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課程において行ったライナー爆縮による慣性核融合についての研究成果をまとめたものである。

核融合研究は、ここ数年間に、GEKKO XII ガラスレーザーによるターゲットゲイン 0.2% の達成、大型トカマク炉による臨界プラズマ条件達成、等、核融合炉実現への着実な前進を見た。

現時点における最も重要な事は、実験事実を理論的に考察して問題点を明確にし、今後の見通しを得ることであろう。

最近のレーザーICF実験により、コアへのエネルギー結合効率がターゲットゲインを大きく左右することが確認されて来た。著者はライナー爆縮の持つ高いエネルギー結合効率に着目し、それを決定する要因を理論的、実験的に解明すると共に、ライナー核融合の検討を行なった。

本論文は5章、及び付録から構成される。

第1章では、核融合研究におけるライナー核融合の位置付けを行ない研究の意義について述べた。

第2章では、ライナー核融合理論をICF理論と比較しながら展開し、利点、欠点について考察した。

第3章では、パルスパワー装置（Reiden IV）によるライナー爆縮実験結果について示し、特にコアへのエネルギー結合効率について検討した。

第4章では、X線計測システムについて述べ、現在開発中のX線フレーミングカメラについて考察を加えた。

第5章は結論であり、総括を行なっている。

付録Aでは Z-pinch系プラズマからの中性子発生過程について検討し，異常抵抗によるジュール加熱ICFの可能性を示した。

付録Bでは X-PHC，X-ray film，X-Specについて解説した。

〈目次〉

第1章　緒論　1

第2章　ライナー慣性核融合理論
§2-1　ドライバーエネルギー　4
§2-2　ライナー爆縮理論　6

第3章　ライナー爆縮実験
§3-1　実験装置　17
§3-2　実験結果　22
§3-3　考察　29

第4章　X線フレーミングカメラの開発
§4-1　構成　40
§4-2　時間分解能　48
§4-3　感度，空間分解能　50
§4-4　実験結果　53

第5章　結論　57

謝辞　60

付録A　Z-pinch plasmaからの中性子発生について　62
付録B　X-PHC，X-SPECについて　87

第1章 緒論

慣性閉じ込め核融合（以下ICFと略す）は、プラズマが空間的に飛散するのに要するわずかな時間内に加熱，反応させ，核融合ゲインを得るものである。

ICFにおいてコアへのエネルギー結合効率は非常に重要なパラメーターであり，ライナー爆縮（磁場圧縮）を用いれば通常のアブレーション圧縮に比べて高効率が期待できる。

また近年のBLACKJACK5等のパルスパワー装置での実験データ（$v_{imp} \simeq 10^8$ cm/s，$n_e = 10^{20} \sim 10^{21}$ cm^{-3}）[1]はライナー爆縮ICFの可能性を示唆しており，現時点においてこれを検討しておくことは重要である。

パルスパワー装置によるライナー爆縮実験は，高輝度X線源，高Z物質からの輻射研究，X線レーザー等を目的として1970年代中頃から開始された[4]～[15],[2]。特にガス・パフを用いたものは，高温（> keV），高密度（> 10^{19} cm^{-3}），高くり返しで再現性が高く，小型のものはX線リソグラフィー等にも応用されている。

一方，ライナーコアは非常に高電流密度のプラズマで磁場と密に結合しており，プラズマ物理学的にも非常に興味深い対象である。

例えば爆縮コアから印加電圧の100倍程度のエネルギーのイオンビームパルスの発生が観測されており、その加速機構は明らかでない[16]。この現象はLIB, HIB ICF DIODE 物理とも関連して興味深い。

また G. Herziger は、コアからの非等方単色軟X線の発生を報告している[17]。これは波長100 (μm) 程度の電子粗密波が発生し、そこを電子ビームが通過し、変調を受けたものと説明されており、X線領域での FEL と関連して興味深い。

最近 NRL において D-D重水素放電実験で Alfvén transit times の100倍にも及ぶ異常安定性が観測された[18]。これは Z-pinch の安定性理論の見直しを迫るものである。

この様に Z-pinch 系プラズマは最も初期から研究対象であったにもかかわらず、その物理的解明は不充分である。また核融合炉への応用に関しては、LINHART[19],[20]、HAINES[21] らの研究があるが、ブレークイーブン等のパラメータについては不確定な要素が多く、今後高出力パルスパワー装置の出現とも相俟って研究を積み重ねてゆく必要がある。

第1章の文献

(1) GERSTEN, M. et. al., Phys. Rev. A33, 477 (1986)

(2) CLARK, W. et. al., J. Appl. Phys. 53, 5552 (1982)

(3) MILLER, A.R., 3rd Pulsed Power Conf., 200 (1981)

(4) 湯上 登, Reiden Memo 8607 (1986)

(5) SHILOH, J. et. al, Phys. Rev. Lett. 40, 515 (1978)

(6) STALLINGS, C. et. al., Appl. Phys. Lett. 35, 524 (1979)

(7) KATZENSTEIN, J., J. Appl. Phys. 52, 676 (1981)

(8) SPIELMAN, R.B. et. al., J. Appl. Phys. 57, 830 (1985)

(9) MAXON, S. et. al., J. Appl. Phys. 57, 971 (1985)

(10) 〃 (Errata), J. Appl. Phys. 58, 1706 (1985)

(11) SPIELMAN, R.B. et. al., Appl. Phys. Lett. 47, 229 (1985)

(12) STEPHANAKIS, S.J., Appl. Phys. Lett. 48, 829 (1986)

(13) HEGER, R.A. et. al., Appl. Phys. Lett. 42, 943 (1983)

(14) BRUCE et. al., Appl. Phys. Lett. 44, 667 (1984)

(15) JONES, L.A. et. al., Phys. Rev. Lett. 55, 1993 (1985)

(16) 横山昌弘 (代表), 文部省科研報告 (60306028), 126 (1986)

(17) HERZIGER, C., X-ray microscopy (Springer Berlin), 19, (1984.)

(18) SETHIAN, J.D. et. al., Phys. Rev. Lett. 59, 892 (1987)
(Errata) 59, 1790 (1987)

(19) LINHART, J.G., Nucl. Fusion 13, 321 (1973)

(20) LINHART, J.G., Nucl. Fusion 10, 211 (1970)

(21) HAINES, M.G., Physica Scripta T212, 380 (1982)

第2章　ライナー慣性核融合理論

§2.1　ドライバーエネルギー

ICFで必要とするドライバーエネルギーを評価する。ICFコア（$\beta \gg 1$）でのプラズマ閉じ込め時間：τ_{ICF}は次式で評価される。

$$\tau_{ICF} = \frac{r}{C_s} \qquad r：コア半径 \quad C_s：音速 \qquad (2\cdot1)$$

この時、ターゲットゲイン：M、およびドライバーエネルギー：E_Dは次式で与えられる。（D-T燃料に対して）

$$M = \frac{\varepsilon_D}{(3nT)} \cdot \frac{n^2}{4} \langle \sigma v \rangle \cdot \frac{r}{C_s} \cdot (17.6\ \mathrm{MeV}) \qquad (2\cdot2)$$

$$E_D = \frac{1}{\varepsilon_D} \cdot (3nT) \cdot \left(\frac{4}{3}\pi r^3\right) \qquad (2\cdot3)$$

ここでε_Dはコアへのエネルギー結合効率である。(2·2), (2·3)よりrを消去し、Tに関して極小値（$T \doteqdot 2.5\ \mathrm{keV}$）をとると、

$$E_D = \frac{M^3}{\varepsilon_D{}^4} \cdot \frac{1}{\phi^2} \cdot (1.6\ \mathrm{MJ}) \qquad (2\cdot4)$$

を得る。[(1)] ϕはコア密度の液体密度に対する圧縮比である。

$$\phi \equiv \frac{n}{n_{liquid}} \quad , \quad n_{liquid} = 4.5 \times 10^{22}\ (cm^{-3}) \qquad (2.5)$$

また(2.4)で E_D を fix すると、M に関する次の比例則が得られる。

$$M \propto \varepsilon_D^{4/3} \cdot \phi^{2/3} \qquad (2.6)$$

これより、コアへの結合効率：ε_D がターゲットゲインに大きく影響することがわかる。

(2.4)は点火の起きない領域（$\rho R < 0.3\ (g/cm^2)$）で、燃料が一様に加熱される場合の比例則である。High Gain Target 設計に関しては、S.E. Bodner の論文[2]が興味深い。

コア中心に Ignitor 領域を作ることがポイントであるが、その必要条件：$\varepsilon_D > 0.1$，$\phi > 100 \sim 1000$ を満たす Ignitor ができるかどうかは、今後の研究の中心課題である。

コアでの爆縮パワー $P_c \doteqdot \varepsilon_D E_D / \tau_{ICF}$ は、同様の考察から、次式で与えられる。

$$P_c = \frac{M^2}{\varepsilon_D^2} \cdot \frac{1}{\phi} \cdot (1.5 \times 10^3\ TW) \qquad (2.7)$$

ドライバーパワーは P_c/ε_D の数分の1（$\frac{1}{3} \sim \frac{1}{10}$）程度となる。

§2.2 ライナー爆縮理論

ライナー爆縮とは、Fig 2-1 (a) の様に円筒foilやwire-array状のターゲットを自己磁場により爆縮するものである。

電気回路的には、時間的に変化するL, Rの直列接続で等価され、次の2種の機構によりコアにエネルギーが注入される。

(i) 爆縮運動エネルギーを介するもの $= \int \frac{1}{2} \dot{L} I^2 \, dt$

(ii) ジュール加熱（特に異常抵抗）によるもの $= \int R I^2 \, dt$

エネルギーの流れを図式化したものが Fig 2-1 (b) である。

この節では特に (i) の機構について考察し、(ii) の機構については付録Aで巨視的に考察するに留める。

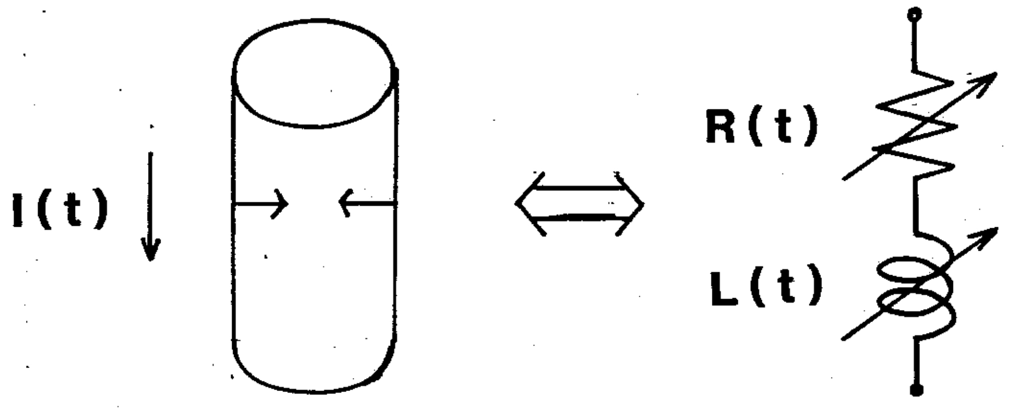


Fig 2-1 (a) ライナー等価回路

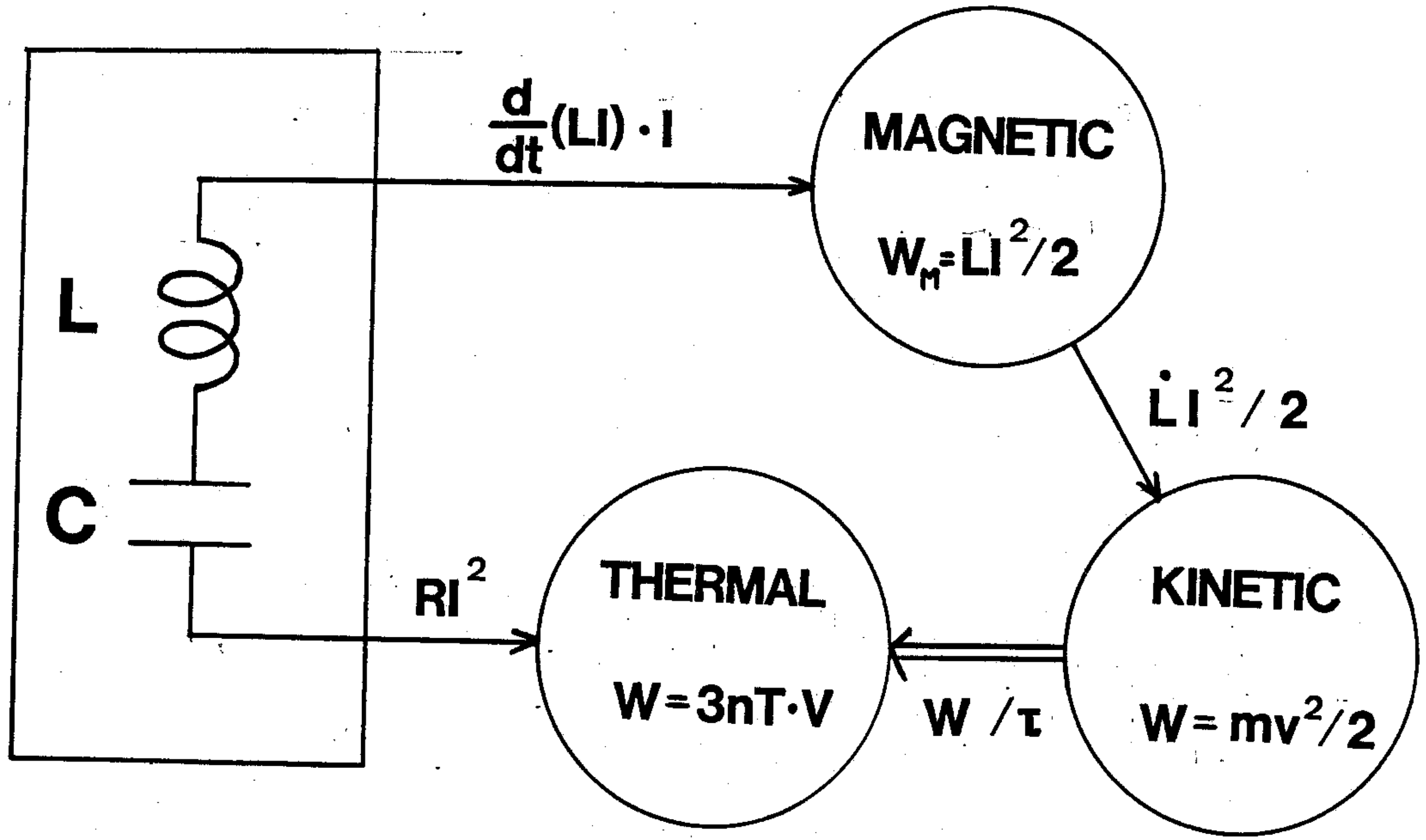


Fig 2-1 (b) ライナー爆縮におけるエネルギーフロー

次に爆縮に伴うエネルギー結合効率について考察する。
Fig 2-2の等価回路を考える。

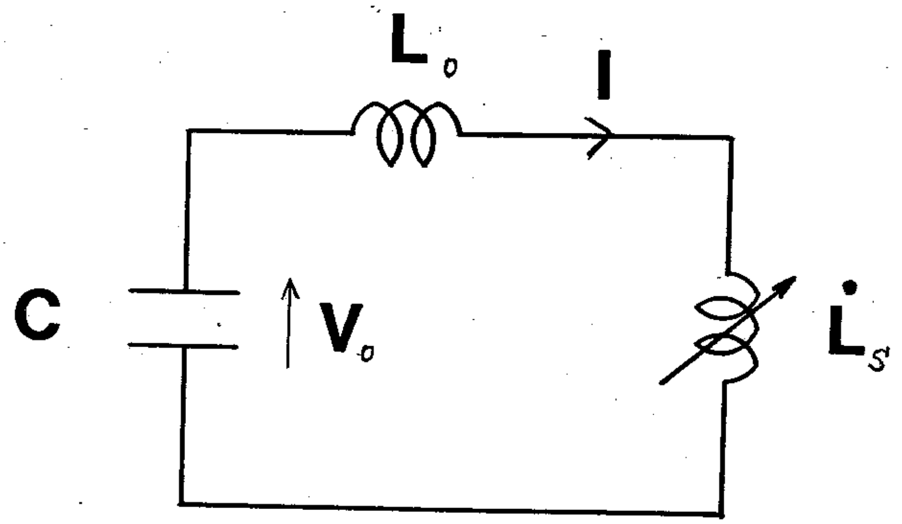


Fig 2-2　爆縮等価回路

この場合の回路方程式は、

$$L_0 \dot{I} - \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left(\ln\frac{r}{r_0}\right)\dot{I} + \dot{L}_s I = V_0 - \frac{1}{C}\int_0^t I\,dt \qquad (2\cdot10)$$

$$L_0 = L_B + L_s$$

L_B：電源インダクタンス　，L_s：ライナー初期インダクタンス

$\dot{L}_s$ は爆縮によって生ずる抵抗成分であり

$$\dot{L}_s = -\frac{\mu_0 l}{2\pi r}\cdot v \qquad (2\cdot11)$$

で与えられる。　v は爆縮速度である。

また収縮の運動方程式は.

$$m\ddot{r} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial L_s}{\partial r}\cdot I^2 \quad , \quad m = \rho l \qquad (2\cdot12)$$

ρ はライナー線密度（kg/m）である.
(2·10), (2·12) を次式で規格化する.

$$r = x\cdot r_0 \qquad (2\cdot13)$$

$$t = \tau\cdot\left(\frac{\mu_0 l}{2\pi}C\right)^{1/2} \qquad (2\cdot14)$$

$$I = i\cdot\left(\frac{C}{\mu_0 l/2\pi}\right)^{1/2} V_0 \qquad (2\cdot15)$$

(2·10) は,

$$(B - \ln x)\,\dot{i} - \frac{\dot{x}}{x}\,i = 1 - \int i\,d\tau \qquad (2\cdot16)$$

(2·12) は,

$$\ddot{x} = -A\frac{i^2}{x} \qquad (2\cdot17)$$

に変換される。ここに A, B は, それぞれ

$$A \equiv \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{(C V_0)^2}{\rho r_0^2} \qquad (2\cdot18)$$

$$B \equiv \frac{L_0}{\mu_0 l/2\pi} \qquad (2\cdot19)$$

であり、この2つのパラメーターにより全ての爆縮条件が分類できる。(3)

