波長 30及び50 Åの輻射は O-shell電子を持つイオンから放射されると考えられる¹³⁾。従って、それぞれの画像はそれぞれのイオンの運動を反映していると考えられる。N-shell電子を持つイオンの間接熱化面からの膨張開始は、直接照射面からの膨張開始より約 400 ps遅れている。これは前節でも示したように、間接熱化面のA H Wの形成時間に起因する。

5.3.3 考察

波長 15及び30 Åの画像データから、発光プラズマの流体としての膨張速度を評価する。膨張プラズマは比較的高温で低密度のプラズマと考えられるので、光学的に薄い。従って、図5-3-4に示すように、発光位置により観測されているプラズマの光学的な厚みが変わる。このため、観測されたX線強度をプラズマの光学的な厚みで割った値が一定になる点を考え、その点の移動を追跡して同じ密度のプラズマの運動を評価する。この

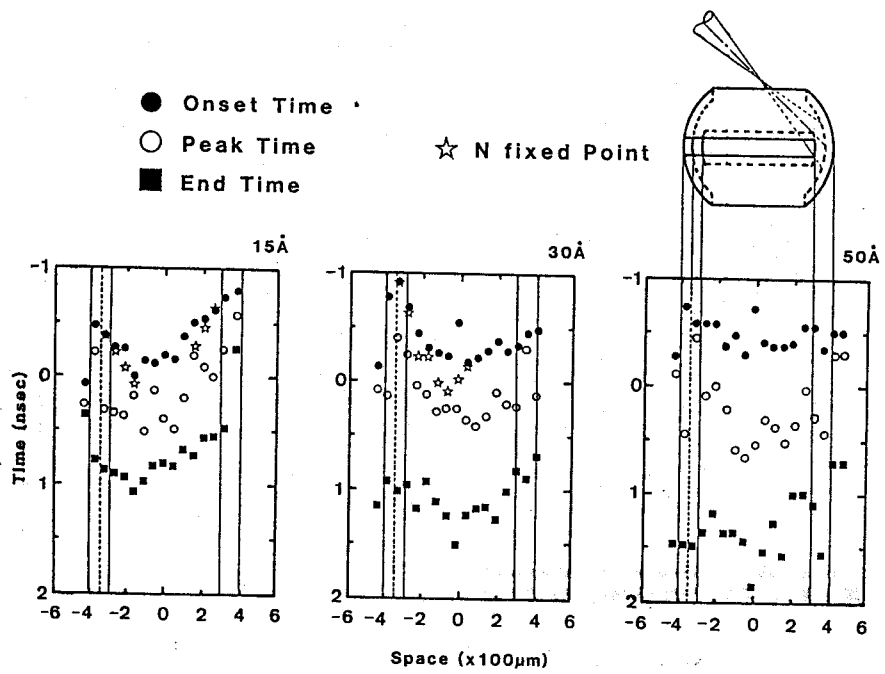
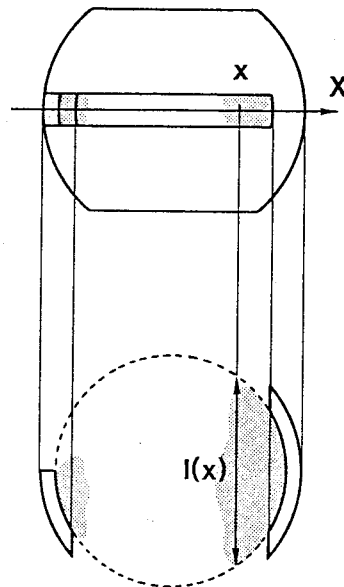


図5-3-3 キャビティー閉塞の観測結果



$I(x)$: Scale length at x

図5-3-4 観測点による光学的厚みの違い

ようにして求めた点を図5-3-3に星印でプロットした。星印を結ぶ直線の傾きからプラズマの膨張速度は

N-shell電子を持つイオン - 3.1×10^7 cm/s

O-shell電子を持つイオン - 2.4×10^7 cm/s

となる。

5.3.4 まとめ

レーザーで加熱された金キャビティを充填する希薄プラズマの運動を、空間分解軟X線単色ストリーク計測により観測した。この結果、希薄プラズマの膨張速度は、 $\sim 3 \times 10^7$ cm/sであることがわかった。前節の(5-2-6)式よりコロナプラズマの温度を評価すると、3.7 keVになる。M-shellまでイオン化が進んだと仮定して、 $Z=50$ とし音速を評価すれば、 $C_s \sim 3.0 \times 10^7$ cm/sとなり、これは実験結果と一致する。

5.4 輻射閉じ込め

レーザーで照射する金のターゲットがキャビティ構造になった場合、輻射がキャビティ内に閉じ込められ、キャビティが放出する輻射の強度が増倍されると考えられる。この節では、このような輻射の閉じ込め効果について述べる。

5.4.1 輻射閉じ込めの理論¹⁴⁾

輻射閉じ込めによる輻射強度の増倍に関する実験的研究は、1985年頃から始まる^{3), 15)}。特に西ドイツのマックスプランク量子光学研究所の Sigelを中心としたチームは、精力的に研究を進めている。

Sigelの開発した輻射閉じ込めのモデルについて説明する。キャビティ輻射は、キャビティ内壁に形成されたアブレーションを伴う輻射熱波 (Ablative Heat Wave: AHW) とキャビティ空間との間のエネルギーのやり取り、及びAHW自身の流体運動によって決定される。後者については第4章で示した自己相似解で評価する。AHWとキャビティ空間のエネルギーのやり取りについては、次のように考える。まず、図5-4-1に示すように、レーザー光により直接照射された部分で発生した軟X線が、キャビティ内壁を照らすときの照射強度を S_s とする。 S_s で加熱されたキャビティ内壁には、自己相

似解で与えられるA HWが形成される。このとき、キャビティー壁へ与えられる正味のエネルギー流束を S_{HW} とする。また、A HWは高温、高密度であるから、キャビティー空間へ向かってX線を再放出する。この再放射X線の強度がキャビティー放射であり S_r とする。図5-4-1の下図に示すような、開口率の大きなキャビティー（開殻構造のキャビティー）では、再放射X線はキャビティー内壁を再び加熱することはほとんどないが、上図に示すような開口率が小さなキャビティー（閉殻構造のキャビティー）では、再放射X線のほとんどが再びキャビティー内壁を加熱する。このときの照射強度を S_i とすると、 S_i と S_r の間には、開口率 n^{-1} を用いて $S_i = (1 - n^{-1}) S_r$ という関係式が成り立つ。また、A HWとキャビティー空間のエネルギーのやり取りから、

$$S_a + S_i = S_r + S_{HW} \quad (5-4-1)$$

という関係式が成立するので

$$S_a = S_{HW} + n^{-1} \cdot S_r \quad (5-4-2)$$

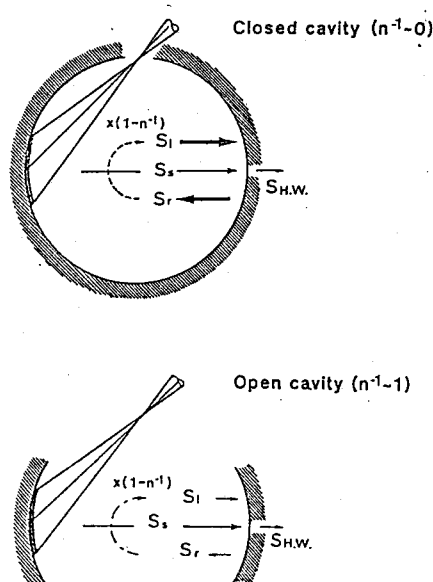


図5-4-1 輻射閉じ込めの原理

が成立する。これは、キャビティー内壁がレーザー光で直接加熱されたために発生するX線が、キャビティー壁へのエネルギーロスと、キャビティーに開いた孔からの外部へのエネルギー流出とに変わることを示している。S_{HW}を一定とし、開口率が小さい場合を考えると、開口率と再放射X線強度の積が一定なので、再放射X線強度S_rは大きくなる。これが放射閉じ込めによるキャビティー放射強度の増倍のメカニズムである。さらに、Sigelのモデルでは、AHWの流体運動をキャビティー壁のエネルギーのやり取りと結び付けるため増倍係数Nを用いる。Nは次のように定義される。

$$N = \frac{S_r}{S_{HW}} \quad (5-4-3)$$

この増倍係数は、AHWでの再放射率 r ($r = S_r / (S_i + S_s)$) を用いて

$$N = \frac{r}{1-r} \quad (5-4-4)$$

とも表せる。このNは、5.2節のNと同義である。Nを用いると再放射X線と発生X線による照射強度との間には、

$$S_r = \frac{1}{N^{-1} + n^{-1}} \cdot S_s \quad (5-4-5)$$

という関係式が成立する。例えば再放射率が70%の完全に閉じたキャビティーでは、S_rがS_sの約2倍の強さになることがわかる。

5.4.2 放射閉じ込め実験

前小節で示した放射閉じ込めによるX線強度の増倍を実験的に検証する。

レーザー照射する金キャビティーの直径(1、2、3 mm)及び使用するレーザービームの本数(10ビームあるいは5ビーム)を変えることにより、S_sを3通りに変化させた。1ビーム当たり400 J/0.9 nsで波長351 nmのレーザー光を、レーザー導入孔の法線方向に対して50度で入射した。キャビティーとして、レーザー導入孔と観測穴だけの閉殻構造のキャビティー($n^{-1} \sim 0.08$)、及び観測穴の他に開口率を大きくするために別の孔

を設けた開殻構造のキャビティ（ $n^{-1} \sim 0.37$ ）の2種類を用意した。図5-4-2は実験配置の概略図である。観測穴から放出される輻射を透過型回折格子を用いた軟X線フィルム分光器で観測した。軟X線フィルム分光器により評価したキャビティの輻射強度 S_x の吸収レーザーエネルギーから評価した S_s に対する依存性を図5-4-3に示す。黒丸は閉殻構造のキャビティのデータ点で、白丸は開殻構造のキャビティのデータ点を表す。また、実線と点線はそれぞれの場合に対する一次元のシミュレーションコードを用いた計算結果である。両者はよく一致している。輻射の閉じ込め効果を調べるため、開口率に対する増倍係数 N の変化を、図5-4-4にプロットする。キャビティの開口率を小さくすることで、輻射強度が約3倍に増倍されたことがわかる。なお、図5-4-4において実線で示しているのは自己相似解から予測される増倍係数で、実験結果をよく再現している。

5.5 再輻射X線の時間変化¹⁶⁾

前節で示したように、キャビティ輻射は、キャビティ壁での熱のやり取りと

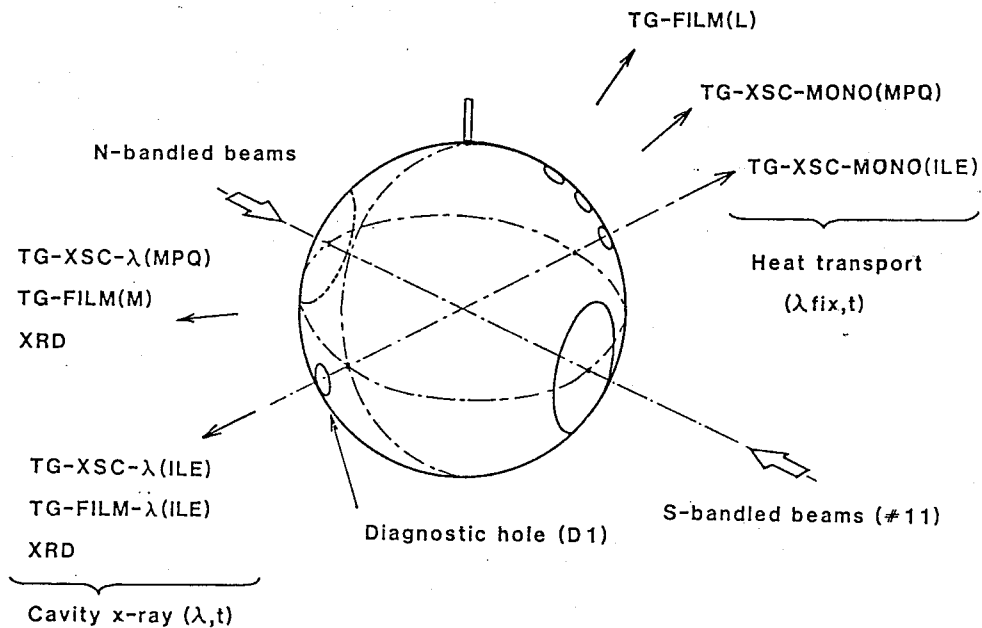


図5-4-2 輻射閉じ込めによる輻射強度の増倍の観測の実験配置図

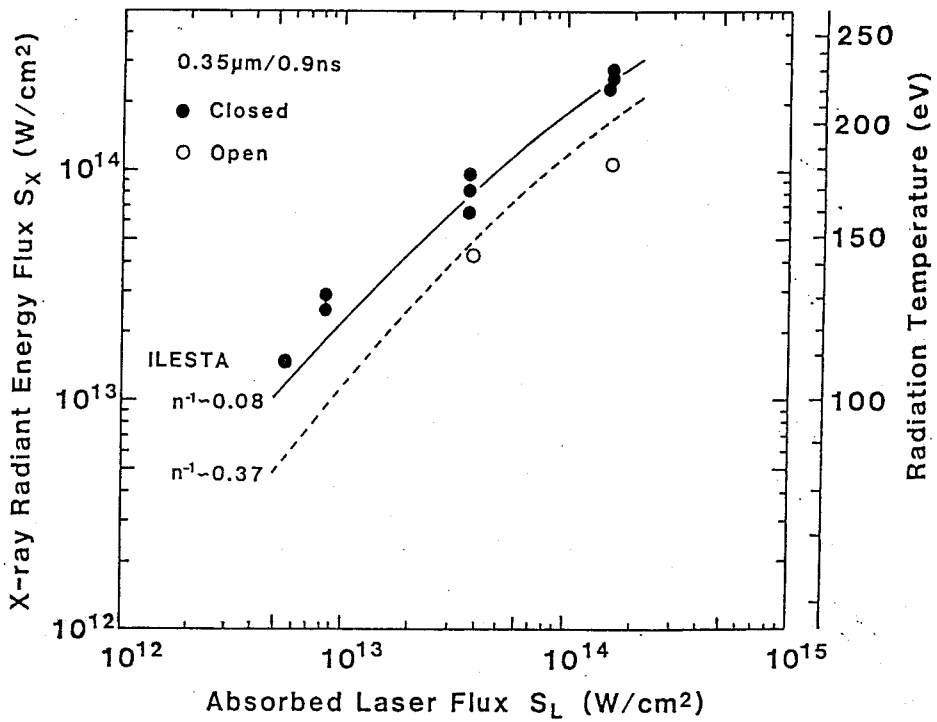


図5-4-3 吸収レーザーによる照射強度 (S_L) と
キャビティが放出するX線の強度 (S_x) の関係

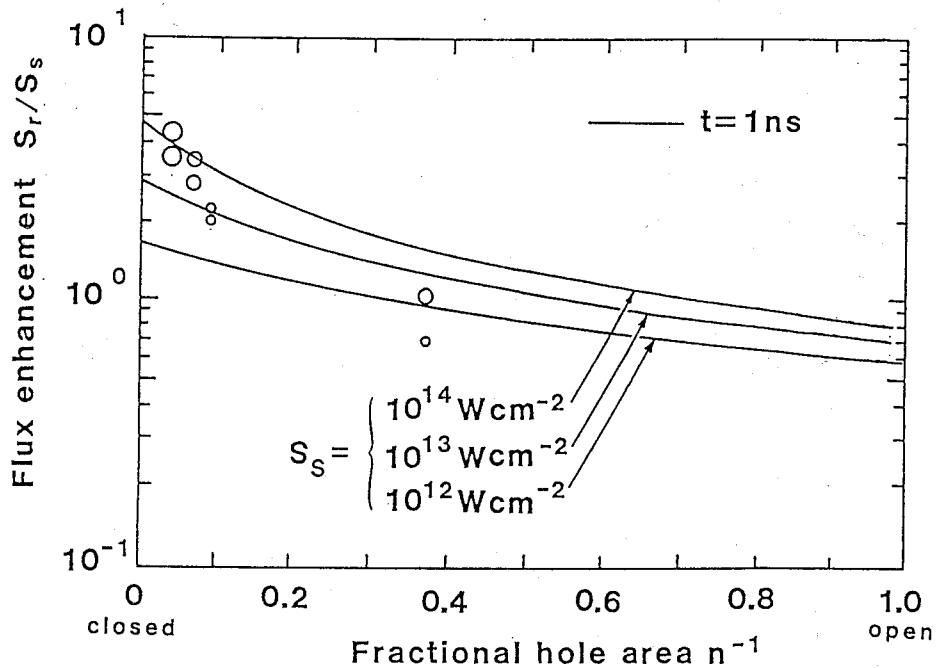


図5-4-4 キャビティの開口率と増倍係数の関係

AHWの流体運動によって決定されるが、Sigelのモデルでは、その二つの要因を結ぶ際、増倍係数 N を導入している。この場合、前節の(5-4-5)式に従えば、再放射X線強度は S_s に比例するので、レーザー光の照射を終了すれば、再放射X線は消えることになり、実際の現象と矛盾する。また、AHWの流体運動を自己相似解で与えているが、自己相似解が成立するのは流体運動が時間的に一定の境界条件を有する場合に限られている。これについて前節では、キャビティー内の発光源の強さは一定であると仮定して議論を進めた。すなわち S_s は定数と考えている。しかしながら、実際の間接駆動型爆縮を考えた場合、照射するレーザー光の強度は、時間依存性を持ち、従って、 S_s も時間依存性を持つ。また、将来的な間接駆動型爆縮の最適化を考えると、キャビティー放射の時間波形の整形 (pulse tailoring) が必要不可欠になる¹⁷⁾。従って、時間変化する S_s に対する再放射X線の時間変化を考える必要がある。この節では、AHWに注入されるX線が時間的に変化する場合について考え、再放射X線の時間変化について述べる。

5. 5. 1 再放射X線の時間変化モデル

Sigelが考案したキャビティー放射のモデリングを、時間的に変化する S_s に対して記述できるように、次のように改めた。

まず、Sigelのモデルと同様に、AHWは光学的に十分厚いと考え、再放射X線強度 $S_r(t)$ は、AHWの温度 $T(t)$ を用いて、 $\sigma T^4(t)$ で与えられるとする。ここで、 σ は Stefan-Boltzmannの定数である。Sigelは、AHWの温度の時間発展に、AHWへ入る正味の熱エネルギー流束 S_{HW} が一定の場合に対する自己相似解を与えている。実際は、AHWに対する照射強度 $S_s(t)$ が時間に依存するので、 S_{HW} も時間の関数になり、自己相似解でAHWを記述することはできない。従って、次のように考える。