（P.A.F. と注入効率）

ライナーでは(2・11)からわかるように爆縮後期に急激に抵抗成分が増大し、その結果電源の固有パワーを越えるパワーでエネルギーが注入される。この比がP.A.F.（Power Amplification Factor）である。

$$P.A.F. \equiv \frac{\dot{W}_k}{P_0} = \frac{B^{1/2}}{A}\left(v_f \cdot \dot{v}_f \right) \qquad (2\cdot20)$$

ここに

$$\dot{W}_k = \frac{d}{dt}\left(\frac{1}{2} m v_f^2 \right) \qquad (2\cdot21)$$

$$P_0 = \frac{1}{2}\cdot\left(\frac{C}{L_0}\right)^{1/2}\cdot V_0^2 \qquad (2\cdot22)$$

また v_f は規格化最終速度である。

$$\nu_f = v_f \cdot \frac{r_0}{\left(\frac{\mu_0 l}{2\pi} C\right)^{1/2}} \qquad (2\cdot23)$$

一方、初期のバンクエネルギー W_0・ライナー運動エネルギー W_k の比は、

$$\eta \equiv \frac{W_k}{W_0} = \frac{1}{2}\frac{v_f^2}{A} \qquad (2\cdot24)$$

ここに W_0 , W_k は次式で与えられる。

$$W_0 = \frac{1}{2} C V_0^2 \qquad (2\cdot25)$$

$$W_k = \frac{1}{2} m v_f^2 \qquad (2\cdot26)$$

η は磁気膨縮によるエネルギー結合効率である。

P.A.F.，及び η を A-B 平面上で計算した結果を Fig 2-3 に示す。[4]

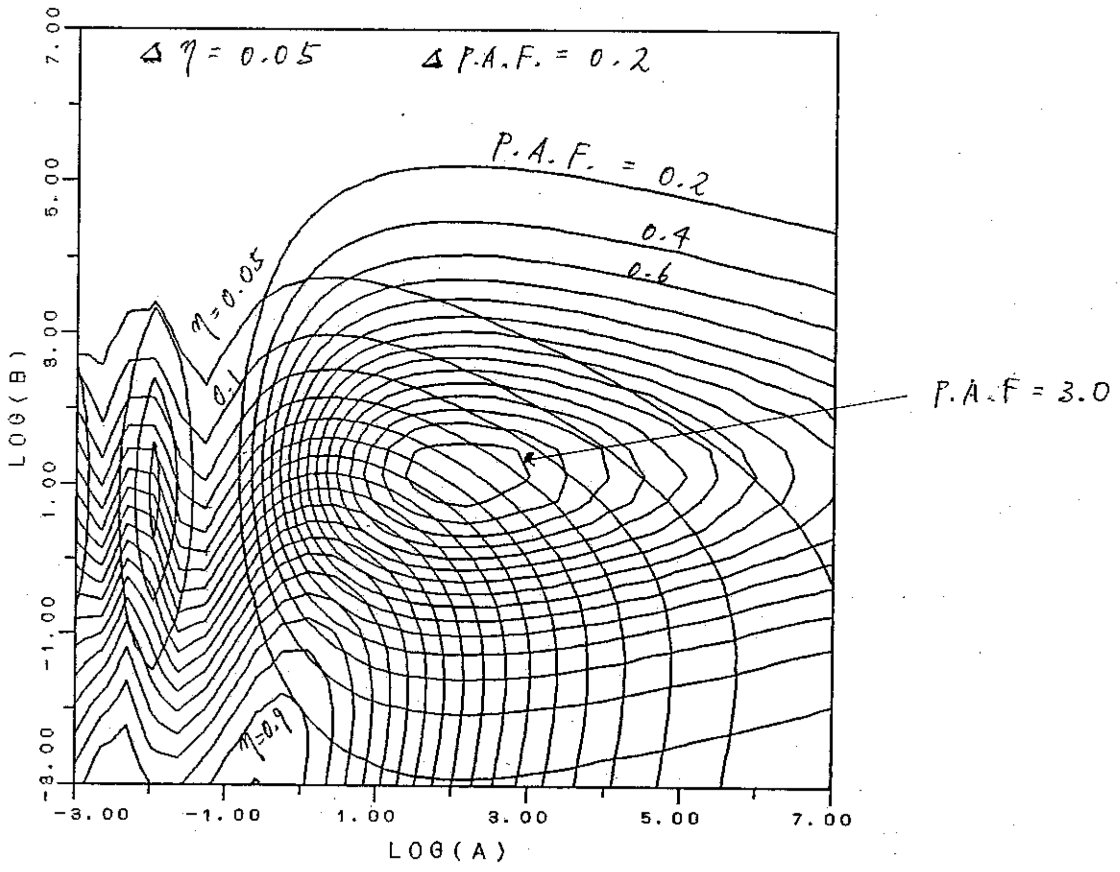


Fig 2-3 (Fig 2-2 に対する P.A.F.，η)
$r_c/r_0 = 1/10$ の時

§ 2.3 トランスフォーマー

Fig 2-2において L_0（電源内部インダクタンス）と L_S（ライナー初期インダクタンス）の比が大きいと、大部分のエネルギーは L_0 での磁気エネルギーに消費され、エネルギー結合効率が悪化する。

これを改善するため、トランスフォーマーを接続することが考えられるが、この節では、その効果について考察する。

Fig 2-4の等価回路を考える。

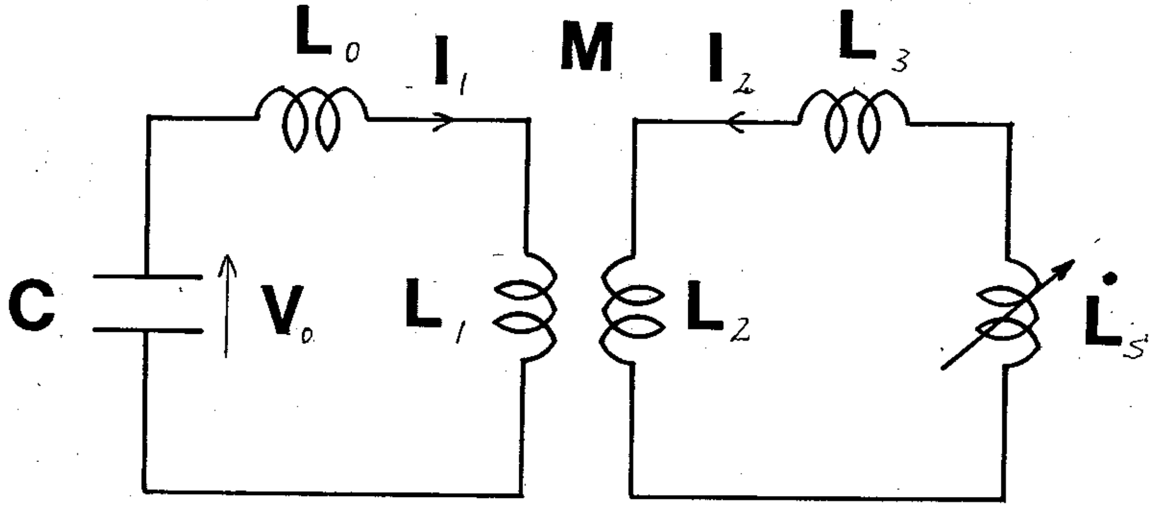


Fig 2-4 トランスフォーマーの接続

この場合の回路方程式は、

< 1次系 >

$$(L_0+L_1)\dot{I}_1 + M\dot{I}_2 = V_0 - \frac{1}{C}\int_0^t I_1\,dt \qquad (2\cdot27)$$

< 2次系 >

$$\left(L_2+L_3-\frac{\mu_0 l}{2\pi}\ln\frac{r}{r_s}\right)\dot{I}_2 + \dot{L}_s I_2 + M\dot{I}_1 = 0 \qquad (2\cdot28)$$

運動方程式は、

$$m\ddot{r} = \frac{1}{2}\cdot\frac{\partial L_s}{\partial r}\cdot I_2^2 \quad , \quad m = \rho l \qquad (2\cdot29)$$

ここで (2·13), (2·14), (2·15) と同様の規格化を行なうと、(2·27), (2·28), (2·29) は次式となる。

< CIRCUIT EQ. >

$$\mathbb{M}\begin{pmatrix}\dot{i}_1\\ \dot{i}_2\end{pmatrix} = \begin{pmatrix}1-\int i_1\,d\tau\\ \frac{i_2}{x}\cdot\dot{x}\end{pmatrix} \qquad (2\cdot30)$$

ただし

$$\mathbb{M} \equiv \begin{pmatrix}\mathbb{B}+\left(\frac{N}{k}\right)^2\mathbb{D}, & N\mathbb{D}\\ N\mathbb{D}, & \mathbb{D}+\mathbb{E}-\ln x\end{pmatrix}$$

〈KINETIC EQ.〉

$$\ddot{x} = -A\frac{i_2^2}{x} \qquad (2\cdot31)$$

(2·30), (2·31) において A, B, D, E, N, k は次式で定義されるパラメータである。

$$A \equiv \frac{\mu_0}{4\pi}\cdot\frac{(C V_0)^2}{\rho r_0^2} \qquad (2\cdot32)$$

$$B \equiv L_0 \Big/ \left(\frac{\mu_0 l}{2\pi}\right) \qquad (2\cdot33)$$

$$D \equiv L_2 \Big/ \left(\frac{\mu_0 l}{2\pi}\right) \qquad (2\cdot34)$$

$$E \equiv L_3 \Big/ \left(\frac{\mu_0 l}{2\pi}\right) \qquad (2\cdot35)$$

$$N \equiv M \Big/ L_2 \qquad (2\cdot36)$$

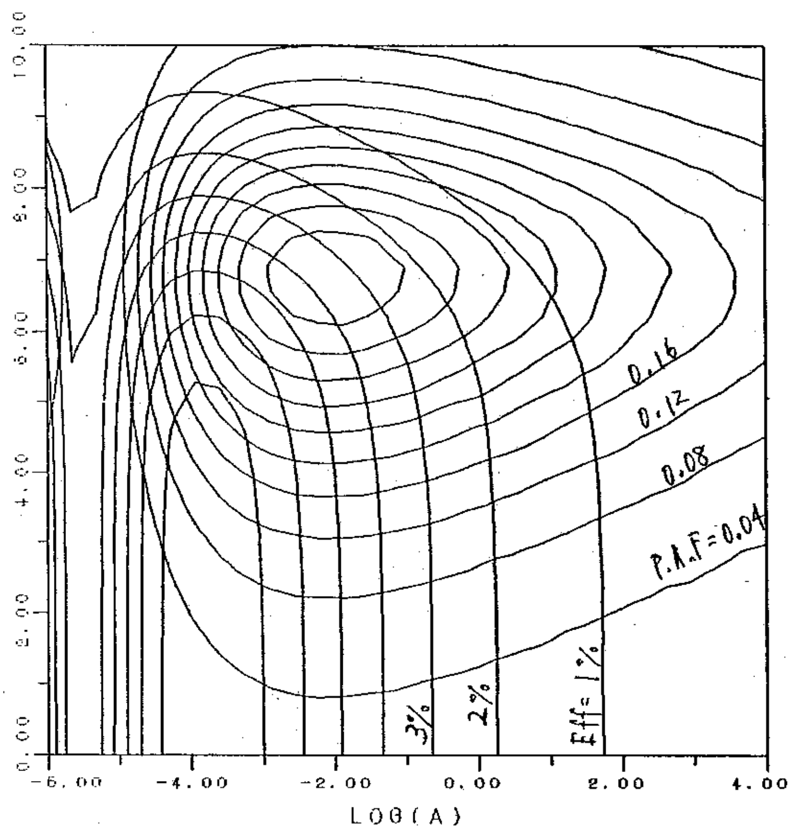
$$k \equiv M \Big/ \sqrt{L_1 L_2} \qquad (2\cdot37)$$

N, k はトランスフォーマーの巻数比, 結合係数に対応している。

この場合の P.A.F. と結合効率：η は (2·20), (2·24) と同じ式で与えられる。シミュレーション結果を Fig 2-5 に示す。Fig 2-3 ではほとんどゲインのなかった領域 ($\ln A \doteqdot -2$, $\ln B \doteqdot 7$) で P.A.F. が最大となる事に注意されたい。

(a)

P.A.F.
η



(b)

ν_f

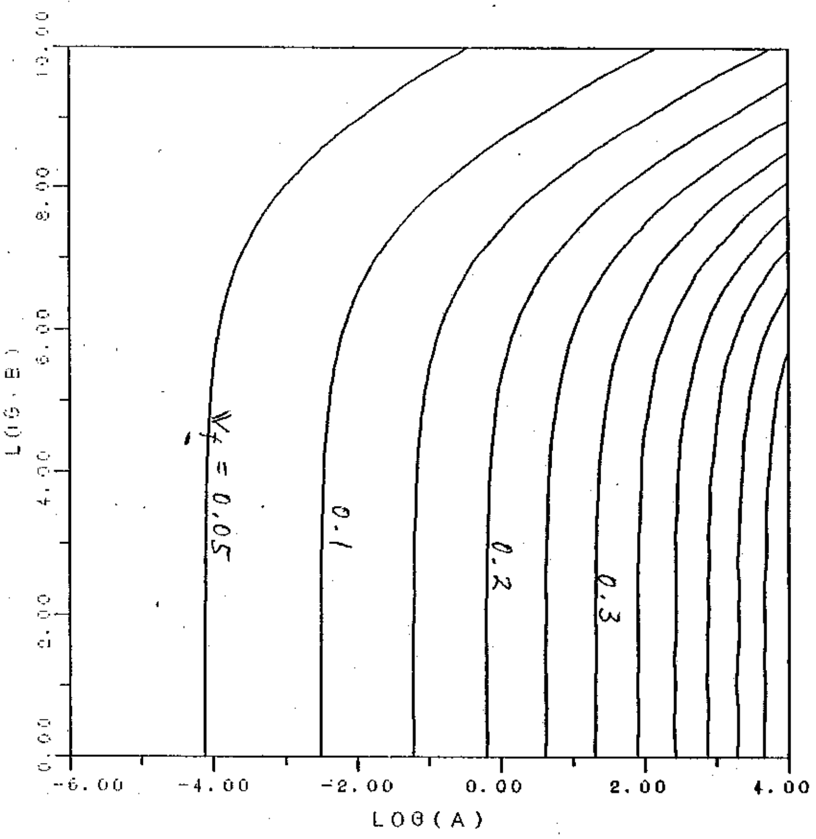


Fig 2-5 トランスフォーマーを用いた時の P.A.F., η, ν_f
{ $D = 20.5$, $E = 4.75$, $N = 10$, $k = 0.8$, $r_d/r_0 = 1/10$ }

第2章の文献

(1) BRUECKNER, K. et. al, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974)

(2) BODNER, S.E., J. Fusion Energy 1, 221 (1981)

(3) KATZENSTEIN, J., J. Appl. Phys. 52, 676 (1981)

(4) GUPTA, R.P., et. al., Appl. Phys. Lett. 42, 163 (1983)

(5) YUGAMI, N., ILE Q.P.R. 19, 7 (1987)

第3章　ライナー爆縮実験

パルスパワー装置によるライナー爆縮実験は、高輝度X線源を目的として1970年代中頃から開始された。(1章の文献)

X線強度を向上させる上での問題点は主に次の2点である。

(i)　P.A.F.，η の向上

(ii)　プラズマ密度の向上

これらの要求は ライナー ICF に対する要求と全く同じ方向である。

この章では 金属 wire-array 及び foil を Target として (i), (ii) について実験的に考察した結果について報告する。

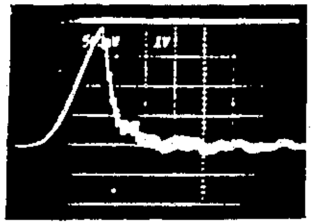
§3.1　実験装置

装置は 大阪大学レーザー研のパルスパワー装置 (Reiden IV) を用いた。装置の性能を Fig 3-1, Table 3.1 に示す。

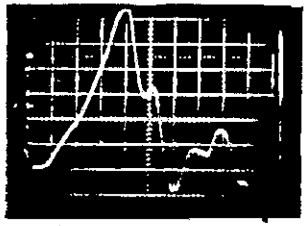
実験では インピーダンス変換用トランスフォーマーを接続した。トランスフォーマーの特性を Fig 3-2, Table 3.2 に示す。

The Schematic of Reiden IV

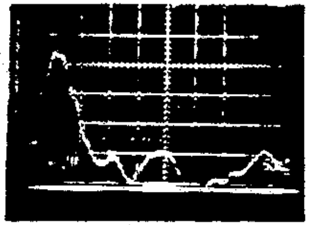
M.G.	I.S.C.	P.F.L.	Diode
2.5 MV	2 Ω	1 Ω	
150 kJ	35nF	25nF	



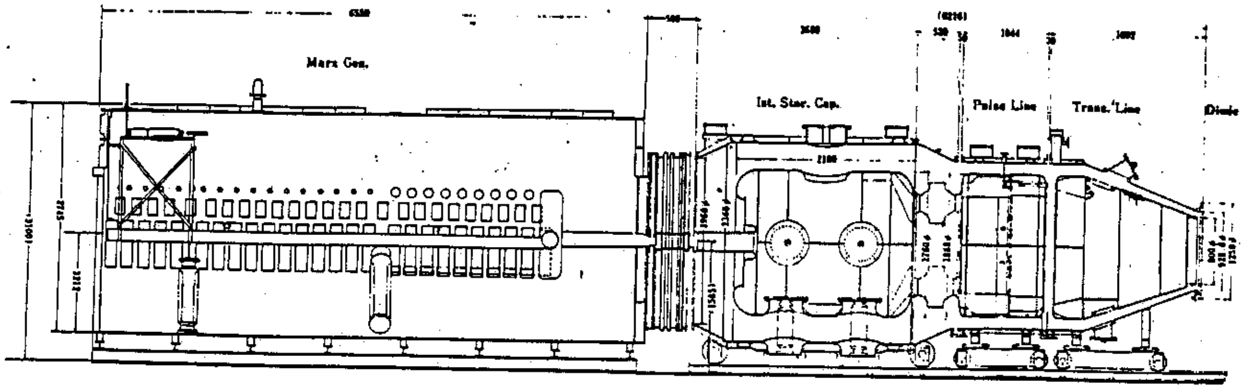
500ns/div.
360kV/div.