各時刻の温度 $T(t)$ は、その時刻のAHWの全面密度 $m(t)$ 、その時刻までにAHWが与えられた熱エネルギー $E_{tot}(t)$ 、及びAHWの比熱 C との間に、

$$E_{tot}(t) = m(t) \cdot \int_0^{T(t)} C(\theta) d\theta \quad (5-5-1)$$

で与えられる。ここで $E_{tot}(t)$ は、

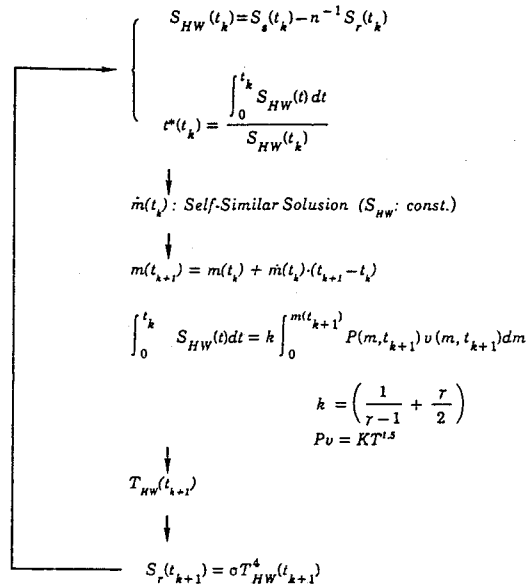


図5-5-1 再輻射の時間変化モデルのフローチャート

$$E_{tot}(t) = \int_0^t S_{HW}(\tau) d\tau \quad (5-5-2)$$

と表せる。比熱については、次のように考える。AHWが持つ熱エネルギーの総量 $E_{tot}(t)$ は、AHWの内部エネルギー ϵ と、運動エネルギー κ よりなり、それぞれのエネルギーは、プラズマの圧力 p と、単位質量当りの体積 v を用いて、

$$\epsilon = m \cdot \frac{pv}{\gamma - 1} \quad (5-5-3)$$

$$\kappa = \frac{1}{2} \cdot m \cdot C_s^2 = m \cdot \frac{\gamma}{2} \cdot pv \quad (5-5-4)$$

と表せる。ここで γ は比熱比であり、ここでは $\gamma=1.5$ を用いる³⁾。 C_s は流体の音速である。さらに、問題にしている金プラズマの状態方程式は、

$$pv = K \cdot T^{3/2} \quad (5-5-5)$$

で近似されることがわかっている³⁾。ここで、Kは定数でありCGS単位系では7400 (cm²s²K⁻¹·⁵)である。dE_{tot}/dT=C·mであるから、比熱Cは温度の関数になり

$$C = \frac{3}{2} \cdot \left(\frac{1}{r-1} + \frac{r}{2} \right) \cdot K \cdot T^{1/2} \quad (5-5-6)$$

で与えられる。この結果、E_{tot}(t)とm(t)がわかれば、T(t)が求められ、S_r(t)が評価できる。E_{tot}(t)は、(5-5-2)式に従い、S_{HW}(t)を時間積分して求める。m(t)は自己相似解を利用して、次のようにして求める。まず、ある時刻t_kまでS_{HW}(t_k)、m(t_k)、T(t_k)がわかっているものとする。この状態で、AHWがどれだけ成長するかを考える。自己相似解では、AHWに対する一定のエネルギー流入S_{HW}があったとき、tだけ時間が経てば、AHWの全面密度m(S_{HW}, t)が、

$$m(S_{HW}, t) = 2.6 \times 10^{-7} \cdot \left(S_{HW} [\text{erg/s/cm}^2] \right)^{7/13} \cdot \left(t [\text{s}] \right)^{10/13} \quad [\text{g/cm}^2] \quad (5-5-7)$$

で与えられる³⁾。この式は、S_{HW}が時間的に一定の場合に成立し、いま問題にしている場合にそのまま適用することはできない。従って、いま問題にしている状態が、自己相似解((5-5-7)式)では、どの時刻に対応するかを考える必要がある。時刻t_kにAHWが持つエネルギーの総量はE_{tot}(t_k)であり、そこへS_{HW}(t_k)のエネルギー流入があると考える。(5-5-7)式の自己相似解は、S_{HW}が一定の場合の流体の時間変化を記述するので、E_{tot}(t_k)をS_{HW}(t_k)で割って得られる時間t*(t_k)が、その時刻に対応すると考えられる。(5-5-7)式より、AHWの成長率dm/dtが

$$dm/dt = 2.0 \times 10^{-7} \cdot \left(S_{HW} [\text{erg/s/cm}^2] \right)^{7/13} \cdot \left(t [\text{s}] \right)^{-3/13} \quad [\text{g/cm}^2/\text{s}] \quad (5-5-8)$$

と評価できるので、時刻t_kの成長率は、上式でS_{HW}(t_k)とt*(t_k)を代入して得られる値を用いる。こうしてm(t_{k+1})は、

$$m(t_{k+1}) = m(t_k) + dm/dt \Big|_{t=t_k} \cdot (t_{k+1} - t_k) \quad (5-5-9)$$

で与える。また、時間が経つと、AHWの温度が高くなり、S_sよりS_rが強くなって、S_{HW}<0になる可能性がある。このような場合、アブレーションを支えるAHWへの熱の流入がなくなるので、AHWの成長率はゼロと考える。m(t_{k+1})が決まれば、T(t_{k+1})

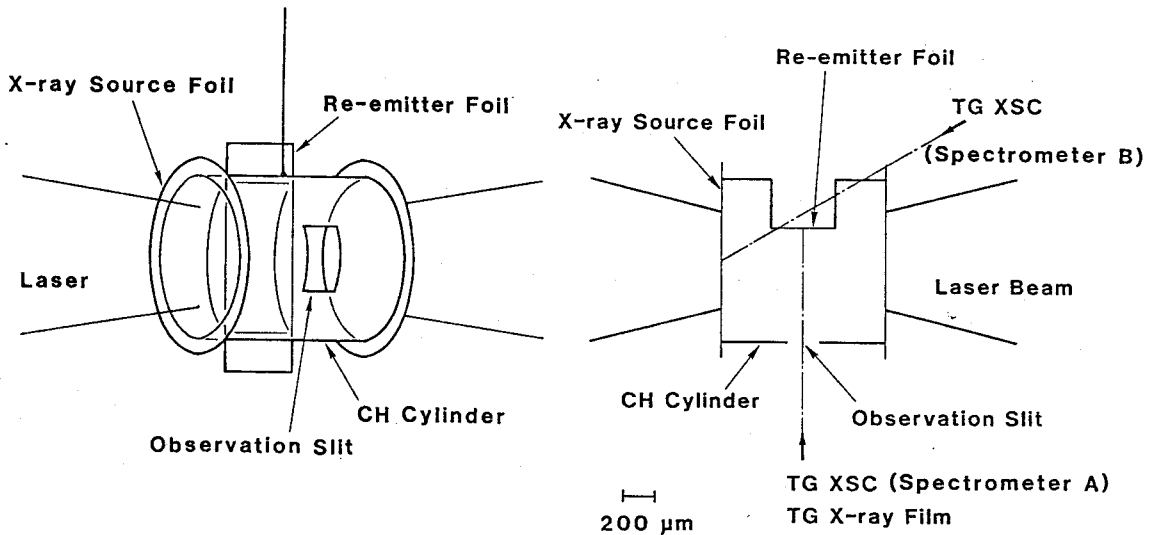
が決まり、 $S_{HW}(t_{k+1})$ が評価できることになる。以上のプロセスを図5-5-1に、フローチャートとして表す。このようにして、 $S_s(t)$ を与えることにより、各時刻のA HWの全面密度 $m(t)$ 、及び再放射X線強度 $S_r(t)$ が評価できる。

5.5.2 再放射X線の観測及び考察

前節で示したような、キャビティーを利用した実験でも、再放射X線の時間変化の観測は可能であるが、再放射面を照射するX線の強度 $S_i(t)$ ($n^{-1}=1$ では $S_s(t)$) の評価が困難である。そこで、図5-5-2に示すような、ターゲットを用い、再放射体に対するX線照射強度の時間変化 $S_s(t)$ と、再放射体の発光強度すなわち再放射X線強度 $S_r(t)$ の計測を行い、前小節で示した再放射X線の時間変化モデルとの比較を行った。

5.5.2.1 実験

図5-5-2に示すように、再放射体の金の板及び、照射X線源となる厚さ 0.5



(a) 立体図

(b) 上からみた図

図5-5-2 再放射X線観測用のターゲット、及びその実験配置

μm の金薄膜を、直径 $1000 \mu\text{m}$ で長さ $950 \mu\text{m}$ のプラスチックのシリンダーに固定したターゲットを使用した。波長 351 nm の2本のレーザービームを、パルス幅 0.8 ns で、1ビーム当たり 390 J で、図5-5-2に示すように直径 $300 \mu\text{m}$ のスポットに集光した。従って、このときのレーザー照射強度は $1.7 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ であった。第4章で示したように、厚さ $0.5 \mu\text{m}$ の金薄膜の場合、レーザー光は薄膜後面に透過しないが、AHWは後面に貫通する¹⁸⁾。従って、シリンダーの内側へ向けて強いX線が放出され、再輻射体をX線照射する。再輻射体を照射するX線の強度を分光器Bを用いて測定した。再輻射体である金の板を取り除き、且つ、プラスチックシリンダーの一部を切り落とした状態で、図5-5-2 (b)の左側のレーザービームのみを照射して観測した。2台の分光器は、第3章で述べた軟X線分光ストリークカメラである。別途実施した、クロスキャリブレーションショットを通じて、絶対量較正及び2台の間の相対感度の確認を行った。クロスキャリブレーションショットでは、金をコートした直径 $300 \mu\text{m}$ の中実球(サファイアのボール)の一部を、両分光器の方向へ放射される輻射が等しくなるように、図5-5-2 (b)の右側のレーザービームで照射した。分光器Bを用いれば、金薄膜の後面の発光強度が計測できる。時間平均した金薄膜後面のX線発光強度の計測値は、 $1.8 \times 10^{13} \text{ W/cm}^2$ だった。金薄膜後面の軟X線像から評価したX線発光領域(直径 $430 \mu\text{m}$ のスポット)を用い、X線輻射の角度分布を Lambert則(発光面の法線に対する倒れ角 θ 方向へのX線強度が $\cos \theta$ に比例するという法則)で仮定することにより、再輻射体に対するX線照射強度が光線追跡計算により評価でき、 $4.4 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ と求められる。絶対量を含めた照射強度の時間変化を、図5-5-5に白丸で示す。このとき、サポートシリンダーとしてプラスチックを使用したので、シリンダー自体からの再輻射は無視できる。また、2枚の金薄膜の相互加熱は、2枚の膜の間隔から見積って薄膜自身の発光強度の10%以下と評価できる。再輻射X線の観測は、シリンダーに設けた幅 $200 \mu\text{m}$ の観測スリットを通し分光器Aで観測した。

5.5.2.2 結果

図5-5-3に、分光器Aにより得られたストリーク分光像を示す。再輻射体に対するX線照射の終了後、再び強い信号が現れているが、これはシリンダー中を充満する金プラズマのスタグネーションによる発光信号であると見なせる。このデータから求めたX線スペクトルの時間変化を、図5-5-4に示す。時刻 $t=0$ は、X線強度の最大の時刻

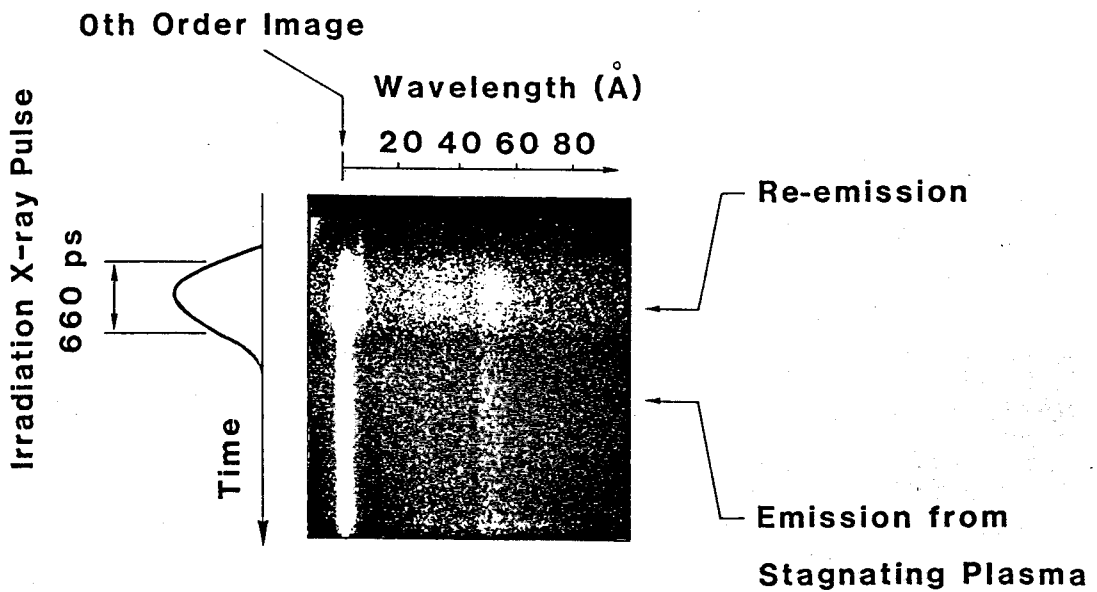


図5-5-3 再輻射X線の時間分解分光像

に対応する。このX線スペクトルをエネルギー積分することにより、各時刻の再輻射X線強度 $S_r(t)$ が評価できる。図5-5-5に、こうして得られた再輻射体上のX線照射強度及び再輻射X線強度の時間変化を、白丸及び黒丸でプロットした。この図では、時刻 $t=0$ は、クロスキャリブレーションショットのときのX線強度最大時刻に対応する。再輻射X線は、照射X線に比べ遅れて立ち上がり、X線の再輻射率にして50%まで成長している。その後、照射X線の最大時刻から100-200 ps後に再輻射の減衰が始まっている。 $t=0.7$ ns付近のX線の立ち上がりは、既に示したように、スタグネーションプラズマの発光と考えられる。

5.5.2.3 考察

前小節で示した再輻射X線の時間変化モデルに、実験で得られた $S_s(t)$ の時間波形を入力し、再輻射X線の時間変化 $S_r(t)$ を計算した。結果を図5-5-5に細い点線で示す。X線の立ち上がり部から $t=0.1$ nsの付近までは、モデルは実験結果と、測定誤差の範囲内で一致している。ところが、 $t=0.1$ ns以降は実験結果より全体的に強い値を示している。また、再輻射の減衰のタイミングも実験より遅れて始まる。これは、現象

後半のA H Wの冷却がモデルにおいて過小評価になっているためと考えられる。A H Wの冷却の過小評価の原因は、現象後半のA H Wの成長率の減少によるA H Wの全面密度の過小評価と考えられる。同じ熱エネルギーに対し、A H Wの全面密度が小さければ、温度が高くなり、 S_r が大きくなる。実際に現象の後半では冷却フェーズに入り、 S_r は S_s を上回る。このとき S_{HW} は負の値になり自己相似解の中で対応する状態が存在しなくなる。モデル計算では、 $S_{HW} < 0$ になれば $dm/dt = 0$ と仮定して計算しているが、実際はA H W自身の輻射でA H Wの成長が続くものと考えられる。たとえ $S_{HW} > 0$ であっても、現象の後半については、A H Wの成長がA H W自身が放出する輻射によって支配され、 S_{HW} の大小には関係しなくなると考えられる。従って、A H Wの自発光が支配的となる現象後半では、自己相似解に変わるA H Wの成長率の評価法を考える必要がある。

5.5.2.4 まとめ

再輻射X線の時間変化の計測を行い、自己相似解を利用した再輻射X線の時間変化モデルの計算結果と比較した。この結果、X線の立ち上がり部分に関してはモデルと実験はよく一致することがわかった。冷却フェーズでモデルは実験より大きな値をとるが、これはA H Wの成長率の過小評価に起因するものと考えられる。現象後半のアブレーション

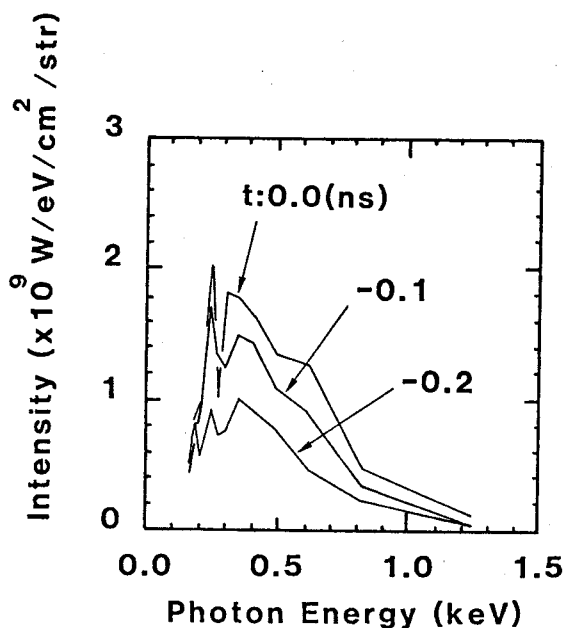


図5-5-4 再輻射X線の時間分解スペクトル

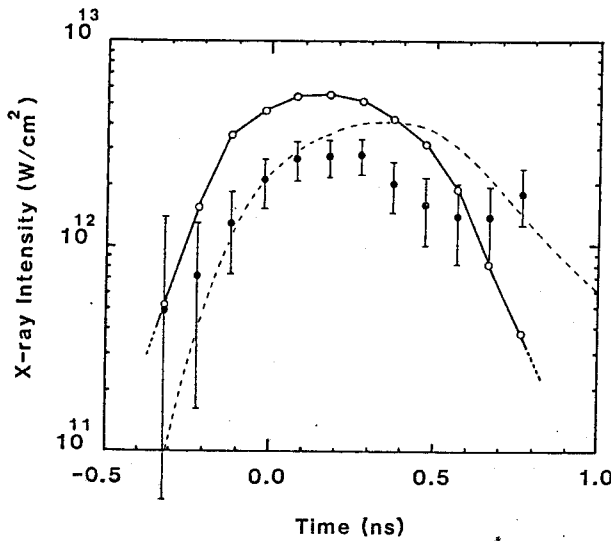


図5-5-5 再輻射X線強度の時間変化

白丸-照射X線、黒丸-再輻射X線（実験値）、点線-再輻射X線（モデル）

ンは、AHW自身の自発光によって起こると考えられ、そのような状態でのAHWの成長率を評価する必要がある。

5.6 まとめ

この章では、間接駆動型爆縮の最適化において必要不可欠な、レーザー加熱金キャビティが放出する輻射の特性を明らかにした。結果をまとめると次のようになる。

(1) 高強度レーザー光によるキャビティ加熱の実験を実施し、軟X線スペクトルの時間変化の計測を行った。この結果、次のようなことがわかった。

- (a) キャビティから放出される輻射のスペクトルは、黒体輻射のそれとは異なり、局所熱平衡平均イオンモデルを用いた2成分プラズマモデルで説明できる。特に800 eV以上の高エネルギー側のスペクトル領域は、キャビティ空間を充填しようとする希薄プラズマからの輻射に影響されると考えられる。これは、将来、長いパルス幅のレーザー光を用いて間接駆動型爆縮をする場合、キャビティ空間を充填しようとするプラズマの影響が無視できなくなることを示していると考えられる。