50 ns/div.
150 kV/div.



50 ns/div.
510 kV/div.



Generator Reiden IV

Fig 3-1 Reiden IV

18

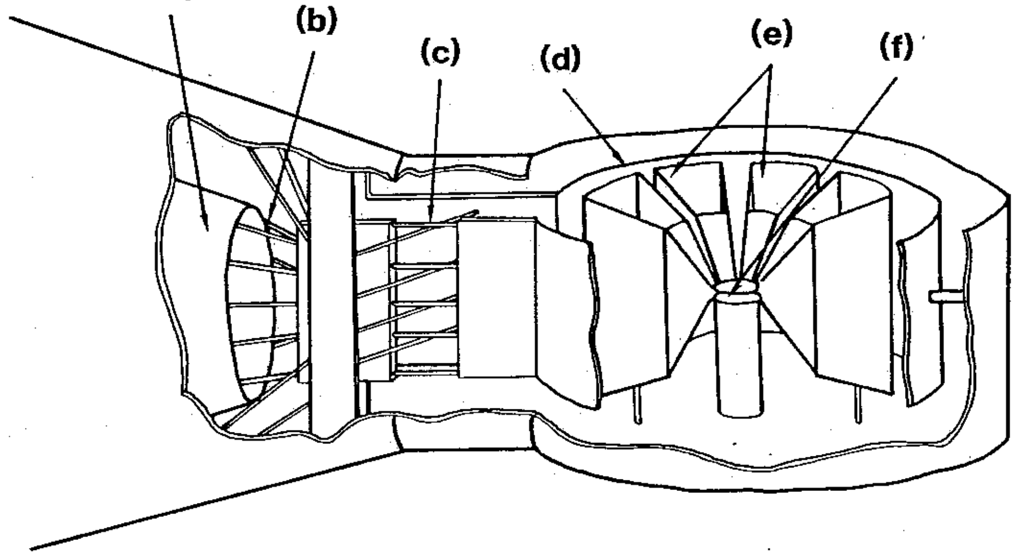
2

表 3.1 Reiden IV パラメーター (6)

パラメーター	励電IV号
マルクス発生器	2.5 MV, 150 kJ, 25 段
型式	油中式
コンデンサー	50 kV充電, 2.4 μF×2
ギャップ	六沸化硫黄ガスギャップ
中間蓄積コンデンサー	2.4 MV, 2 Ω, 35 nF, 130 ns
型式	水中同軸
六沸化硫黄ガスギャップ	300 nH, 1 チャンネル
パルス整形ライン	2.0 MV, 1 Ω, 31 nF, 60 ns
型式	水中同軸
水中自爆ギャップ	10 nH, 12 チャンネル
伝播ライン	1 Ω, 100 ns
型式	水中円錐同軸（入出力端径比1:0.47)
水中プレパルススイッチ	接地電極遮蔽型, 12 チャンネル
ダイオード	1.1 MV, 0.8 MA
立ち上がり時間	15 ns
パルス幅	60 ns
効率	40 %
水ー真空隔壁	エポキシ樹脂

Schematic picture of the transformer

ILE Osaka



(a) Reiden IV transmission line
(b) co-axial / parallel plate change line
(c) cross current feed
(d) primary coil
(e) secondary coils
(f) load

Fig 3-2 トランスフォーマの構造
Table 3-2 〃 特性

Transformer size & inductance

ILE Osaka

output gap inductance		L 350 nH
primary coil		
	width 630 mm	
	radius 420 mm	L_1 565 nH
secondary coil		
	width 630 mm	
	radius 370 mm	
	turns 10	L_2 41 nH
output inductance		L_3 9.5 nH
coupling factor		k 0.8
liner radius		1cm
liner length		1cm

また，用いたダイオード形状をFig 3-3に示す。ダイオードはこの他数種類使用した。

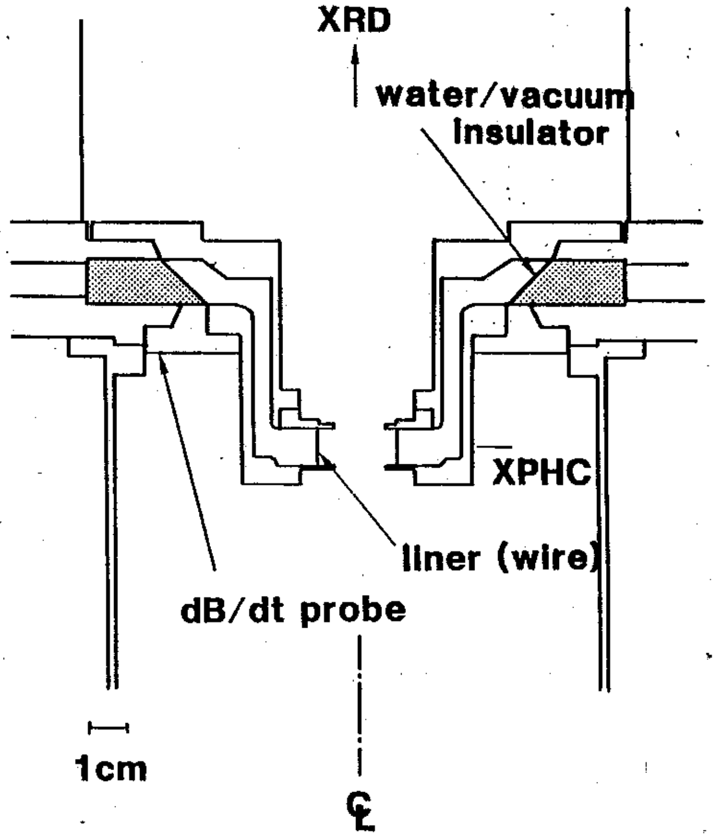


Fig 3-3　横方向観測用ダイオード

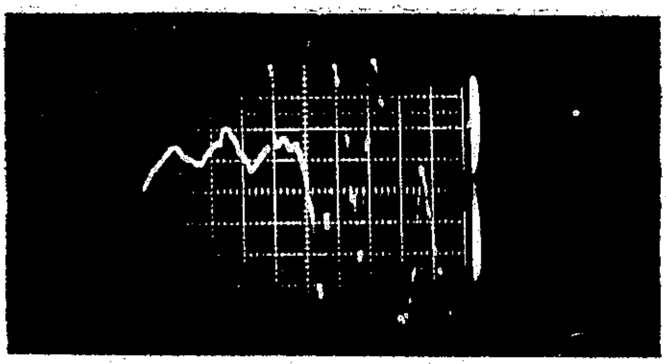
X線計測として次のものを使用した。

i)　X-PHC
ii)　結晶分光器（TlAP）
iii)　XRD
iv)　X線フレーミングカメラ

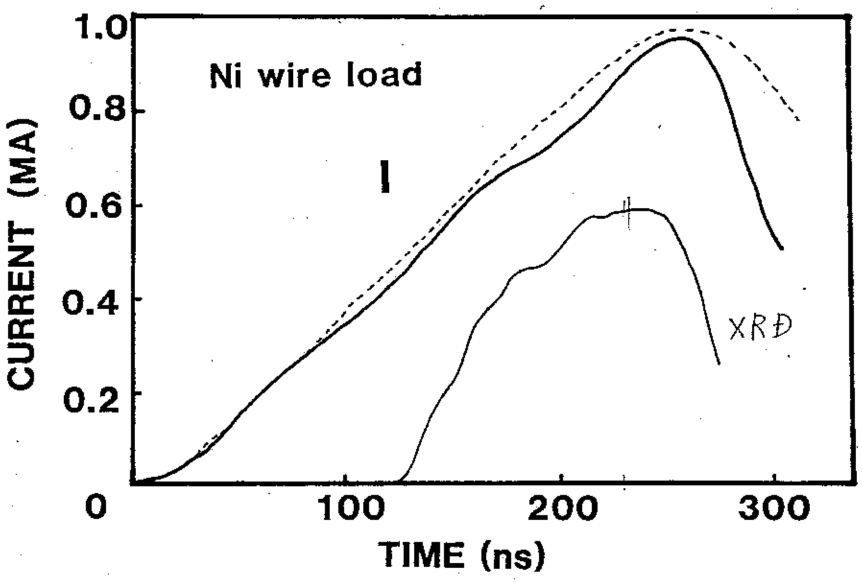
i)，ii)については付録B，iv)については第4章に述べる。iii)はAlをフォトカソードとするX極管である。

§3.2 実験結果.

典型的な $\dot{B}$ 波形とそれからもとめた電流波形を Fig 3-4 に示す。



(g) #2786. (50ns/div)



solid line : experiment

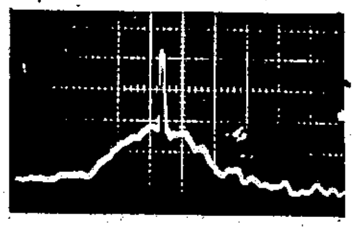
dashed line : 0-D calculation

Fig 3-4. トランスフォーマーを用いた時の電流波形
破線 : Simulation, $\dot{I} \doteqdot 4.0 \times 10^{12}$ (A/s)
(#2786)

7.

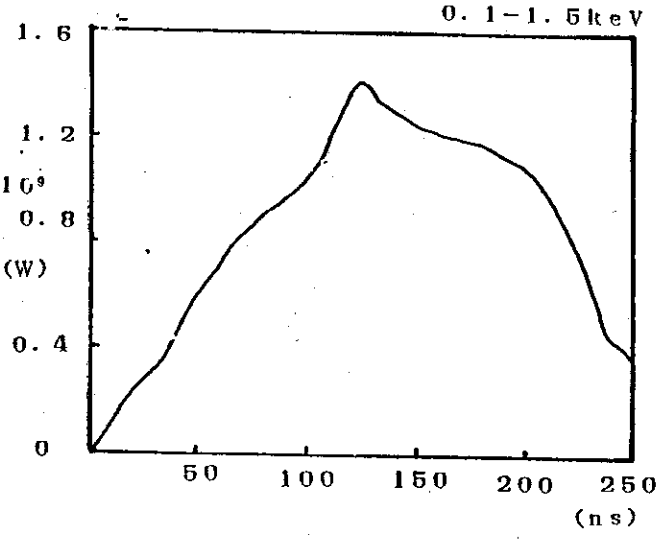
Fig 3-5 に典型的 XRD波形を示す。 XRD波形は B波形の2つ目の谷の所でピークを示した。

XRD出力波形



50ns/div

X−RAY POWER



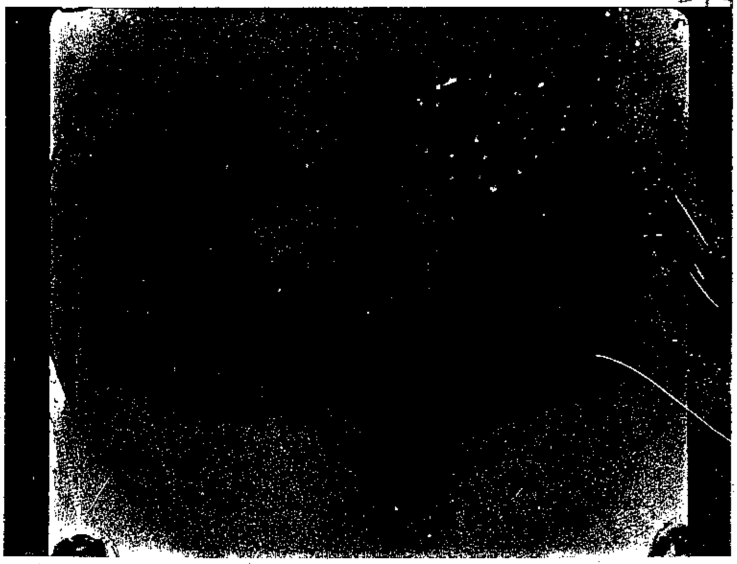
E_{rod}=210J

η_{rod}=10%

Fig 3-5. XRD波形 (filter C_8H_8 0.58μm)
(#2786)
(時間原点は Fig 3-4 と異なる。)

Fig 3-6～Fig 3-8 に wire-array 爆縮像、Fig 3-9、Fig 3-10 に 円筒 foil の爆縮像（X-PHC）を示す。）

(a)（filter : Al 2μm）



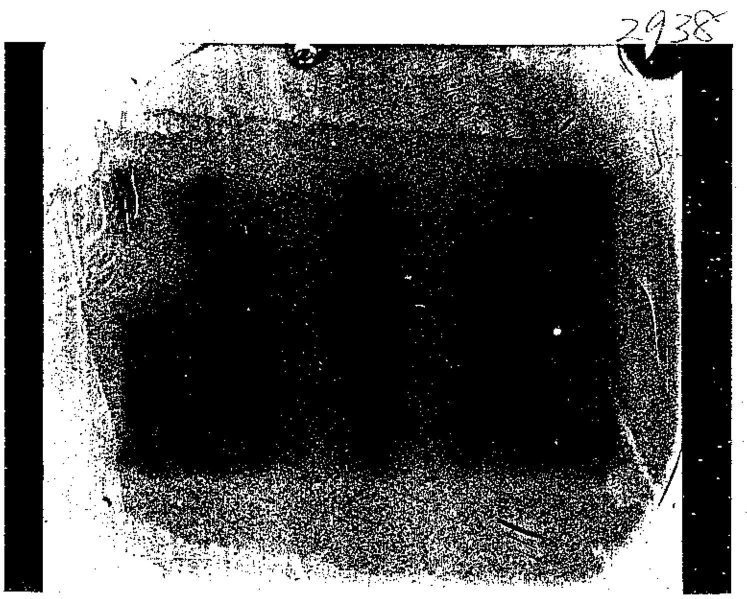
2941

Al 3μm

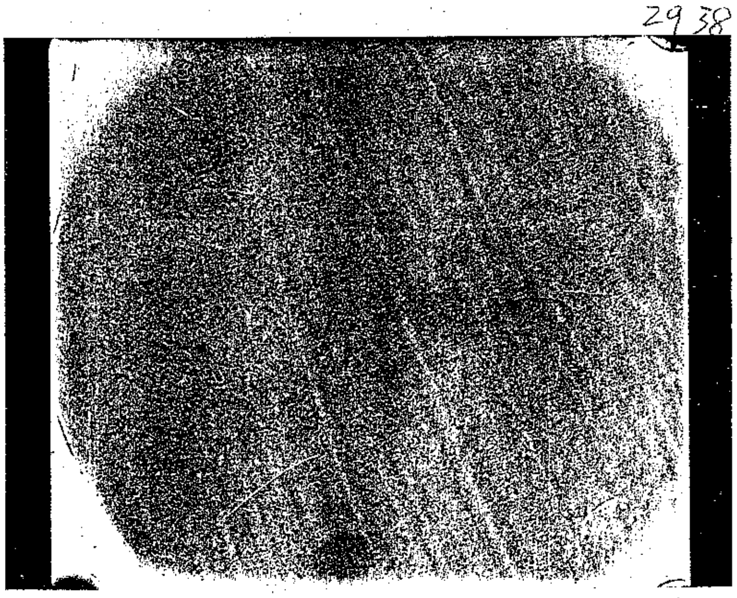
(b)（filter : Al 3μm）

Fig 3-6　Al 25μmφ, $N=2$, $r_0 = 1.0$ (cm)

$m = 2.6 \times 10^{-5}$ (g)　(#2941)

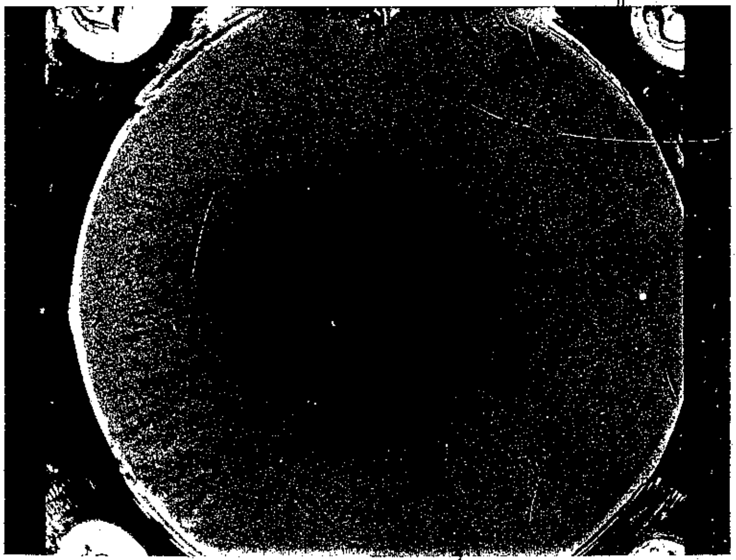


(a) filter : Al 2μm



(b) filter : Al 3μm

Fig 3-7 Cu 50μm φ , N = 4 , r_0 = 1.0 (cm)
$m = 7.0 \times 10^{-4}$ (g) (#2938)