- (b) レーザーで直接加熱された部分で発生したX線で間接的に加熱された部分の放射の成長は、直接レーザーで照射された部分に比べ遅くなる。これは、放射加熱された間接加熱部分に十分厚い再放射領域（アブレーションを伴う放射熱波）を形成するのに要する時間が比較的長いと考えられる。キャビティー中に十分な放射閉じ込めを行うには、レーザーで照射されない部分における再放射領域の形成時間が必要である。
- (2) (1)の(a)に関連して、レーザー加熱された金キャビティーを充填しようとする金プラズマの運動を、空間分解軟X線単色ストリーク計測した。この結果、キャビティーを充填するプラズマの膨張速度は $\sim 3 \times 10^7$ cm/sであることがわかった。
- (3) キャビティーターゲットにおける放射閉じ込めのメカニズムを示した。
- (4) 高強度レーザー光による放射閉じ込め実験を行い、閉殻構造の場合に比べ、閉殻構造のキャビティーでは、放射強度が3倍強くなるという結果を得た。これは、間接駆動型爆縮において、閉じ込め効果を利用したエネルギー利用効率の向上が可能であることを示唆している。
- (5) 実際の間接駆動型爆縮の最適化を考える際問題となる再放射X線の時間変化について、モデルの作成を行った。また、実験を行い、このモデルとの比較を行った。この結果、考案したモデルは再放射X線の立ち上がりに関し実験をよく再現することがわかった。

以上の結果は、キャビティー放射を考える上で重要であり、今後の間接駆動型爆縮の設計におけるキャビティー構造の決定に役立つものと考えられる。

第5章の参考文献

- 1) K.Kondo, H.Nishimura, H.Sakurai, K.Nishihara, Y.Izawa, Y.Kato, C.Yamanaka and S.Nakai: Jpn.J.Appl.Phys. 28 (1989) 1695.
- 2) D.Saitzmann, H.Szichman, A.D.Krumbein and C.E.Capjedi: Phys.Fluids 30 (1987) 515.
- 3) R.Pakula and R.Sigel: Phys.Fluids 28 (1985) 232.
- 4) R.C.Malone, R.C.McCrory and R.L.More: Phys.Rev.Lett. 34 (1975) 721.
- 5) P.D.Goldstone, R.S.Goldman, W.C.Mead, J.A.Cobble, G.Stradling, R.H.Day, A.Haner, M.C.Richardson, R.S.Marjoribanks, P.A.Jaanimagi, R.L.Keck, F.J.Marshall, W.Seka, O.Barmouin, B.Yaakobi and S.A.Letzring: Phys.Rev.Lett. 59 (1987) 56.
- 6) W.C.Mead, E.K.Stover, R.L.Kauffmann, H.N.Kornblum and B.F.Lasinski: Phys.Rev. A 38 (1988) 5275.
- 7) M.Finkenthal, S.Lippmann, H.W.Moos, P.Mandelbaum and TEXT Group: Phys.Rev.A 39 (1989) 3717.
- 8) K.Estabrook and W.L.Kruer: Phys.Rev.Lett. 40 (1978) 42.
- 9) E.Storm: 11th Int.Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-47, 1986, Proceeding of the 11th Int.Conf.Kyoto, Nuclear Fusion Research, Supplement, 1987, ed.IAEA in Austria, vol.3, p.15.
- 10) C.DeMichelis and M.Mattiot: Nucl.Fusion 21 (1981) 677.
- 11) R.Sigel, K.Eidmann, F.Lavarenne and R.F.Schmalz: submitted to Phy.Fluids.
- 12) K.Kondo, H.Nishimura, T.Endo, H.Shiraga, T.Yabe, Y.Kato and S.Nakai: Short-Wavelength Lasers and Their Applications, Proceedings of an Int.Smp. (Osaka Japan, 1987) pp.291-295.
- 13) M.Ito and T.Yabe: Phys.Rev.A 35 (1987) 233.
- 14) R.Sigel, R.Pakula, S.Sakabe and G.D.Tsakiris: Phys.Rev.A 38 (1988) 5779.
- 15) T.Mochizuki, T.Yabe, H.Azechi, K.A.Tanaka, T.Boehly, N.Miyana, H.Nishimura, S.Ido, M.Yamanaka, T.Norimatsu, T.Jitsuno, M.Nakatsuka, K.Mima, S.Nakai, C.Yamanaka, R.Sigel, G.D.Tsakiris, K.Eidmann, P.H.Hermann, R.Pakula,

P.Sachsenmaier, S.Sakabe, and S.Witkowski: 11th Int.Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-47, 1986, Proceeding of the 11th Int.Conf.Kyoto, Nuclear Fusion Research, Supplement, 1987, ed.IAEA in Austria, vol.3, p.25.

16)K.Kondo, H.Nishimura, Y.Kato and S.Nakai: to be submitted to Jpn.J.Appl.Phys.

17)W.J.Hogan: Lawrence Livermore Laboratory Report No.UCL-98094, 1988
(unpublished).

18)H.Nishimura, T.Yabe, T.Endo, K.Kondo, H.Shiraga, Y.Kato, and S.Nakai:
Short-Wavelength Lasers and Their Applications, Proceedings of an Int.Simp.
(Osaka Japan,1987) pp.261-264.

第6章 間接駆動型爆縮

6.1 はじめに

第1章にも示したように、間接駆動型爆縮は燃料球を均一にX線照射できるという点で将来的に有望な爆縮方式である。この章では、間接駆動型爆縮、すなわちこれまでの章で明らかにしたキャビティー輻射を利用した爆縮について述べる。間接駆動の方式としては、大きく2つに分かれる。1つは第4章で示した金薄膜後面から放出される輻射を爆縮に利用する方式で、もう1つは、従来から考えられてきた前面発光を用いたシリンダーキャビティーによる爆縮である。なお前面発光については第5章で示した。爆縮実験は、激光XII号の12ビームあるいは10ビームを用い、図6-1-1に示すような2方向照射配置のターゲットチェンバーで実施した。ガラスレーザーの3倍高調波光をターゲット照射レーザーとして用いた。このような短波長レーザー光を用いれば、より高いレーザー吸収率、X線変換率が可能になる。

6.2 金薄膜後面からの輻射による爆縮

第4章で示したように、レーザー光に対しては十分薄く、しかし輻射熱波に対しては厚い金薄膜をレーザー光で照射すれば、その裏側に強い軟X線が放出される。この節では、この金薄膜後面輻射を利用した爆縮について述べる。

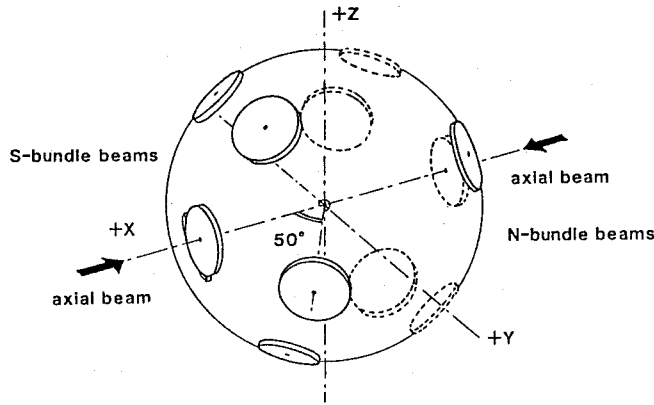
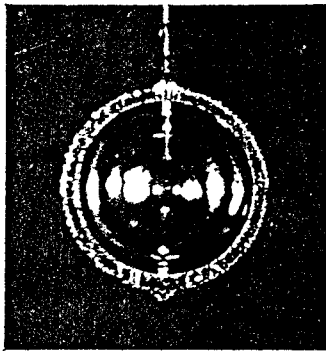


図6-1-1 2方向照射配置のターゲットチャンバー

6. 2. 1 実験

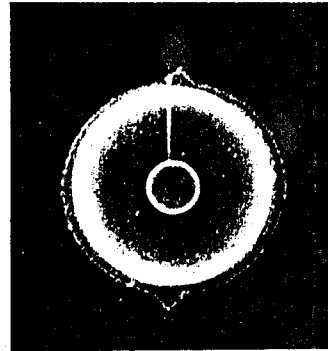
ターゲットは、厚さ $0.4 \mu\text{m}$ の金薄膜の球殻の中に、燃料球を入れたものを使用した。燃料球は直径 $200 \mu\text{m}$ で厚さ $1.5 \mu\text{m}$ のガラスマイクロバルーンであり、DT燃料を 10 atm 封入した。また、アブレーションする物質としてテフロンを $2\text{-}15 \mu\text{m}$ コートした。テフロンコートに対する爆縮パラメータの変化を観測し、これを1次元のシミュレーションコードによる計算結果と比較する。レーザーは、既に示したように、激光X II号の3倍高調波光を用いた。12ビームで合計 6.5 kJ のレーザー光をパルス幅 1 ns 、 $d/R=-5$ でターゲットに照射した。計測としては、中性子発生数のモニターとしてAg放射化カウンター、NE102Aシンチレーションカウンターを用いた。イオン温度の計測は、中性子飛行時間法(n-TOF)で行った。また、ノックンプロトンの計測により燃料の ρR を、Si放射化法によりブッシャーの $\rho \Delta R$ を計測した。

Visible light micrograph



500 μm

X-ray micrograph



500 μm

図6-2-1 金薄膜後面からの輻射を利用した爆縮のためのターゲット

6. 2. 2 実験結果と考察

図6-2-2にテフロンコート厚に対する中性子発生数の関係をプロットする。星印が実験データを、黒星がAg放射化カウンターによる計測結果を、白星がNE102Aシンチレーションカウンターによる計測結果を示す。他の印は1次元のシミュレーションの結果である。図6-2-2の右図は、最大圧縮時付近の流線図を示す。白丸は衝撃波が初めて中心で衝突する時刻 t_1 までに発生した中性子の総数、黒丸は反射衝撃波が再びブッシャーに衝突する時刻 t_2 までに発生した中性子の総数を表す。また、黒四角は全中性子発生数を示している。実験値はおおよそ白丸と黒丸の間に存在するので、この爆縮の中性子発生が初めの衝撃波の衝突でほとんど決まっていたと考えられる。図6-2-3には、テフロンコート厚に対する、燃料 ρR 及びブッシャー $\rho \Delta R$ の関係を示し、図6-2-4には、テフロンコート厚に対するイオン温度の関係を示す。星印が実験データを示し、丸印がシミュレーションの結果を示す。これらの値は、シミュレーションにより、比較的良く再現されている。

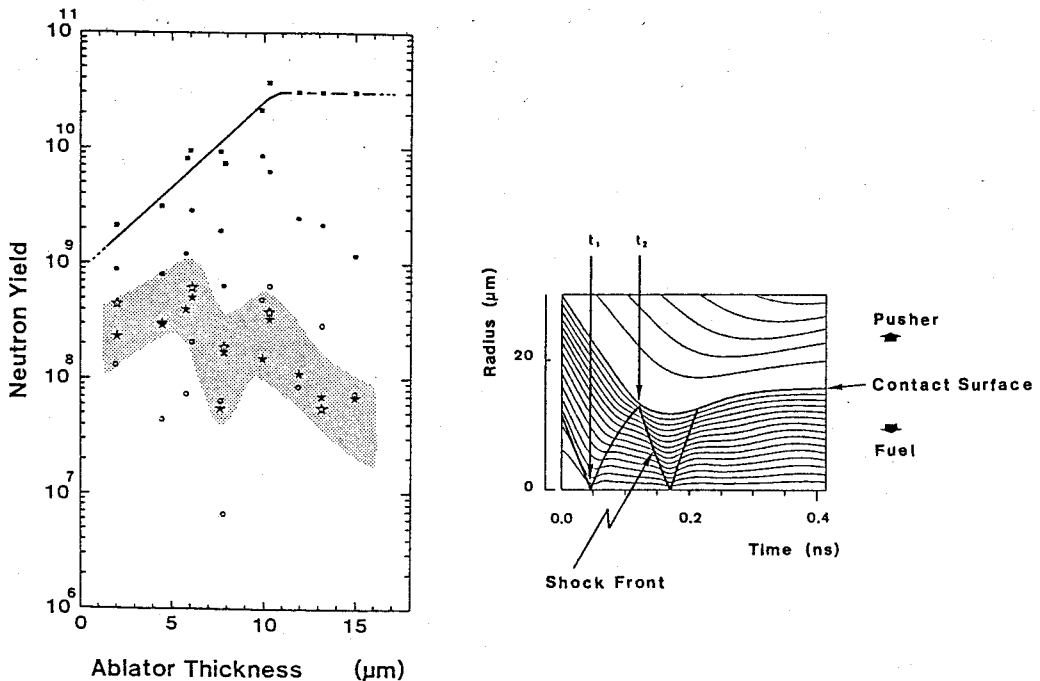


図6-2-2 金薄膜後面輻射による間接駆動型爆縮における、中性子発生数のアブレータ厚依存性。右図は最大圧縮時付近の流線図を表す。

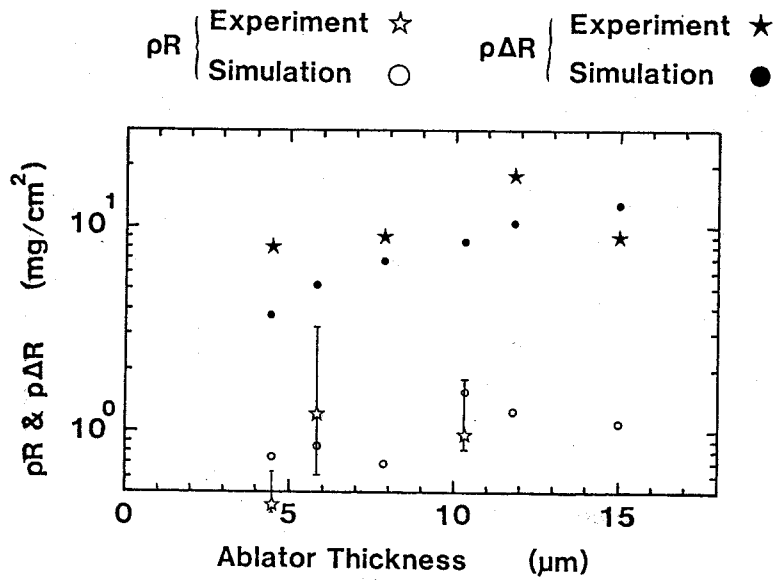


図6-2-3 ρR 、及び $\rho \Delta R$ のアブレータ厚依存性

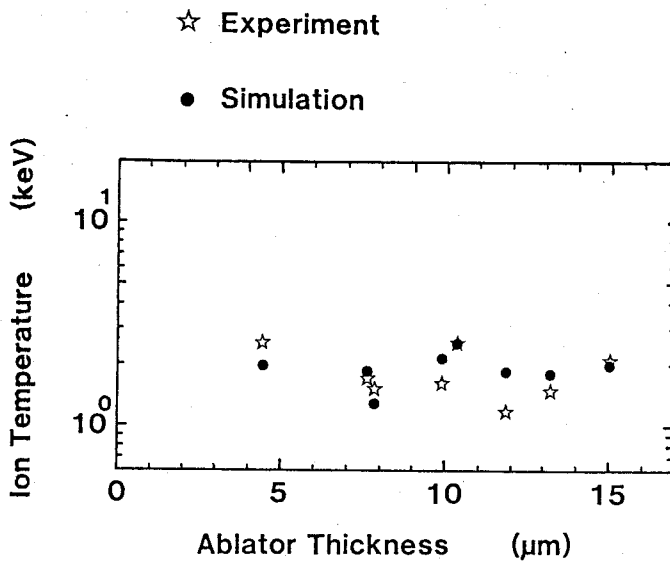


図6-2-4 イオン温度のアブレータ厚依存性

6.3 シリンダーキャビティーを用いた爆縮

前節に示した金薄膜後面輻射による爆縮の場合、完全に閉じたキャビティー構造が可能であるが、薄膜前面に放出される輻射による損失が大きいため、あまり理想的ではない。これに対し、前面輻射を利用した爆縮は、閉じ込め効果がうまく利用できれば、効率の良い爆縮が可能になると考えられる。この節では、そのような前面輻射を利用した爆縮に関し、燃料球に対するX線照射の均一性の制御について述べる。

燃料球（内球）の照射均一性を評価するため、光線追跡計算を行った¹⁾。図6-3-1にその模式図を示す。X線の発光部としては、レーザー光が最初に当たる面、すなわち第一照射面を想定する。レーザービームをいくつかのファイバーに分割し、各ファイバーにおけるシリンダー上のレーザー光による照射強度、及びシリンダー壁面への入射角を計算し、各ファイバーが照らす面素のX線発光強度を算出する。但し、面素は静止していると仮定する。このとき、波長 351 nm のレーザー光に対するX線変換率及びレーザー光の吸収率は、参考文献2の値を用いた。また、レーザーの吸収は古典吸収のみと考えられるので、吸収率の入射角依存性はプラズマの密度勾配が線形であると仮定して、

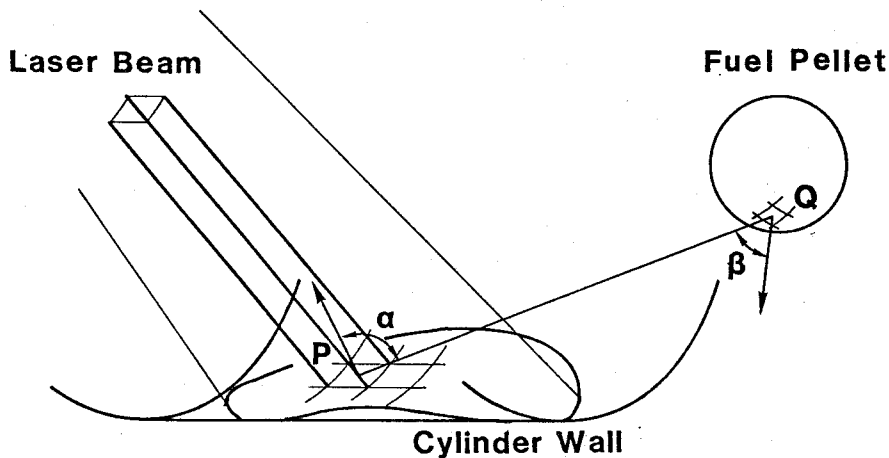


図6-3-1 シリンダーキャビティーにおける光線追跡による内球照射強度の計算

$$\eta_{\text{abs}}(\theta) = 1 - \exp(-k \cdot \cos^2 \theta) \quad (6-3-1)$$

で与えた。また、各面素でのX線放射の角度分布は Lambert則（法線に対する倒れ角 θ 方向への輻射強度が $\cos \theta$ に比例するという法則）に従うとした。従って燃料球上の点Qを照射するX線の強度は、

$$I_Q = \int_{\text{emitter}} dS \frac{I_P}{\pi} \cdot \frac{\cos \alpha \cdot \cos \beta}{PQ^2} \quad (6-3-2)$$