(a) filter : Al 2.4 μm

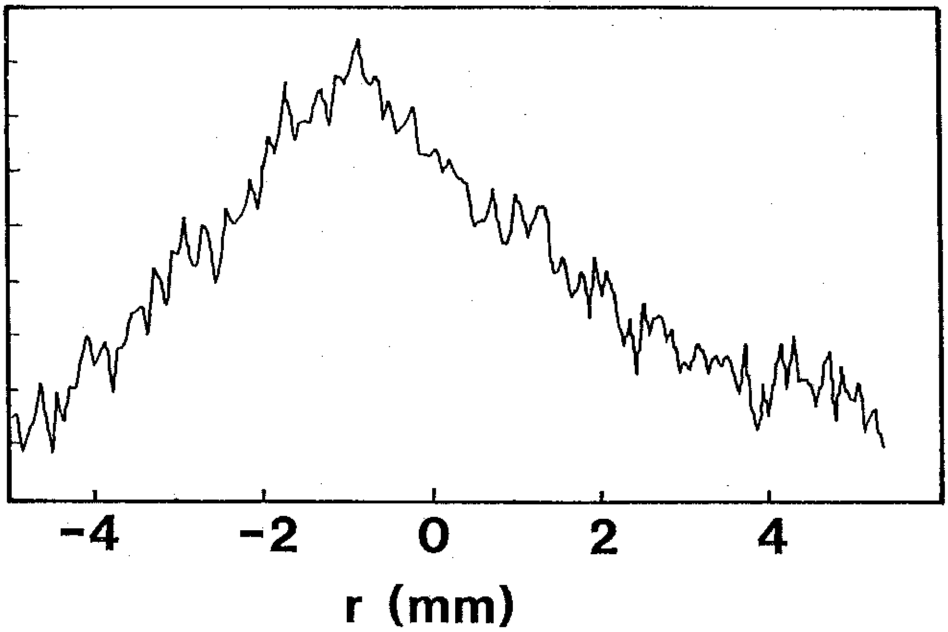
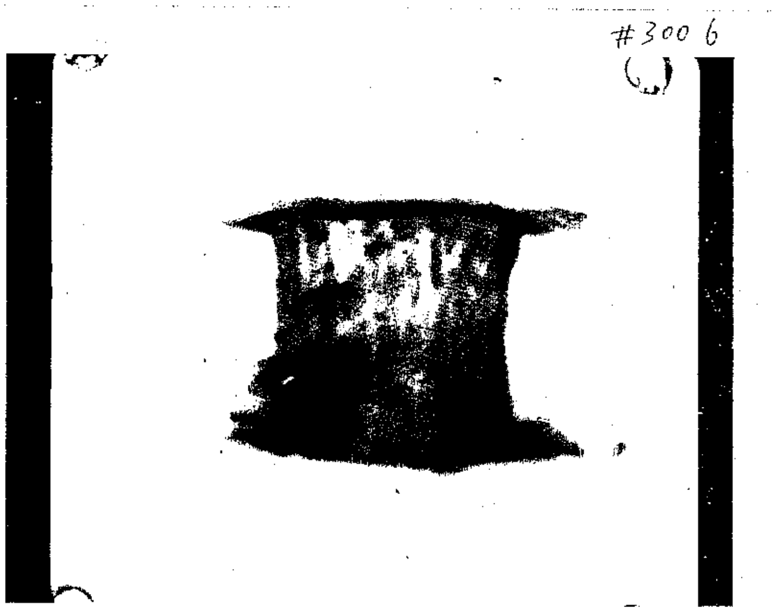
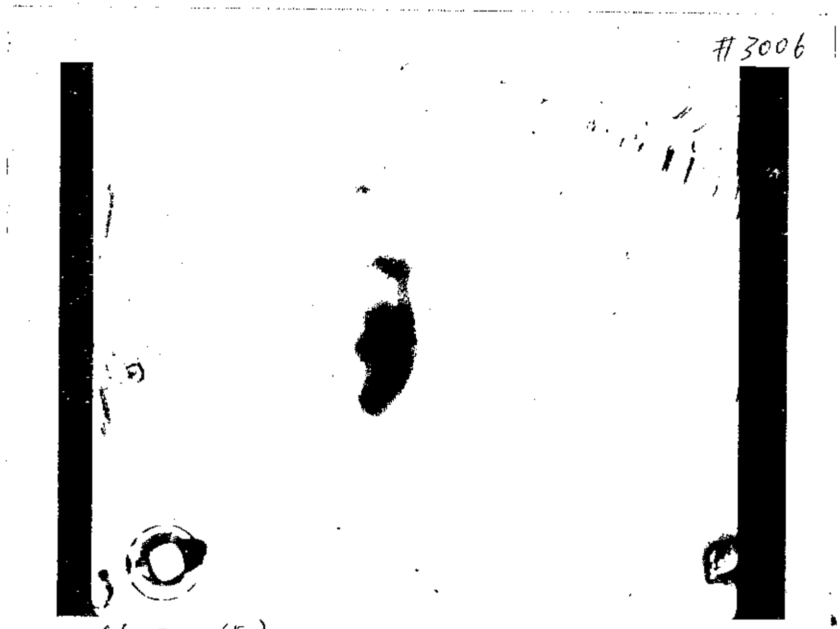


Fig 3-8 Ni 25μm φ , N=8 , r_c = 1.0 (cm)
m = 3.5 × 10^{-4} (g) (#2786)

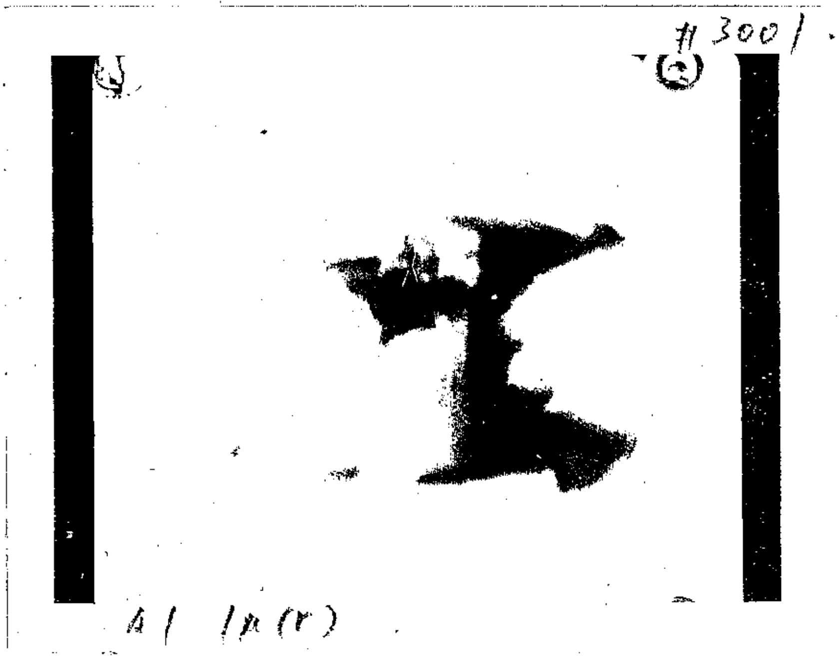


(a) filter : Al 1.0 μm

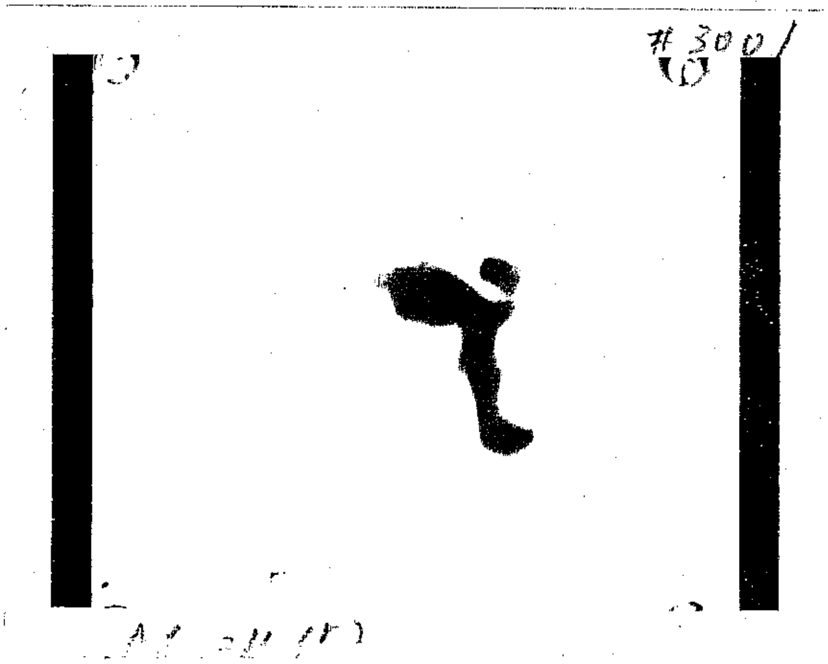


(b) filter : Al 2.0 μm

Fig 3-9 (CH : 0.4 μm , Al : 0.31 μm) foil
r_0 = 0.5 (cm), m = 4.2×10^{-4} (g)
(#3006)



(a) filter = Al 1.0 μm



(b) filter = Al 2.0 μm

Fig 3-10 (CH: 0.40 μm , Al: 0.25 μm) foil
r_0 = 0.5 (cm) , m = 3.3×10^{-4} (g)
(#3001)

§3.3 考察

(i) コアへのエネルギー注入効率

装置パラメーターを (2.30), (2.31) に代入して η, P.A.F., τ_f, ν_f を計算した結果を Fig 3-11 ～ Fig 3-13 に示す.

(パラメーター)

$L_2 = 41$ (nH), $L_3 = 9.5$ (nH)

$N = 10$, $k = 0.8$, $r_c / r_0 = 1/10$

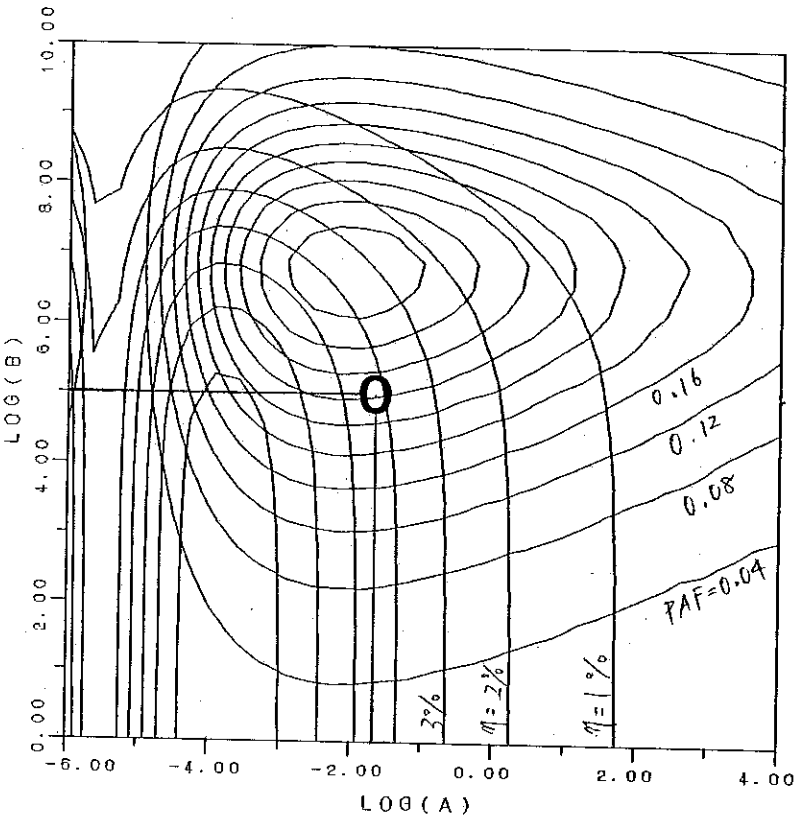


Fig 3-11 P.A.F. 及び η

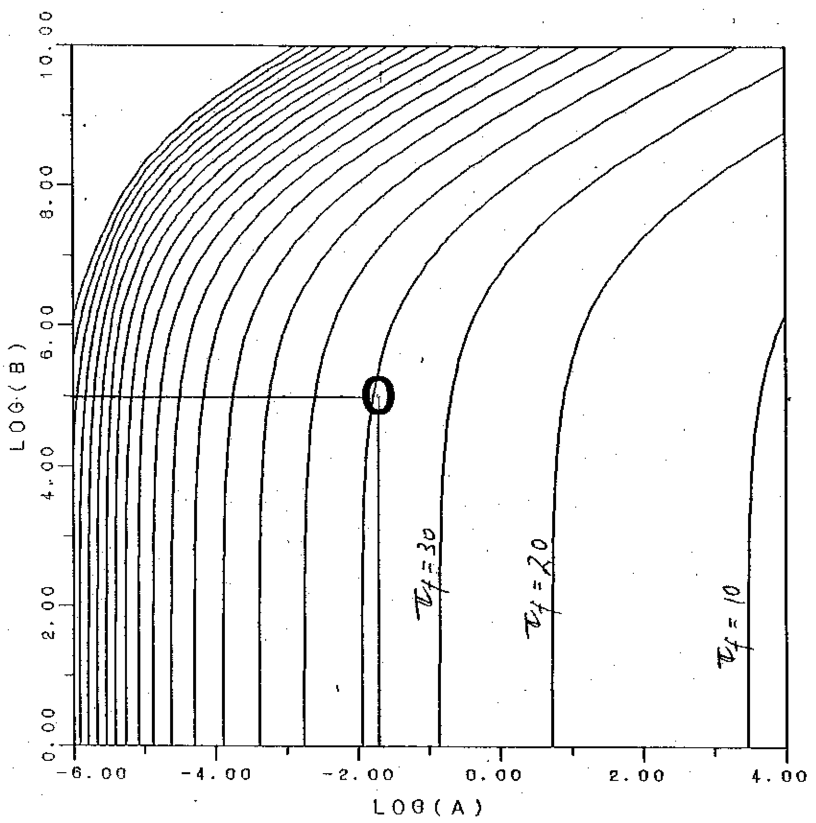


Fig 3-12 τ_f ($\Delta\tau_f = 10$)

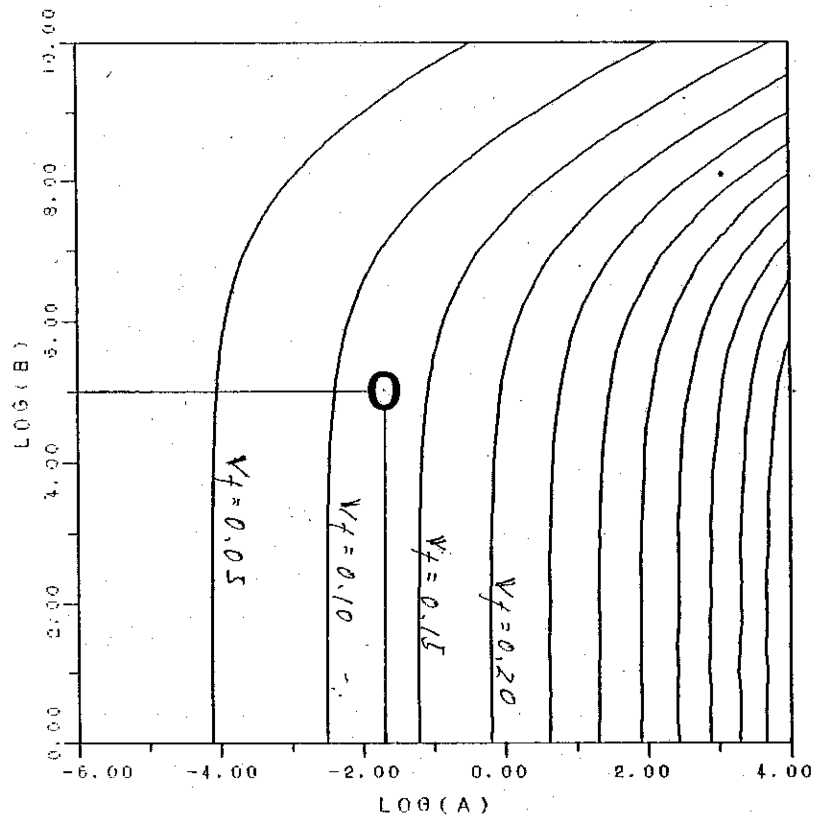


Fig 3-13 ν_f ($\Delta\nu_f = 0.05$)

次式で定義される A，B はライナー爆縮における爆縮パラメーターであり，これらにより P.A.F.，η 等が決定される。

$$A = \frac{\mu_0 l}{4\pi} \cdot \frac{(C V_0)^2}{m r_0^2} \qquad (3\cdot1)$$

$$B = \frac{L_0}{\mu_0 l / 2\pi} \qquad (3\cdot2)$$

今回の実験では P.F.L. を働かせず，パルス幅は約 300 (ns) と長い。 ISC − PFL スイッチインダクタンスは約 350 (nH) である。

2786 について実際に実験値を代入して考察する。

$$\left\{ \begin{array}{ll} C = 100\ (nF), & L_0 = 350\ (nH), \\ V_0 = 800\ (kV), & \\ m = 3.5 \times 10^{-7}\ (kg), & r_0 = 1.0 \times 10^{-2}\ (m) \\ l = 10^{-2}\ (m) & \end{array} \right\}$$

を (3·1)，(3·2) に代入すると

$A = 0.183 \qquad (\ln A = -1.7)$

$B = 175 \qquad (\ln B = 5.16)$

を得る。（fig 3-11 〜 fig 3-13 の白丸）

P.A.F.，η，$\mathbb{T}_f$，$\mathbb{V}_f$ は次式により実際の値に変換される．

$$P_{real} = (P.A.F.) \cdot \left\{ \frac{V_0^2}{2} \left(\frac{C}{L_0} \right)^{1/2} \right\} \qquad (3\cdot3)$$

$$E_{real} = (\eta) \cdot \left(\frac{1}{2} C V_0^2 \right) \qquad (3\cdot4)$$

$$t_f = (\mathbb{T}_f) \cdot \left(\frac{\mu_0 l}{2\pi} C \right)^{1/2} \qquad (3\cdot5)$$

$$v_f = (\mathbb{V}_f) \cdot \left\{ \frac{r_0}{\left(\frac{\mu_0 l}{2\pi} C \right)^{1/2}} \right\} \qquad (3\cdot6)$$

(3.5)より t_f を求めると．

$$t_f = 550 \quad (ns)$$

これは．Fig 3-5 の XRD 波形のピーク時刻：$t_{freal} \fallingdotseq 200\ (ns)$ とズレている。このズレは初期ライナー質量の一部分が爆縮したことによるものと考えられる。

Fig 3-4 の電流波形の実測値と t_{freal} から推定した爆縮質量：m_{imp} は．

$$m_{imp} = 1.3 \times 10^{-8} \quad (kg)$$

程度となる。(この時，$v_f = 2.8 \times 10^5\ (m/s)$，$E_k = 510\ J$，$\eta = 1.6\ (\%)$ 程度である。)

すなわち初期質量の約 $1/30$ が集縮したと考えられる。

Fig 3-8 の X-PHC 像より コア半径は約 2 (mm) であったから，コアの平均イオン密度 n_i は

$$(\pi r_c^2 l) \cdot n_i \cdot m_i = m_{imp}$$

$$m_i = 9.8 \times 10^{-26} \ (kg) \qquad {}^{58.7}_{28}Ni$$

より，

$$n_i = 1.0 \times 10^{18} \ (cm^{-3})$$

程度と考えられる。

Bennet 方程式は c.g.s.，eV 単位で次式となる。

$$I = 4.5 \times 10^{-5} \, r \{ (z^* + 1) \, n_i \, T_{(eV)} \}^{\frac{1}{2}} \qquad (3 \cdot 7)$$

これに $r = 2 \times 10^{-2}$ (cm)， $n = 10^{18}$ (cm^{-3})， $I = 6 \times 10^5$ (A) を代入すると，T と z^* の間に次式が成立する。

$$T = \frac{4.4 \times 10^3}{(z^* + 1)} \qquad (3 \cdot 8)$$

一方，Ni の電離エネルギーは次式で近似される。[9]

^{28}Ni : $1s^2\ 2s^2\ 2p^6\ 3s^2\ 3p^6\ 3d^8\ 4s^2$

$$\chi_g^{z^*} = 2.4\ (Z_n - 18)^{0.7} \cdot z^{*\,1.3} \quad : N および 3d$$

$$\chi_g^{z^*} = 1.92\ (Z_n - 10)^{0.7} \cdot z^{*\,1.3} \quad : M \qquad (3\cdot9)$$

(3·9) に $Z_n = 28$ を代入し、$\chi_g^{z^*}$ を z^* の関数として Fig 3-14 に示す。これと (3·8) との交点がプラズマの温度、電離度を与えると考えられるから

$$T = 350\ (eV), \quad z^* = 11.5$$

程度と推定される。これは XPHC からの結果と一致する。(付録 B)

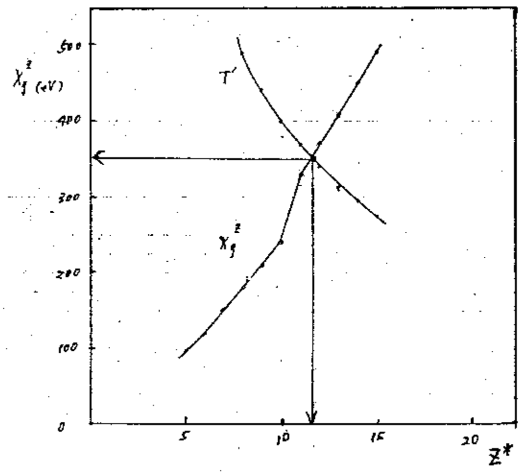


Fig 3-14. T, z^* の推定

(ii) 爆縮安定性

(a) wire-array

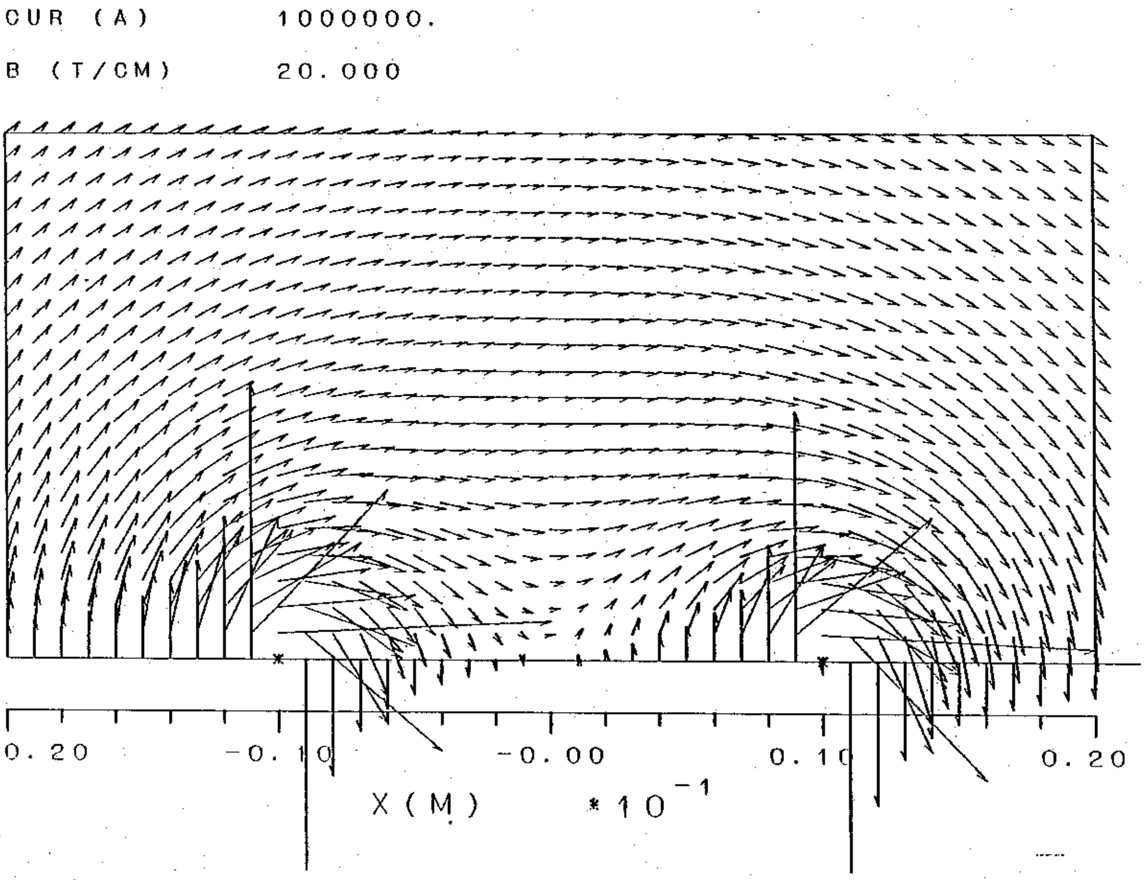
Fig 3-6 (N=2), Fig 3-7 (N=4) を較べてわかるように N=4では直線状のコアが生成されたのに対し N=2では爆縮不安定性が強くコアが認められない。

これは主に磁場構造が原因していると考えられる。Fig 3-15, Fig 3-16 に N=2, N=4 の時の磁場ベクトル，磁力線分布を示す。

ここで中心を通る磁力線に注目する（太線）この磁力線はコアプラズマの閉じ込め，安定性に大きく関与していると思われる。

磁力線に沿って中心から離れるにしたがって磁場強度は増加し，一種の Mirror 場をつくっていることがわかる。そしてミラー比は N=4 の時の方が大きく，粒子閉じ込めに有利である。

Fig 3-7 で非常に直線性の良いコアが生成されている事から，比較的重い wire により Fig 3-16 の磁場を生成し，コアプラズマを閉じ込める方法はX線レーザーへの応用にも有効と思われる。



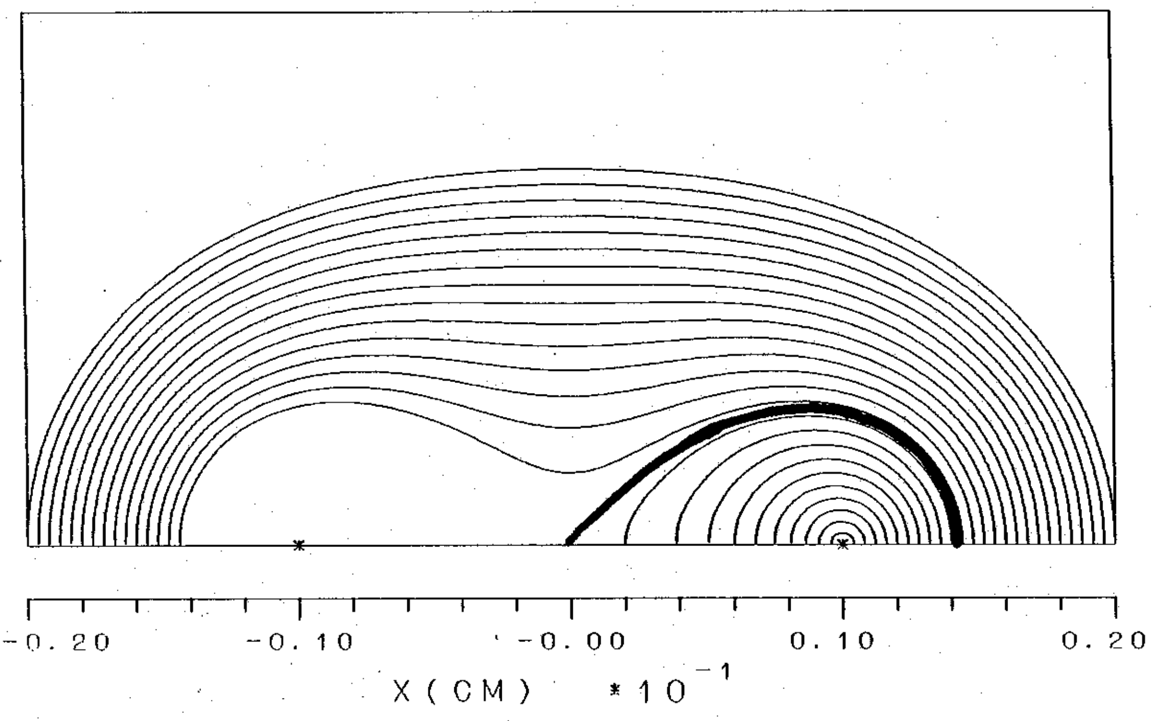
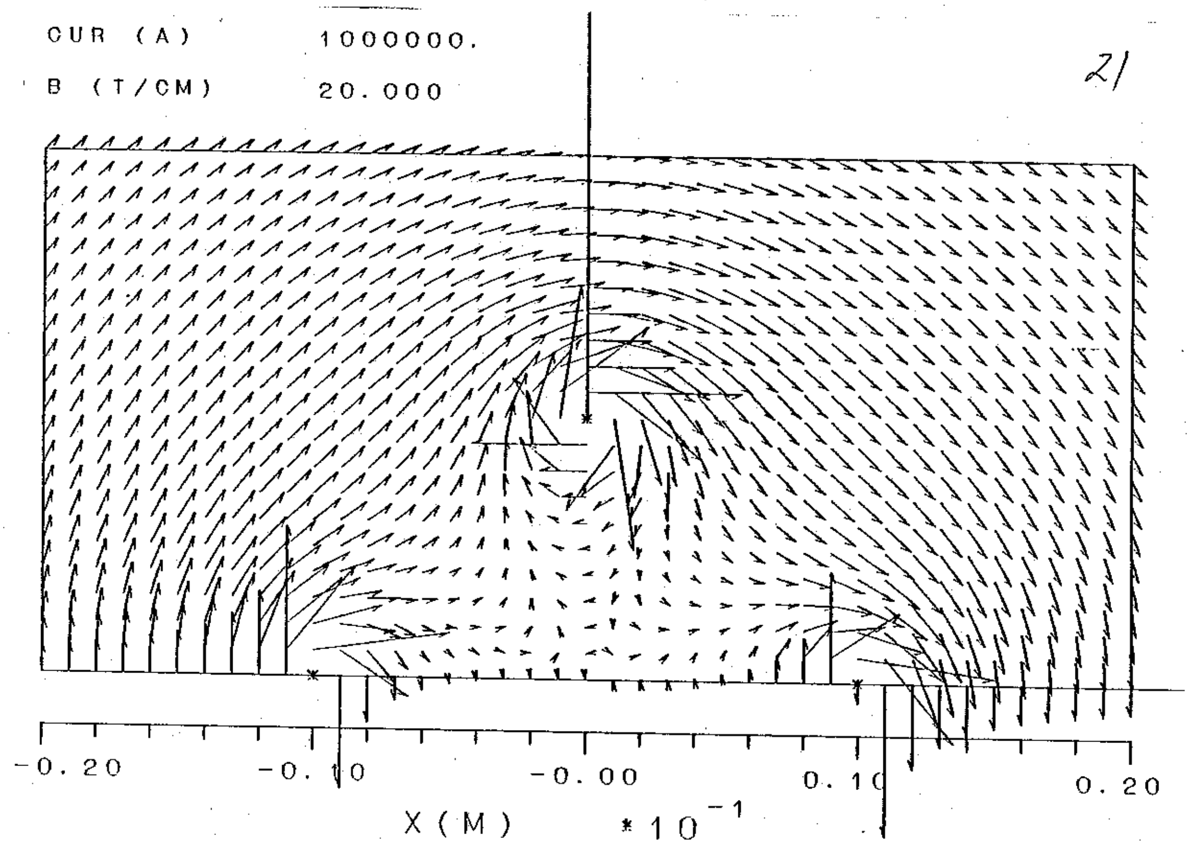


Fig 3-15 N=2 の時の磁場

CUR (A) 1000000.
B (T/CM) 20.000



CUR (A) 1000000.
B (T/CM) 10.000

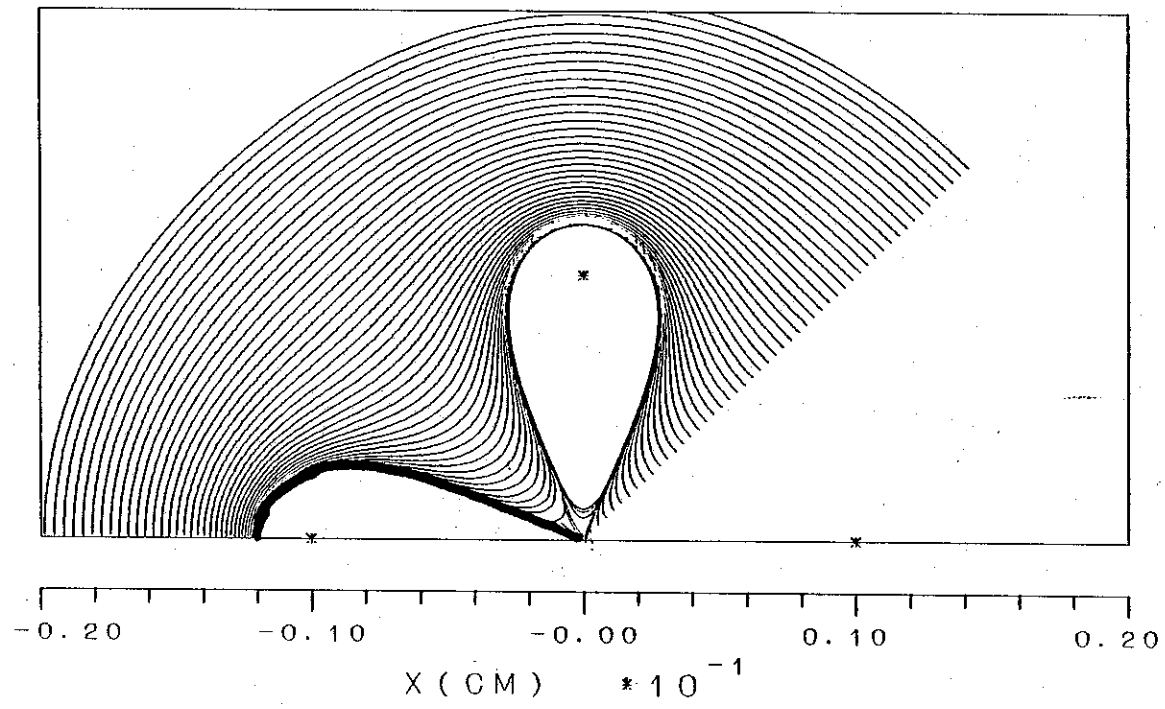


Fig 3-16 $N=4$ の時の磁場

(b) 円筒 foil

Fig 3-9 (a) に見られる様に電流はフィラメント状に流れている。
また局所的な Hot Spot 構造が認められる。

Fig 3-10 は、より軽い foil を用いたものであるが、コア全体に渡り不安定性が発生している。
(a), (b) を較べて中心部がより高温になっていることから、不安定性はコア中心から成長したものと推定される。

一般に磁場は R-θ 平面上での R-T 不安定性を安定化させる方向に働く。Fig 3-16 は不均一質量 wire-array の運動を追跡したもので、X Y 軸上の wire は 50% 重くしてある。爆縮後期において R-T 不安定性の成長は抑制される。

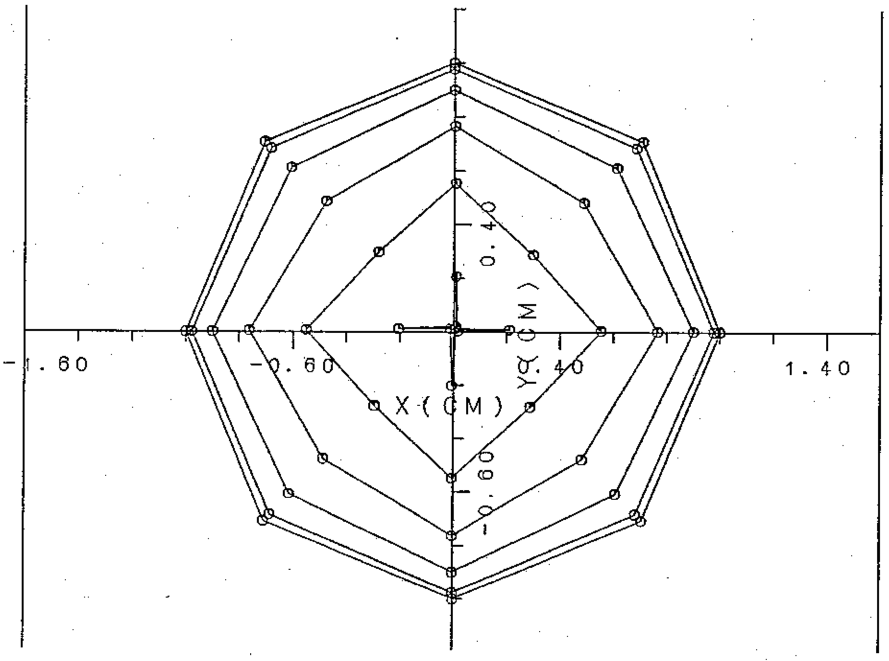


Fig 3-16 不均一 wire-array の爆縮

第3章の文献

(1) 陽上登, Reiden Memo 8607 (1986)

(2) GERSTEN, M. et. al, Phys. Rev. A33, 477 (1986)

(3) CLARK, W. et. al, J. Appl. Phys. 53, 5552 (1982)

(4) 下浦一宏 et. al., Reiden Memo, 8705 (1987)

(5) HUSSEY, T.W. et. al., J. Appl. Phys. 51, 1452 (1980)