により与えられる¹⁾。

この計算により得られた結果の一例を図6-3-2に示す。ビームの配置及び入射角はシリンダーの軸に対し50度で、計10ビーム照射すると考えた。図は、内球の直径が200 μm の場合の計算結果である。レーザーの集光点からシリンダーまでの長さはシリンダーの半径の3倍とした。横軸のLは、レーザー軸とシリンダーの交点と、燃料球中

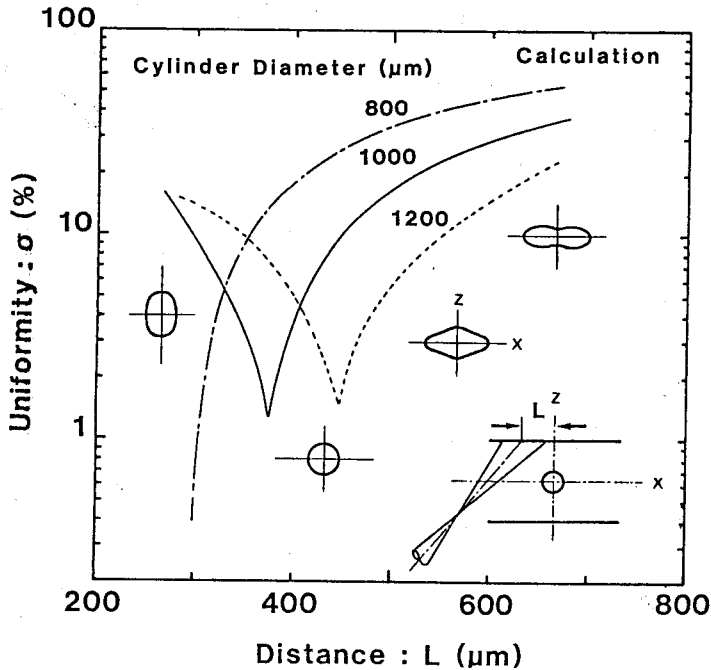


図6-3-2 レーザー照射位置に対する照射均一性の変化

心を通りシリンダー軸に垂直な平面の間の距離を表す。また、縦軸の σ は、燃料球表面の照射強度の標準偏差で、平均値に対する割合で示している。図に示すように、照射の均一性は、レーザーの照射位置に大きく依存する。適当な照射位置を選べば、不均一性を3%以下に押さえることが可能であることがわかる。

上述の計算予測を確かめるため、激光XII号を用いた爆縮実験を行った。第3章にも示したように、自発光計測による間接駆動型爆縮の爆縮ダイナミクスの診断は困難である。しかしながら、燃料球の燃料の代わりにArガスを封入しておく、爆縮コア生成時にArが自発光するので、これをX線フレームカメラで計測することで燃料球照射の均一性が評価できる³⁾。この実験では、Arガスを封入した直径350 μm のプラスチックシェルを内球とし、自発光計測による爆縮の均一性の観測を行った。キャビティは、閉じ込め効果を考慮して、回転楕円体を使用した。楕円の扁平率は0.6で、中心での直径は800 μm のものを用いた。レーザーは波長351nmの10ビームで、全エネルギー5kJをパルス幅0.75nsで照射した。照射の様子と、得られた爆縮コア像を図6-3-3に示す。計算で予測されたように、内球に対しスポット位置が外側にあると、シリンダーの軸方向の圧縮

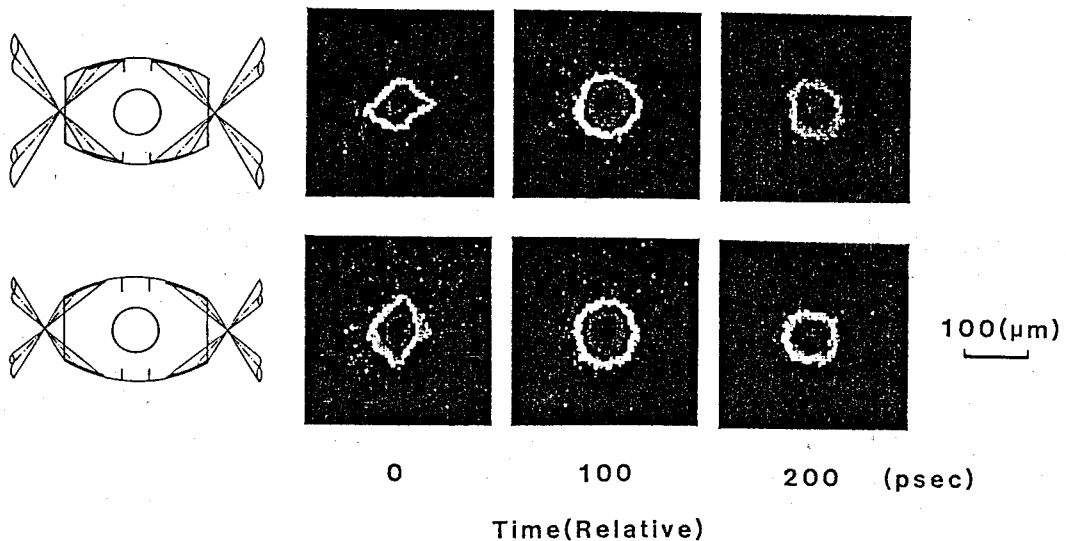


図6-3-3 回転楕円体キャビティによる爆縮均一性の観測

が強く、爆縮コアは縦に長くなる。これに対し、スポット位置をわずか 100 μm 内側にとるだけで、爆縮コアが横に長くなり、シリンダーの半径方向の圧縮が強くなったことがわかる。このことは、図6-3-2に示したように、燃料球に対するX線照射の均一性がレーザーの照射位置に強く依存していることに関連しているといえる。

6.4 まとめ

激光X II号の3倍高調波光を用いて間接駆動型爆縮実験を行った。この結果、次のようなことがわかった。

- (1) レーザー加熱金薄膜の後面輻射を利用した爆縮実験により、爆縮コアパラメータのアブレーション物質のコート厚に対する依存性を調べた。
- (2) 前面輻射を利用した爆縮実験に関しては、光線追跡による燃料球に対するX線の照射均一性の評価を行い、回転楕円体キャビティーを用いた爆縮実験を行った。この結果レーザーの照射位置が燃料球に対する照射均一性を大きく左右することがわかった。このことは、レーザーの照射位置をうまく選ぶことにより、不均一性 3% 以下の均一照射が可能であることを示している。

第6章の参考文献

- 1) T.Mochizuki, S.Sakabe and C.Yamanaka: Jpn.J.Appl.Phys. 25 (1983) 124.
- 2) E.Storm: 11th Int.Conf. on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research, IAEA-CN-47, 1986, Proceeding of the 11th Int.Conf.Kyoto, Nuclear Fusion Research, Supplement, 1987, ed.IAEA in Austria, vol.3, p.15.
- 3) W.J.Hogan: Lawrence Livermore Laboratory Report No.UCRL-98094, 1988 (unpublished).

第7章 結論

間接駆動型爆縮による均一爆縮の実現を目的とし、間接駆動型爆縮に対するX線診断技術の開発を行い、レーザー加熱された金キャビティから放出される輻射の特性の解明を行った。X線診断技術の開発では、多チャンネルX線ダイオードアレイの全ての出力信号を考慮してX線スペクトルを再構成する方法を考案した。また、X線バックライト法による爆縮診断に対し、X線バックライト光源の発光特性を実験的に調べた。さらに、レーザー加熱された金キャビティにおいて、キャビティを充填しようとする希薄プラズマが、キャビティから放出される輻射のスペクトルに影響を与えることを示し、その流体としての膨張速度が $\sim 3 \times 10^7$ cm/sであることを示した。さらに、閉殻構造のキャビティによる輻射の閉じ込めを行い、キャビティが放出する輻射の強度の増倍を観測した。また、間接駆動型爆縮の実現に際し重要となる再輻射X線の時間変化について、観測及びモデルの作成を行った。本論文における結果を総括すると次のようになる。

第2章

- (1) 高Zプラズマが放出する輻射の特性は局所熱平衡平均イオンモデルを用いて評価できる。
- (2) プラズマが超高密度化すると束縛電子のエネルギー準位が変化し線スペクトルのエネルギーシフトが生じる。

第3章

- (1) X線バックライトによる爆縮診断に対し、バックライト光源の発光特性を調べた。特に、プラスチック平板に微粒子を置いたマイクロドットターゲットは、従来のマイクロワイヤーターゲットよりも十倍高いX線変換率を示すことがわかった。
- (2) 爆縮プラズマが放出する輻射を高い波長分解能で時間分解分光計測することにより、爆縮ダイナミクスの診断を行った。
- (3) 多チャンネルX線ダイオードアレイの出力信号から、分光感度行列を用いてX線スペクトルを再構成する方法を考案した。

- (4) 軟X線分光ストリークカメラシステムの較正を行った。

第4章

- (1) レーザー光あるいはX線で加熱された高Z物質の表面には、アブレーションを伴う輻射熱波が発生し、またレーザー光で加熱された場合は、輻射熱波の前面に電子熱伝導で形成される輻射変換層ができる。
- (2) レーザー光の照射強度が $\sim 2.8 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ の場合、厚さ $0.1 \mu\text{m}$ の金薄膜ではレーザー光が透過し爆発的な膨張が生じるが、 $0.56 \mu\text{m}$ 及び $1.2 \mu\text{m}$ ではレーザー光は透過せず輻射熱波が形成され、その後面に強い輻射を放出する。また1次元のシミュレーションは平均的な輻射強度について実験結果をよく再現することがわかった。