(6) 尾崎哲, 学位論文 (1985)

(7) 宮本修治, 学位論文 (1984)

(8) 大伴茂樹, 修士論文 (1979)

(9) 宮永憲明, 学位論文 (1987)

第4章　X線フレーミングカメラの開発

時間分解の2次元X線計測を行なうには，MCPを用いたX線フレーミングカメラが有効である。[1] この章ではX線フレーミングカメラの原理，特性について述べる。

§4.1　構成

X線フレーミングカメラの構成をFig 4-1に示す。X-PHCのfilm面上にMCPを設置し，これにパルス電圧をかけてフレーミング動作を行なう。

X-RAY FRAMING CAMERA

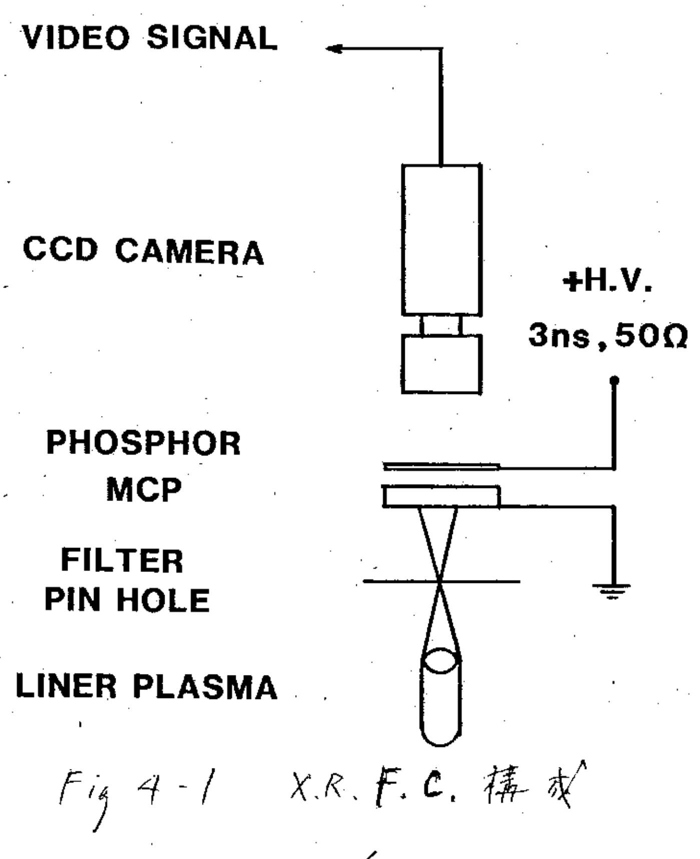


Fig 4-1　X.R.F.C. 構成

次に各構成素子について検討を行なう。

(1) MCP (Micro Channel Plate)

MCPはFig 4-2に示す様に多数の細い(～10μm)ガラスパイプを束ねた2次元光電子増倍素子である。

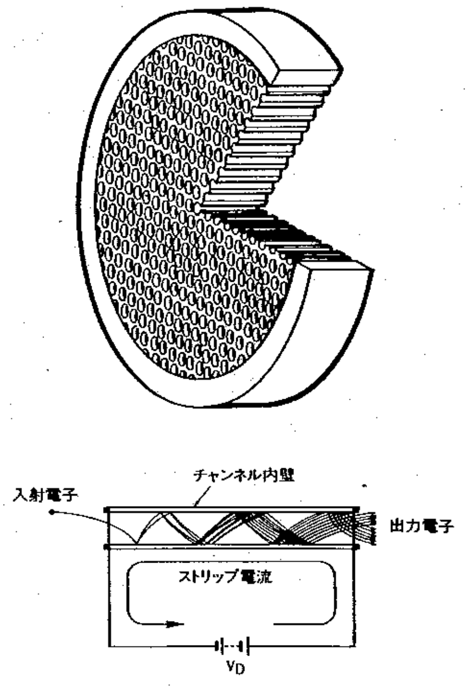


Fig 4-2 MCPの構造模式図

MCPの入力－出力電極に電圧V_Dを印加すると、電子は加速され、チャンネル内壁に衝突する。この時複数個の2次電子を放出し、結果として指数関数的に増倍された電子流が得られる。

MCPの利得特性をFig 4-3に示す。ここでαはL/d (L: チャンネル長, d: チャンネル径)で定義される規格化長である。

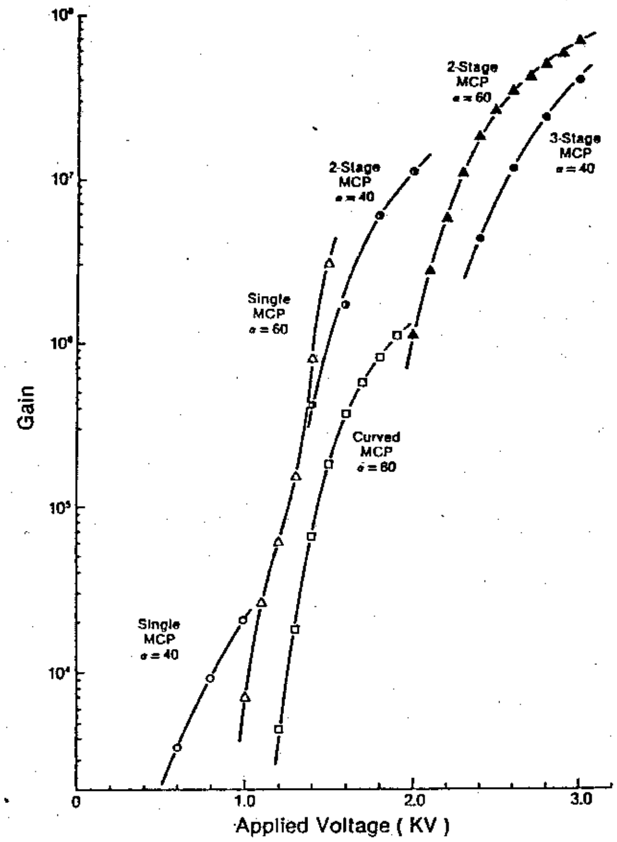


Fig 4-3 MCPのゲイン特性[5]

高ゲインを得るには、MCPの多段接続、CsIの塗布等の方法がある。1段当りのゲインは、イオンフィードバック効果の為 10^4 程度 ($\alpha = 40 \sim 45$) で飽和する。

α ($\equiv l/d$) の違いによる飽和特性、多段接続特性、CsI塗布効果を Fig 4-4 ~ Fig 4-6 に示す。

MCPは、紫外線、X線、γ線、荷電粒子、中性子等に対し直接感度を示す。各粒子、放射線に対する検出感度を Table 4-1 に示す。

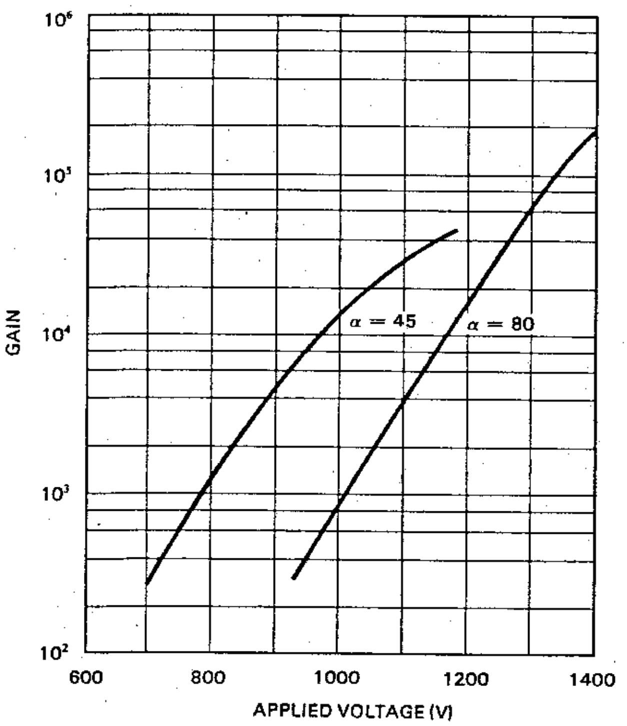


Fig 4-4 αによるゲイン特性(8)

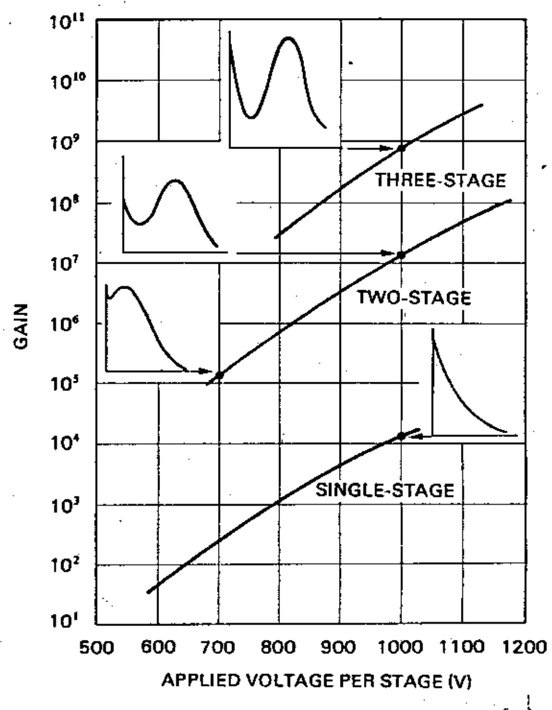


Fig 4-5 多段接続特性(8)

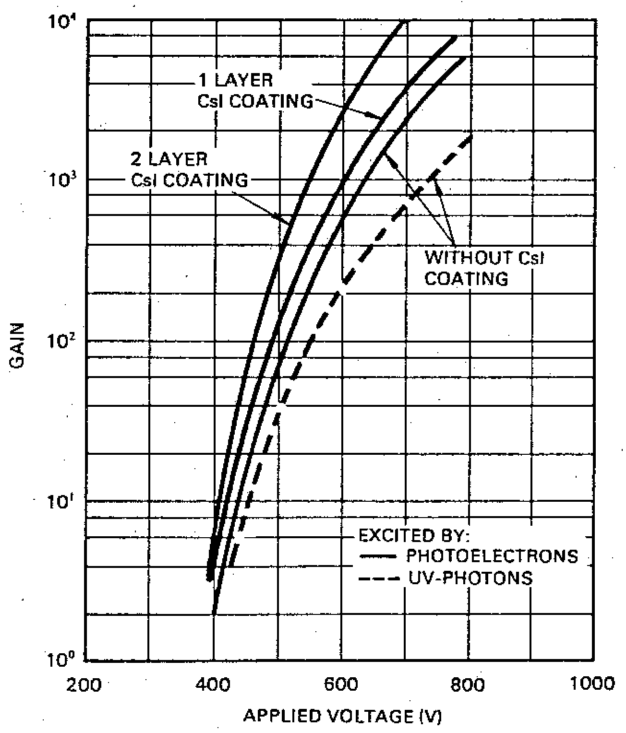


Fig 4-6 CsI 塗布效果

5.

Table 4.1 MCPの検出感度 (6)

照射線の種類	エネルギーまたは波長	検出感度(%)
電子	0.2~2 keV	50~85
	2~50 keV	10~60
イオン(H^+, He^+, Ar^+)	0.5~2 keV	5~58
	2~50 keV	60~85
	50~200 keV	4~60
UV	300~1100 A	5~15
	1100~1500 A	1~5
Soft-X ray	2~50A	5~15
Diagnostic X ray	0.12~0.2A	~1
高エネルギー粒子(ρ, π)	1GeV~10 GeV	~95
中性子[28]	2.5~14MeV	0.14~0.64

MCPの後方には蛍光面を設置し、可視光に変換する。蛍光面の発光分布特性と、残光特性をFig 4-7に示す。

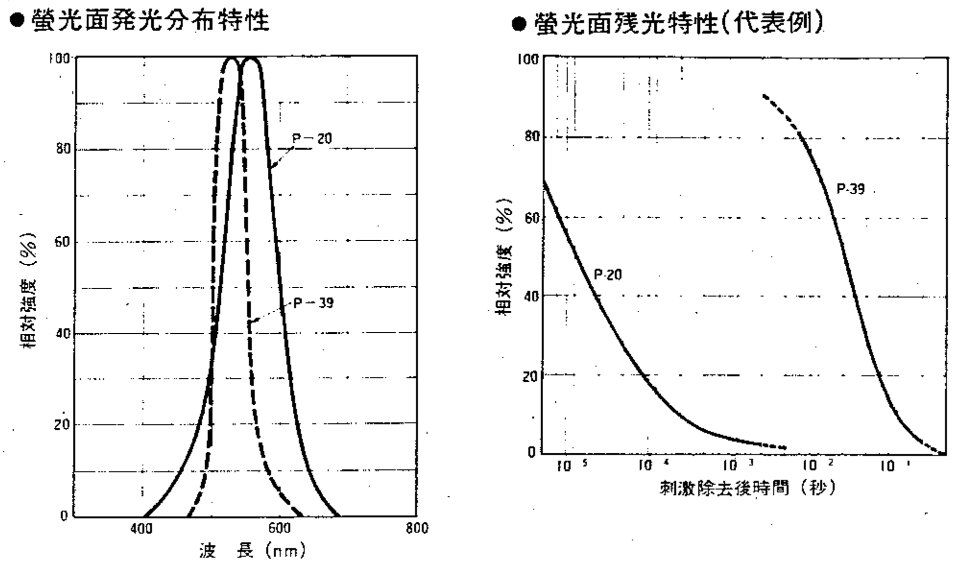
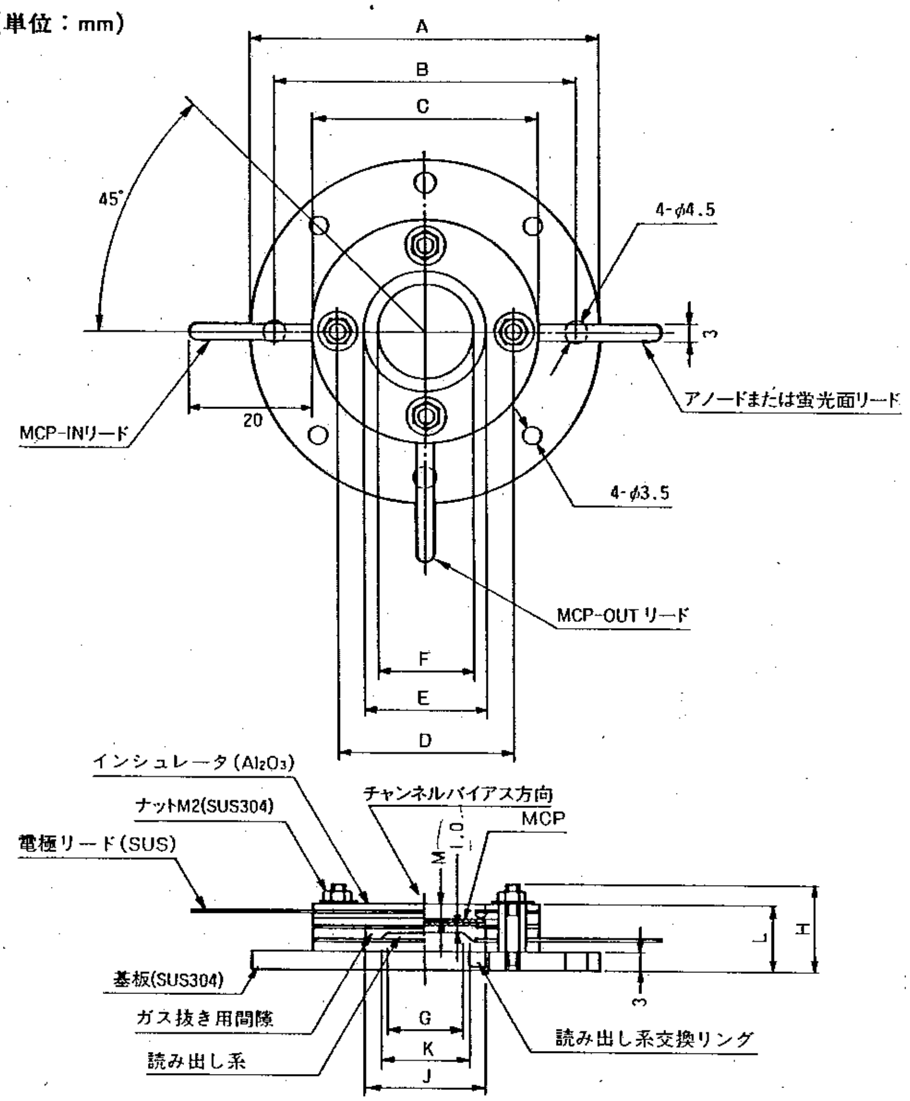


Fig 4-7 蛍光面の特性

また今回使用したMCP (浜ホト F2222, F2221) の構造をFig 4-11に示す。

■外形および組立寸法(単位：mm)



記号	説明		F2221	F2222	F2223	F2224	F2225
A	アッセンブリの外径	(mmφ)	54	61	69	75	86
B	固定用ネジ穴の間隔	(mmφ)	46	53	61	67	78
C	インシュレータの外径	(mmφ)	34	41	49	55	66
D	組み立てネジの間隔	(mmφ)	26	33	41	47	58
E	MCPの外径	(mmφ)	18	25	32.8	38.5	50
F	MCPの有効径	(mmφ)	14.5	20	27	32	42
G	アノード有効径	(mmφ)	10	17	24	30	40
H	最大高	(mm)	15	15	15	15	15
J	読み出し系交換リングネジ径		M19	M26	M33.8	M39.5	M51
K	読み出し系交換リング内径	(mmφ)	13	20	27	33	44
L	基板底からインシュレータ表面までの距離	(mm)	(MCPマウント枚数) 1 枚：10.9 2 枚：11.9 3 枚：11.9 (チャンネル径20μmタイプを除く) 3 枚(チャンネル径20μmタイプ)：12.9				
M	MCPの入力面からインシュレータ表面までの距離	(mm)	(MCPマウント枚数) チャンネル径 10μm 12μm 20μm 1 枚： 2.9 2.8 2.5 2 枚： 3.5 3.3 2.7 3 枚： 3.1 2.9 2.9				

Fig 4-11. 浜ホトMCPの構造 (デマンタブルタイプ)

(2) CCD (Charge Coupled Device)

CCDは、電荷結合原理を用いた半導体光検出素子である。電荷結合原理とは、電荷量に変換された光信号を、転送レジスタに沿って読み出しレジスタまで順次送るものである。(10)

近年CCD素子は大幅に進歩し、可視、軟X線領域での天体観測(11),(12)、家庭電化製品等に広く用いられている。

CCD素子は従来のfilmに較べて量子効率が高く、ダイナミックレンジ、S/Nも良く、また画像処理装置との接続も容易である為、今後広く使用されるものと考えられる。(13),(14)

今回の実験では、市販のCCDカメラ（SONY XC-77）を用いた。これは、信号強度が充分であると考えられる為で、冷却による暗電流の低減は行わなかった。

XC-77は、セルサイズ：11.0 (H) × 13.0 (V) μm、水平垂直解像度 570/485 (TV)本、最低被写体照度 0.5 lux (F1.4, AGC=ON) の性能を有している。

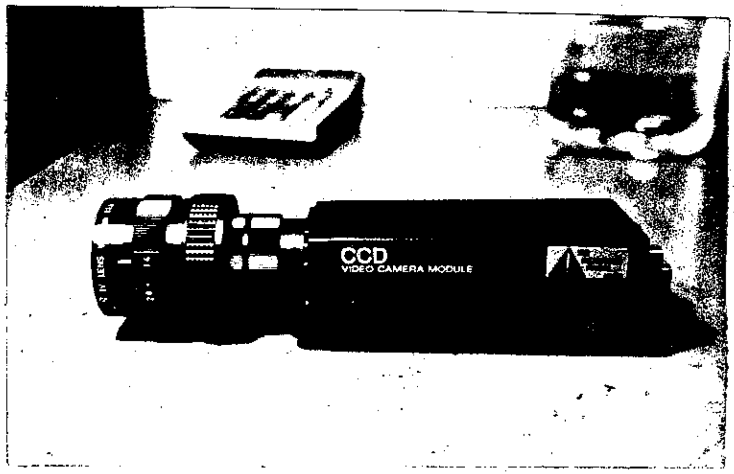


Fig 4-8 SONY XC-77
（接写リングをつけた状態）

(4) H.V. パルス電源

ショット後，真空度が急激に悪化（>1 Torr）する為，
ゲート動作は MCP，PHOSPHOR 両方で行なった。
この為，約 5kV のパルス電源が必要となるが，
LASERMETRICS 社の MODEL 8612C を使用した。

約 +1〜+5 (kV)，3〜300 (ns)，50Ω の
パルス電圧を発生させることが可能である。[15]

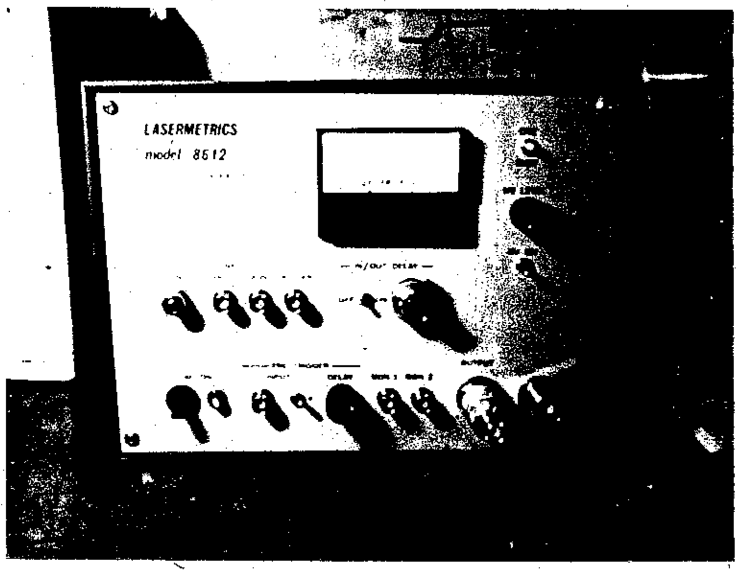


Fig 4-9 LASERMETRICS MODEL 8612C

§4.2 時間分解能

定常動作時のMCPはFig 4-10の様に抵抗分圧で用いられるが、短パルス(〜ns)では、MCPのキャパシタンスの効果が強くなり、抵抗分圧は不可能となる。

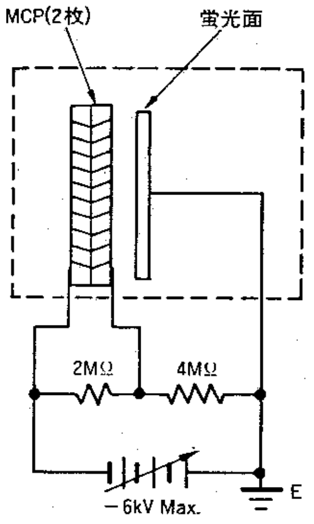


Fig 4-10. 抵抗分圧回路

そこでCapacitance分圧を検討した。使用したMCP素子(浜ホト F2222)は、Fig 4-11に示す様に3本の端子(MCP-IN, MCP-OUT, Phosphor)を持つ。端子間のCapacitanceの実測値は、次の様になった。

MCP-IN ↔ MCP-OUT	1.1×10^{-10} (F)
MCP-OUT ↔ Phosphor	2.4×10^{-11} (F)
MCP-IN ↔ Phosphor	2.0×10^{-11} (F)

したがって、そのまま電圧を印加した時の分圧比は

$$MCP : Phosphor \fallingdotseq 1 : 4.6$$

5 kV の電圧を印加すると

$$MCP : Phosphor \fallingdotseq 890(V) : 4.1(kV)$$

となり、定格電圧がかけられる。この時の時定数は 50(Ω) で供給した時

$$\tau \sim CR = 1.0 \times 10^{-9}(s) = 1.0(ns)$$

となる。この程度の時間領域では、MCP電極の面抵抗による電圧降下はそれほど顕著ではないと予想されるが、100 ps オーダーではこの影響で Iris 効果が発生する。(3)

ライナー爆縮では 1ns 程度の時間分解能で充分であるが、レーザー ICF では高速化する必要があり、ストリップライン方式の X線フレーミングカメラが開発中である。

§ 4.3 感度，空間分解能.

PIN-HOLE，MCP 系の光学的ゲインは次の様に計算される．

(i) PIN-HOLE Camera Gain : $\mathbb{A}$

$$\mathbb{A} = \pi \cdot p \cdot \left(\frac{d}{l_2} \right)^2 \qquad (4.1)$$

p : filter 透過率，d : Pin hole radius，l_2 : Camera length

(ii) MCP - CCD Gain : $\mathbb{B}$ (2)

$$\mathbb{B} = \beta \cdot G_e \cdot V_K \cdot \gamma \cdot \alpha \qquad (4.2)$$

β : MCP Quantum Yield (~6% at 1.5 keV)
G_e : MCP Electron Gain (Fig 4-3 ~ 4-6)
V_K : Phosphor Potential (3 ~ 4 kV)
γ : Phosphor Efficiency (~0.01 /eV)
α : Phosphor - CCD Coupling (~0.01 : Lens, ~0.2 : fiber plate)

これらより，プラズマ輝度 $\mathbb{J}$ (W/cm²·str) と CCD 面上の明るさ $\mathbb{K}$ (W/cm²) の間には次式が成立する．

$$\mathbb{K} = (\mathbb{A} \cdot \mathbb{B})\, \mathbb{J} \qquad (4.3)$$

CCDカメラ感度は約 1 (lx) であるが，これを (W/cm²) に直すと

$$1\ (lx) \fallingdotseq 1.47 \times 10^{-7}\ (W/cm^2) \quad : (555\,nm\ 単色)$$

となる。（P-20の中心波長は 523.5 nm）

一方，X線film を用いた実験(17)より，MCP上で約 10^{-7} (J/cm²) 程度のエネルギー密度が期待できるので，像を得る為の条件は，

$$\mathbb{B} \cdot (10^{-7}) \cdot \mathbb{F} > (1.5 \times 10^{-7}) \cdot \left(\frac{1}{30}\right)$$

1/30 (s) は CCDカメラの電荷蓄積時間であり，$\mathbb{F}$ はフレーミング比（ゲート時間／発光時間）である。

$V_k = 3$ (kV) で Lens 結像を行なった場合，$\mathbb{B} \fallingdotseq 1.8 \times 10^{-2} G_e$ となるので $\mathbb{F} = 1/30$ として必要な G_e は，

$$G_e > 83$$

実際の G_e は，Fig 4-4 に示すように $10^3 \sim 10^4$ (800～950V) であるので充分観測可能と考えられる。

Fig 4-1 の系の空間分解能は次式で与えられる.

$$\Delta x = \frac{l_1}{l_2}\Delta_M + \frac{l_1 + l_2}{l_2}\cdot 2d \qquad (4.4)$$

$\Delta_M = \mathrm{Max}\{a, b, c\}$

$2d$: Pin Hole 径

l_1 = Plasma ↔ Pinhole , l_2 : Camera length

a : MCP Channel 径 ≒ 12 μm

b : Phosphor 上での輝点広がり ≒ 33 μm

c : CCD 素子の換算長. { ≒ 30 μm : 1 channel / ≒ 100 μm : 4 channel }

これより空間分解能は 100 μm 程度 (10 l/mm) と予想される.

§4.4 実験結果

実際のX線フレーミングカメラをFig 4-12に示す。MCPは4系統設定し、遅延線路により順次電圧を印加する。

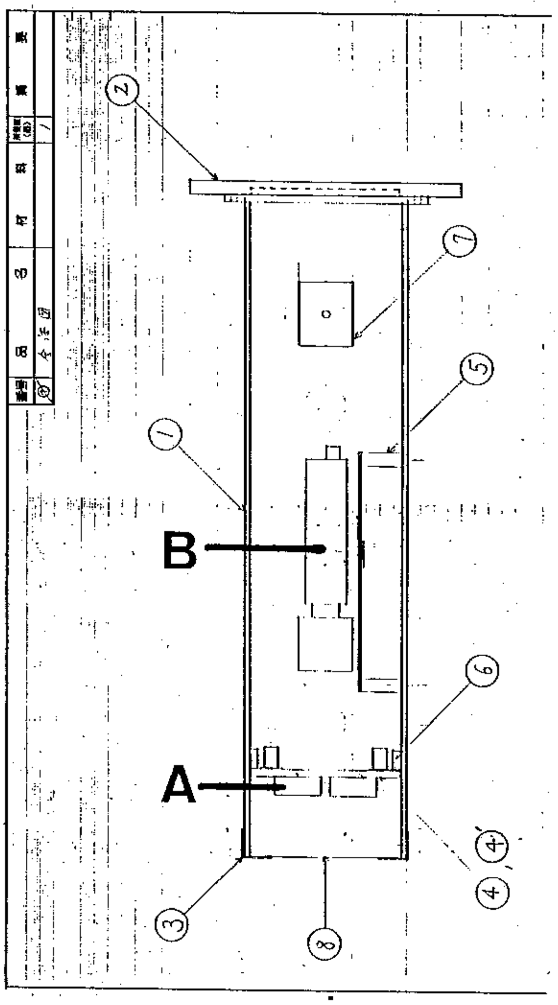


Fig 4-12, 4-Frame, Soft X-Ray Camera

A : MCP (4 channel), B : CCD Camera

4 channel 実験に先立って 1 channel の試作機（Fig 4-13）を製作し実験を行なった。

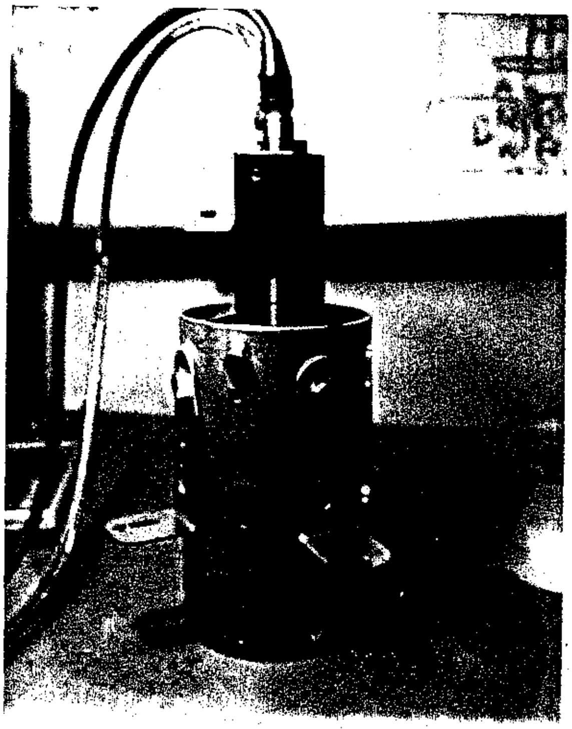
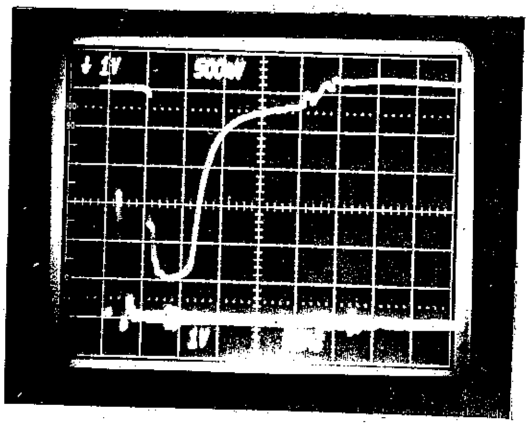
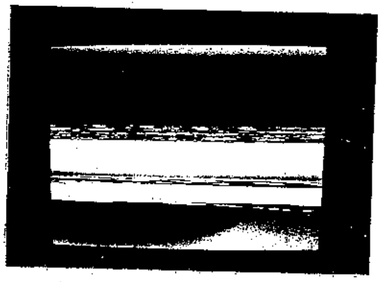


Fig 4-13　1 channel 試作機



(a)



(b)

Fig 4-14　(a) MCP 電圧，　(b) VIDEO 信号

実験は Raiden IV ライナーチャンバーにて行ない 1MA, 200ns で foil 爆縮を行なった.

Fig. 4-14 にこの時の MCP 電圧波形, shot 時の VIPEO 信号を示す.

(i) MCP ～ Phosphor に 2.5 kV, 200 ns を印加したが 60 ns で break down した. MCP 素子に break down のあとは認められず, 現在原因究明中である.

(ii) 強い横ジマノイズが発生したが, これは試作機では CCD カメラの電磁シールドが不充分であった為と思われる。

(多チャンネル化の問題点)

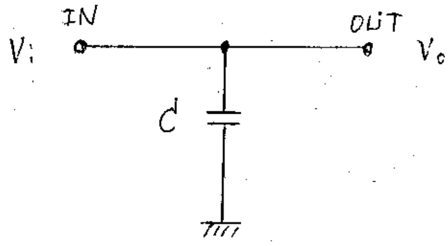


Fig 4-15. 電圧低下率.

Fig 4-15 において 1段当りの電圧低下率：ρ ($\equiv V_o/V_i$) は次式で与えられる.

$$\rho \fallingdotseq \frac{1}{1 + \left(\frac{\pi C Z_0}{2\tau}\right)} \qquad (4.5)$$

$Z_0 = 50$ (Ω), $C = 20$ (pF) で $\rho > 0.9$ とすると電圧パルス幅：τ は

$$\tau > 14 \quad (ns)$$

である必要がある.

第4章の文献

(1) HSING, W.W. et.al., Appl. Phys. Lett 50, 1572 (1987)
(2) FEHL, D.L. et.al., SAND81-1459, 67 (1982)
(3) 榎戸武揚 et.al., 文部省科研報告書 61050037, 87 (1987)
(5) MATSUURA, S. et.al., IEEE Trans. Nucl. Sci., Vol NS-32, 350 (1985)
(6) 大庭弘一郎, テレビジョン学会誌 Vol.36, No.11, 962 (1982)
(7) 大庭弘一郎, 日本物理学会誌, Vol.37, No.9, 771 (1982)
(8) HAMAMATSU TECHNICAL MANUAL RES-0795 (1982)
(9) イメージインテンシファイヤと関連製品 浜ホト (1984)
(10) 大島光雄, イメージセンサの選び方・使い方, 日刊工業 (1985)
(11) クリスチャン 他, サイエンス日本版, Vol 12, 152 (1984)
(12) 斎藤宏文, 電子通信学会誌 Vol.J66-C, No.3, 219 (1983)
(13) STERN, R.A. et.al, Rev. Sci. Instrum. 54, 2, 198. (1983)
(14) MATSUSHIMA, I. et.al., Rev. Sci. Instrum. 58, 4, 600 (1987)
(15) 湯上登, 高電圧パルス電源の使い方 (内部資料), (1988)
(16) 井澤, 中井, 片山, 文部省科研報告書 61050037, 103 (1987)
(17) 下浦, 湯上, 励電メモ 870831, (1987)

第5章　結論

本研究ではライナー慣性核融合の可能性検証を目的としてコアへのエネルギー結合効率，爆縮安定性について実験的，理論的に考察を行なった。

特にKATZENSTEINによるA,Bパラメータ（ライナー爆縮パラメータ）の概念をトランスフォーマーを含む系に拡張し，その有効性を裏づけた。

以下に本論文における成果を各章ごとに列挙する。

第2章

(1) ライナー爆縮におけるエネルギーフロー（Fig 2-1(b)）を明らかにした。

(2) 爆縮を介したエネルギー流入について，A,Bパラメータをトランスフォーマーを含む系に拡張し，その有効性について考察した。

第3章

(1) Reiden IVにトランスフォーマーを接続して，wire-array，円筒foil爆縮実験を行ない，結合効率，安定性を調べた。結合効率はシミュレーションによる予想と良く一致した。また4本以上のwire arrayで安定なコアが生成されることを見出し，それがr-θ面でのミラー場によることを推察した。

第4章

(1) MCPを用いたX線フレーミングカメラを試作し、ゲイン、時定数、分解能について考察を行なった。今後ノイズ対策を進める必要がある。

低インピーダンス（低インダクタンス）の電源であれば $\eta = 25\%$、P.A.F. = 3 程度が可能であると予想される。

ICFの加熱機構と結合効率をTABLE1に示す。加熱機構のうち、Radiation heating と Joule heating (anomalous) に関しては不確定な要素があるが、LINER-ICF が高い結合効率を有することは結論づけられる。

65

TABLE 1 ICF CORE HEATING

	KINETIC		RAD.	JOULE
	ABRATION	MAG.	(HIGH Z)	(ANOM. η)
POWER	E_K / τ_c	E_k / τ_c	$\sigma_q c E_R$	$\eta_A j^2$
EFF.	15%	25%	20%	20%
LASER	○		○	
LIB	○		○	
LINER		○	○	○

謝辞

本研究の遂行に際し，終始懇篤なる御指導，御鞭達を賜った中井貞雄所長，横山昌弘次長，山中千代衛名誉所長に深厚なる謝意を表します。

併せて，大学院在学中において，御教示戴いた藤井克彦教授，鈴木胖教授，山中龍彦教授，井澤靖和教授，加藤義章教授，平木昭夫教授，黒田英三教授，白藤純嗣教授，三間圀興教授，西原功修教授，中島尚男教授，望月孝晏教授，長谷川晃教授に深厚なる謝意を表します。

直接研究を御指導戴いた今崎一夫助教授，宮本修治助手，湯上登氏に謝意を表します。

最後に研究生活を共にし，数々の御教示を受けた大東延久関西大学教授，松川義信大阪市大教授，秋葉龍郎氏，他レーザー研B－グループ，FEL－グループの方々に謝意を表します。

1988．3．3．　下浦一宏

〈目次〉

付録A.