第5章

- (1) レーザー加熱された金キャビティーにおいて、キャビティーを充填しようとする希薄プラズマが、キャビティーから放出される輻射のスペクトルに影響を与えることがわかった。また、そのようなプラズマの流体としての膨張速度は $\sim 3 \times 10^7 \text{ cm/s}$ であることがわかった。
- (2) 開殻構造の場合に比べ、閉殻構造のキャビティーでは、放出される輻射の強度が増倍されることを示した。
- (3) 再輻射X線の時間変化についてモデルの作成を行った。また、考案したモデルはX線の立ち上がり部分に関し実験をよく再現することがわかった。

第6章

- (1) レーザー加熱金薄膜の後面輻射を利用した爆縮実験により、爆縮コアパラメータのアブレーション物質のコート厚に対する依存性を調べた。
- (2) 光線追跡による燃料球に対するX線照射の均一性の評価を行い、レーザーの照射位置がそれを大きく左右することを示した。

以上の結果はレーザー加熱された金キャビティーの輻射特性を研究する上で重要であり、今後の間接駆動型爆縮の最適化に対し必要となる情報を提供する。

謝 辞

本研究の遂行に際し、終始懇篤なる御指導、御鞭達を賜りました井沢靖和教授に深厚なる謝意を表します。

本研究を通じて直接細かな御指導、御助言を戴いた加藤義章教授、西村博明助手に心からの謝意を表します。

あわせて大学院在学中御指導、御教示を戴いた山中千代衛名誉教授、中井貞雄教授、山中龍彦教授、渡辺健二教授、石村勉教授、三間園興教授、横山昌弘教授、青木亮三教授、三宅正宣教授、権田俊一教授、西原功修教授、今崎一夫教授に謝意を表します。

また、御指導、御助言を戴いた田中和夫講師、西川雅弘助教授、伊藤慶文助教授、高部英明講師、北川米喜助教授、佐々木孝友助教授、桂正弘助教授、乗松孝好講師、朝日一助教授、山中正宣助教授、中塚正大助教授、中島信昭助教授、吉田国雄講師、実野孝久講師、畦地宏講師、高木勝研究員に謝意を表します。

さらに、熱心な討論、激励を戴いた白神宏之助手、中井光男助手、宮永憲明助手、阪部周二助手、大道博之助手、仁木秀明助手、藤原関夫助手、宮本修治助手に厚く感謝します。

研究生活の苦楽を共にし、本研究の遂行にあたり討論と協力を戴いた遠藤琢磨君、金剛晃一君、中西淑人君、杉本耕一君、小林尚志君他研究室の方々に深く感謝いたします。

本研究に際し、レーザー運転、ターゲット製作、計算機の利用指導等、様々の形でご協力戴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深く感謝いたします。

業績目録

主要論文

(1)"A New Analytical Method of X-Ray Diode Data and Its Application"

K.Kondo, H.Nishimura, Y.Izawa and C.Yamanaka

Technology Reports of Osaka University, vol.37, No.1870, pp.35-39(1987)

(2)"Experimental Study on Soft X-Ray Radiation Emitted from a
Laser-Heated Gold Cavity"

K.Kondo, H.Nishimura, H.Sakurai, K.Nishihara, Y.Izawa, Y.Kato, C.Yamanaka and
S.Nakai

Japanese Journal of Applied Physics, vol.28, No.9, pp.1695-1702(1989)

(3)"Characterization of X-rays Emitted from 351 nm-Laser Produced Plasmas
for X-Ray Shadowgraphy"

K.Kondo, H.Nishimura, K.Kongo, Y.Kato, T.Yamanaka, S.Nakai and K.Taniguchi

to be published in the MAR 15 1990 issue of Journal of Applied Physics

(4)"Re-emission from X-Ray Heated Gold Plasma"

K.Kondo, H.Nishimura, Y.Kato and S.Nakai

to be submitted to Japanese Journal of Applied Physics

発表論文

(1)"Hydrodynamic Instability in an Ablatively Imploded Target Irradiated by High
Power Green Laser"

H.Nishimura, H.Takabe, K.Mima, F.Hattori, H.Hasegawa, H.Azechi, M.Nakai,

K.Kondo, T.Norimatsu, Y.Izawa, C.Yamanaka and S.Nakai

Physics of Fluids, vol.31, No.10, pp2875-2883(1988)

(2)"High Efficiency Implosion by Gekko XII Laser"

K.Nishihara, M.Murakami, H.Azechi, Y.Izawa, T.Jitsuno, Y.Kato, K.Kondo,
K.Mima, N.Miyanaga, T.Mochizuki, M.Nakai, M.Nakatsuka, H.Nishimura,
T.Norimatsu, K.Shimada, H.Shiraga, M.Yamanaka, T.Yamanaka and S.Nakai
Laser Interaction, vol.8, pp443-467(1988).

国内学会発表

- (1)" 激光X II号レーザーによる核融合の研究ーアブレーション圧縮における不安定性の
観測"
電気学会、関西大会、1985年11月
- (2)" レーザー生成プラズマからの軟X線計測とその較正"
物理学会、青山学院大学、1986年4月1日
- (3)" レーザー生成キャビティープラズマの輻射の観測とエネルギー輸送"
物理学会、関西学院大学、1986年9月30日
- (4)" 激光X II号によるX線輻射キャノンボール実験Ⅲ
ーキャビティー輻射特性"
レーザー学会、大阪大学、1987年1月29日
- (5)" 高密度プラズマ計測用X線バックライト源の開発"
応用物理学会、名古屋大学、1987年10月20日
- (6)" キャノンボール爆縮実験Ⅱーキャビティープラズマダイナミクスと輻射特性"
物理学会、日本大学、1988年4月1日
- (7)" 高密度圧縮実験(シェルターゲット爆縮)ⅣーX線を用いたプラズマパラメータの
観測"
物理学会、広島大学、1988年10月4日
- (8)" 激光X II号ブルーレーザーによる輻射駆動型キャノンボール爆縮"
レーザー学会、大阪国際交流センター、1989年1月26日
- (9)" 輻射駆動型爆縮実験Ⅳーキャビティー輻射"
物理学会、東海大学、1989年3月31日

(10) "輻射駆動型爆縮III-クリーンキャビティによる輻射の閉じ込め"

物理学会、鹿児島大学、1989年10月4日

国際会議

(1) "Absolute Calibration of Soft X-Ray Streak Camera"

M.Nakai, K.Kondou, T.Urasaki, K.Sakurai, H.Nishimura, Y.Izawa and C.Yamanaka
SPIE, vol.686, X-Ray Calibration Techniques, Sources, and Detectors,
pp.144-149(1986)

(2) "X-Ray Backlight Streak Method for Laser Fusion Experiments"

Y.Izawa, H.Nishimura, K.Shimada, K.Mima, M.Nakatsuka, Y.Kato and C.Yamanaka
CLEO'87, Baltimore, April 27-May 1, (1987)

(3) "Behavior of Soft X-Ray Emission from Cavity Plasma in Cannonball Target"

K.Kondo, H.Nishimura, T.Endo, H.Shiraga, T.Yabe, Y.Kato and S.Nakai
Short-Wavelength Lasers and Their Applications, Proceedings of an
International Symposium, Osaka, Japan, November 11-13, pp.291-295 (1987)

(4) "X-Ray Emission from the Front and Rear Sides of a Gold Foil Irradiated with a Laser"

H.Nishimura, T.Yabe, T.Endo, K.Kondo, H.Shiraga, Y.Kato and S.Nakai
Short-Wavelength Lasers and Their Applications, Proceedings of an
International Symposium, Osaka, Japan, November 11-13, pp.261-264 (1987)

(5) "Simulation of Radiation Driven Implosion with High Convergence Ratio"

K.Nishihara, A.Yamano, M.Murakami, H.Nishimura, K.Shimada, M.Nakai, K.Kondo,
N.Miyanaga, S.Nakai and C.Yamanaka
19th European Conference on Laser Interaction with Matter, Madrid, October
3-7, OR1-C1 (1988)

(6) "Measurement of The Mass Ablation Rate for 0.53 μm Random Phased Laser Irradiation of Spherical Targets"

P.A.Norreys, N.Miyanaqa, H.Nishimura, K.Kondo, H.Azechi, O.Maegawa,
A.Nishiguchi, M.Yamanaka, K.Mima, C.Yamanaka and S.Nakai

1989 IEEE International Conference on Plasma Science, May 22-24 (1989)

(7) "High Density Compression of Hollow-Shell Target by Gekko XII and Laser Fusion Research at ILE, Osaka University"

S.Nakai, K.Mima, M.Yamanaka, H.Azechi, N.Miyanaqa, A.Nishiguchi, H.Nakaishi,
Y.-W.Chen, Y.Setsuhara, T.A.Takagi, P.A.Norreys, T.Yamanaka, K.Nishihara,
T.A.Tanaka, M.Nakai, R.Kodama, M.Katayama, Y.Kato, H.Takabe, H.Nishimura,
H.Shiraga, T.Endo, K.Kondo, M.Nakatsuka, A.Yokotani, T.Norimatsu, M.Takagi,
H.Katayama, Y.Izawa and C.Yamanaka

International Workshop on Laser Interaction and Related Plasma Phenomena,
Monterey, Nobember 6-10 (1989)

研究会、その他

(1) "UVSORを用いた軟X線フィルターの透過率校正"

近藤公伯、浦崎智文、西村博明、井澤靖和

真空紫外・軟X線領域での測定機器校正法の研究、名古屋大学プラズマ研究所、
1985年12月19、20日