Z-pinch plasma からの中性子発生について. … 62

付録B.

X-PHC, X-SPEC について. - - - - - - - - 87

付録A. Z-pinch plasmaからの中性子発生について.

(目次)

§1 プラズマ中への磁場拡散

§2 ηに対する要請

§3 Joule加熱によるエネルギー付与.

§4 中性子発生量.

§5 Q^*値

§6 Coupling Efficiency

§7 熱核融合の検討.

§8 Hot Spotが生成される場合.

§9 結論

文献

図1~10

Z-pinch からの中性子放出は次の3種考えられる．

(i) 爆縮運動エネルギーの熱化に伴うもの．
(ii) 不安定性に伴うもの　（熱的成分）
(iii) 　　　〃　　　　　（非熱的成分）

ここでは，最も重要と考えられる(ii)の機構について巨視的に検討する。

微視的不安定性に伴う電場により電子，イオンは加速されるが，ある条件下では，局所的に熱的なコア，ホットスポットを生成する．

この現象は異常抵抗に伴うJoule加熱とみなせるが，有限の抵抗に伴うプラズマ中への磁場の拡散とも考えられる。(1)

§1　プラズマ中への磁場拡散 (1)

磁場の空間的変化長を $\frac{r}{2}$ とすると次式を得る．
（r：ピンチ半径）

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi}\nabla^2 B = \frac{\eta c^2}{\pi r^2} B \qquad (1)$$

これより，拡散時間：τ_{DIF} は

$$\tau_{DIF} = \frac{\pi r^2}{\eta c^2} \qquad (2)$$

また電流密度：j は、Maxwell eq. より

$$j \fallingdotseq \frac{c^2}{4\pi} \nabla \times B = \frac{c^2 B}{2\pi r} \qquad (3)$$

比抵抗：η として Spitzer 抵抗を考えた場合．

$$\eta_{Spitzer} = 5.8 \times 10^{-15} \frac{Z \ln\Lambda}{T_{(eV)}^{3/2}} \quad (e.s.u.) \qquad (4)$$

§2 η に対する要請

Joule 加熱は，プラズマが飛散する前に充分急速に行なわれる必要がある。

温度：$T_{(eV)}$，の D-T プラズマにおける音速：C_s は．

$$C_s \fallingdotseq \sqrt{\frac{T}{m_i}} = 6.2 \times 10^5 \, T_{(eV)}^{1/2} \quad (cm/s) \qquad (5)$$

ICF 的閉じ込め時間：τ_{ICF} は．

$$\tau_{ICF} = \frac{r}{C_s} = 1.6 \times 10^{-6} \frac{r}{T_{(eV)}^{1/2}} \quad (s) \qquad (6)$$

一方．異常抵抗により比抵抗値が Spitzer 値の δ 倍になったとすると．拡散時間：τ_{DIF} は

$$\tau_{DIF} = \frac{\pi r^2}{\eta c^2} = 6.0 \times 10^{-8} \frac{r^2 \cdot T_{(eV)}^{3/2}}{\delta} \quad (s) \qquad (7)$$

ただし $Z=1$, $\ln\Lambda = 10$ とした。
τ_{ICF} と τ_{DIF} との比を ξ と定義する。

$$\xi \equiv \frac{\tau_{ICF}}{\tau_{DIF}} = 2.7\times 10^{1}\frac{\delta}{r T^2} \qquad (8)$$

加熱がうまく行なわれる為には $\xi > 1$ が必要であり、

$$\delta > 3.8\times 10^{-2}\, r\, T^2_{(eV)} \qquad (9)$$

例えば $r = 10^{-1}$ (cm), $T = 1$ (keV) では $\delta > 3.8\times 10^{3}$ となり Spitzer 値の数千倍もの比抵抗が必要となる。

異常抵抗の要因としてイオン音波の乱れによるものが考えられる。この時電場のゆらぎによって電子は散乱されるが、ノイズのエネルギー密度が nT 程度の時、ノイズが励起されるのはデバイ長程度の波長領域であるので、実効衝突度数：ν_{eff} は

$$\nu_{eff} \sim k v_{eT} \sim \omega_{pe} \qquad (10)$$

程度になることが期待される。(2)
ν_{ei}, ω_{pe} の近似式として、

$$\nu_{ei} \doteqdot 1.5\times 10^{-6}\frac{n\cdot\ln\Lambda}{T_{(eV)}^{3/2}} \qquad (11)$$

$$\omega_{pe} \doteqdot 9000\sqrt{n} \qquad (12)$$

この比をとると、

$$\delta \doteqdot \frac{\omega_{pe}}{\nu_{ei}} = 6.0 \times 10^{9} \frac{T_{(eV)}^{3/2}}{\sqrt{n} \cdot \ln\Lambda} \qquad (13)$$

$n = 10^{20}$ (cm^{-3}), $T_e = 1$ (keV), $\ln\Lambda = 10$ とすると、この比は 1.9×10^{3} となり、(9) をほぼ満たしている。

§3 Joule 加熱によるエネルギー付与

ジュール加熱がピンチ全長にわたって一様におこる時、コアへのエネルギー付与は次式で与えられる。

$$W_{DIF} = (\pi r^2 \ell) \cdot \eta j^2 \cdot \tau_{ICF}$$

$$= 10^{-2} \ell I^2 \cdot g \quad (erg) \qquad (14)$$

(14) の導出、

$$W_{DIF} = (\pi r^2 \ell) \cdot \eta \cdot \left(\frac{c^2 B}{2\pi r}\right)^2 \cdot \left(\frac{\pi r^2}{\eta c^2}\right) \cdot g$$

$$= \frac{1}{4} r^2 \ell (cB)^2 \cdot g = \frac{1}{4} r^2 \ell B_G^2 \cdot g$$

$B_G = 0.2 \frac{I_{(A)}}{r_{(cm)}}$ を代入すると (14) を得る。

ここで加熱時間を τ_{ICF} とした。 W_{DIF} は比抵抗：η に比例する事に注意されたい。

$T_e = T_i$ としてプラズマ温度を求めると、

$$T = \frac{W_{DIF}}{3N} = \frac{10^{-2}\, l I^2 \cdot q}{3\pi r^2 l\, (n_0 \phi)} \quad (erg)$$

$$= 1.5 \times 10^{-14} \frac{q}{\phi} \cdot \left(\frac{I}{r}\right)^2 \quad (eV) \qquad (15)$$

ここで ϕ は D-T 固体密度（$n_0 = 4.5 \times 10^{22}\ (cm^{-3})$）に対する圧縮比である。

また (15) より

$$\frac{T_{(eV)}}{W_{DIF\,(erg)}} = 1.5 \times 10^{-12} \frac{1}{(\phi r^2 l)} \qquad (16)$$

とも書ける。

§4 中性子発生量

D-T反応での中性子発生量は、次式で与えられる。

$$N_Y = \frac{n^2}{4} \cdot \langle \sigma v \rangle_{DT} \cdot \tau \cdot (\pi r^2 \ell) \qquad (17)$$

閉じ込め時間：τとして(6)の τ_{ICF} をとると、

$$N_Y = 2.5 \times 10^{39} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{1/2}} \cdot (r^3 \ell) \cdot \phi^2 \qquad (18)$$

$$= 3.8 \times 10^{27} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{1.5}} \cdot W_{DIF} \cdot r\phi \qquad (19)$$

$$= 5.7 \times 10^{15} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{2.5}} \cdot W_{DIF}^2 \cdot \frac{1}{(r \cdot \ell)} \qquad (20)$$

ここで(16)を用いた。$\langle \sigma v \rangle / T^{2.5}$ をFig 3(b)に示す。

バンクエネルギー：E_0 から W_{DIF} へのカップリング効率を θ とすると、$(\theta \equiv W_{DIF}/E_0)$

$$N_Y = 5.7 \times 10^{15} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{2.5}} \cdot \frac{1}{(r \cdot \ell)} \cdot (\theta E_0)^2 \qquad (21)$$

ピンチ長と半径圧縮率が一定に保たれれば $r \cdot \ell \simeq$ const となるので $T \lesssim 10$ (keV) において E_0^2 則が説明できる。(Fig 1)

また W_{DIF} に（14）を代入すると、

$$N_y = 5.7 \times 10^{11} \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{2.5}} \cdot \frac{l}{r} \cdot g^2 \cdot I^4 \qquad (22)$$

となり、$I^{4\sim6}$ 則が説明できる。また $\langle \sigma v \rangle / T^{2.5}$ の項から大形化に伴うゲイン低下をある程度説明できる。

また（19）より W_{DIF}, T 一定として、比例則

$$N_y \propto r \cdot \phi \qquad (23)$$

を得る。これは同量の燃料を用いた場合の N_y の比例則である。

強い衝撃波のたつ場合の圧縮率については slug-model (3) が適用され、圧縮率は比熱比：γ のみの関数となる事が確かめられている。(4)

$$\frac{r_c}{r_0} = \left(\frac{\gamma}{\gamma+1} \right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} \qquad (24)$$

この時、電流立ち上げ時間を t_{rise} とすると、コア半径、密度は、

$$r \propto r_0 \propto t_{rise} \quad , \quad \phi \propto \phi_0 \propto t_{rise}^{-2} \qquad (25)$$

となる事が期待される。r_0, ϕ_0 は初期半径、密度である。

(23), (25) より E_0 一定の下での比例則

$$N_Y \propto t_{rise}^{-1} \qquad (26)$$

を得る。短パルス高電圧化が重要であることがわかる。

近年，純水を誘電体とするパルスパワー技術は大幅に進歩した。例えば Maxwell Lab. にある BLACK-JACK 5 という大型装置は，$E_0 = 2.1$ (MJ)，10 (TW), 100 (ns)，4 (MA)，6×10^{13} (A/s) 程度の性能を有している。(5)

(21) を実験データと比較する。代表値として，

$$D\text{-}T : 10\,(keV) \longrightarrow \frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{2.5}} \doteqdot 1.0 \times 10^{-26} \quad (cm^3/s\cdot eV^{2.5})$$

$$,\quad r \cdot l \doteqdot 10^{-1} \quad (cm^2)$$

$$\theta \doteqdot 0.2$$

を代入すると，理論値：$N_{Y\,Th}$ は，

$$N_{Y\,Th} \doteqdot 2.3 \times 10^{-11}\, E_0^2 \quad (erg) \qquad (27)$$

一方，実験値 (Fig 1) は，

$$N_{Y\,Exp} \doteqdot 10^{-11}\, E_0^2 \quad (erg) \qquad (28)$$

であるから非常に良く一致している。

§5 Q^* 値

核融合による発生エネルギーとバンクエネルギーとの比をQ^*値と定義する。

$$Q^* \equiv \frac{N_\gamma \cdot W_0}{E_0} \qquad W_0 = 17.6\ (\mathrm{MeV}) \quad \text{for D-T} \qquad (29)$$

(29)に(19)を代入すると、

$$Q^* = 1.1 \times 10^{23} \cdot \frac{\langle \sigma v \rangle}{T_{(eV)}^{1.5}} \cdot r\,\theta\,\Phi \qquad (30)$$

$\langle \sigma v \rangle / T^{1.5}$ を Fig 3 (a) に示す。

$\langle \sigma v \rangle / T^{1.5}$ は D-T 20 keV で極大値 $1.4 \times 10^{-22}\ (\mathrm{cm^3/s\text{-}eV^{1.5}})$ をとるから、最適に温度制御された場合のQ^*値は、

$$Q^*_{opt} \doteqdot 15\,r\,\theta\,\Phi \qquad (\text{for D-T } 20\ \mathrm{keV}) \qquad (31)$$

となる。$r = 0.25\ (\mathrm{cm})$, $\theta = 0.3$ で $Q^* > 1$ を得るには、コア密度：Φは、

$$\Phi > 0.89 \quad (\doteqdot 4 \times 10^{22}\ (\mathrm{cm^{-3}}))$$

であることが必要である。

§6 Coupling Efficiency

エネルギー注入効率：θを次式で定義する。(E_cの50%が回路の磁気エネルギーに変換されるとする。)

$$\theta \equiv \frac{W_{DIF}}{E_c}$$

$$W_{DIF} = 10^{-2} \ell I^2 \cdot \xi \quad (erg)$$

$$E_c = 2 \times \frac{1}{2} L_{0(H)} I^2 \ (J) = 2 \times 10^{-2} \ell I^2 \cdot A \quad (erg)$$

$L_{0(H)}$は回路の持つ全インダクタンスであり，Aは次式で定義されるパラメータである．

$$A \equiv \frac{L_{0(H)}}{\mu_0 \ell_{(m)} / 2\pi}, \quad \mu_0 = 4\pi \times 10^{-7} \ (N/A^2)$$

したがってθは次式となる．

$$\theta = \frac{\xi}{2A} \tag{32}$$

またθは，回路の時定数：$\tau_{CIR} = \frac{L}{R}$，と加熱時間：τ_{ICF}の比であることを示すことができる。

$$\tau_{CIR} = \frac{L}{R} = \frac{L_{0(H)}}{\frac{\ell}{\pi r^2} \cdot \eta_{(c.g.s.)}} = \frac{L_{0(H)}}{9 \times 10^{11} \frac{\ell}{\pi r^2} \cdot \eta_{(e.s.u)}}$$

$$\tau_{ICF} = g \cdot \tau_{DIF} = \frac{\pi g r^2}{\eta c^2}$$

$$\therefore \quad \frac{\tau_{ICF}}{\tau_{CIR}} = \frac{\pi g r^2}{\eta c^2} \cdot 9 \times 10^{11} \frac{l \cdot \eta}{\pi r^2 L_0} = 10^{-9} \frac{l \cdot g}{L_{0\,(H)}}$$

よって、(33) は.

$$\theta = \frac{g}{2A} = \frac{\mu_0 \cdot 10^{-2} l_{(cm)} \cdot g}{2 \cdot 2\pi L_{0\,(H)}} = 10^{-9} \frac{l\, g}{L_{0\,(H)}}$$

$$= \frac{\tau_{ICF}}{\tau_{CIR}}$$

また 爆縮によってコアに入るエネルギーの割合：θ' は.

$$\theta' \doteqdot \frac{1}{A} \cdot \frac{\int (\frac{1}{2} \dot{L} I^2) dt}{\int \{\frac{d}{dt}(LI) \cdot I\} dt} < \frac{1}{2A} \qquad (33)$$

(L: Z-pinch のインダクタンス)

(32), (33) より 爆縮に伴うエネルギーと Joule 加熱に伴うエネルギーの比は.

$$\frac{\theta}{\theta'} \doteqdot g \qquad (34)$$

実験的には. 爆縮時よりもコア崩壊時の方が高温になることが報告されており, (8)で定義される $g > 1$ が示唆される。

§7. 熱核融合の検討

ここまでの考察では、コアは熱平衡にあると仮定したが、その仮定について検討する。

電子の平均自由行程：λ_{ei} は次式で与えられる。

$$\lambda_{ei} = 4.5 \times 10^{13} \frac{T^2_{(eV)}}{\delta \cdot n \ \ln\Lambda} \quad (cm) \tag{35}$$

δ は異常抵抗係数、
また、$\lambda_{ei} \doteqdot \lambda_{ee} \doteqdot \lambda_{ii}$ である。熱的なコアが生成される条件として

$$\lambda_{ei} < r \tag{36}$$

を要求すると、(35)，(36)より次式を得る。

$$n r > 4.5 \times 10^{13} \frac{T^2_{(eV)}}{\delta \cdot \ln\Lambda} \tag{37}$$

n を ϕ で書き換えると、

$$\phi r > 10^{-9} \frac{T^2_{(eV)}}{\delta \cdot \ln\Lambda} \tag{38}$$

D-T 20 keV として (31) の Q^*_{opt} で書き換えると

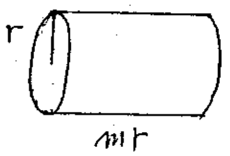
$$Q^*_{opt} > 0.60 \cdot \delta^{-1} \tag{39}$$

ただし $\ln\Lambda = 10$ とした。これより $Q^* > 1$ の実用炉では熱核融合が成立する。またフォーカス実験でも $\delta \gtrsim 10^3$ 程度と考えられ、熱的なコアとなっていると思われる。(Fig 9,10)

§8 Hot Spot が生成される場合 (NRL-Expeliment)

NRLではD-D wireによる細線放電の実験が行なわれたが、これは容易に固体密度領域の高温プラズマが得られる点で注目すべきものである。(7)

Joule加熱が下図の様な局在した領域に生ずる場合にも同様の議論が適用できる。



$V = m\pi r^3$

(Hot Spot の形状.)

Joule加熱によりHot Spot当り付与されるエネルギー：W'_{DIF} は

$$W'_{DIF} = (m\pi r^3)\cdot \eta j^2 \cdot \tau_{ICF}$$

$$= 10^{-2}\ m r I^2 \theta \qquad (40)$$

Hot Spot当りの、中性子発生数：N_Y' は.

$$N_Y' = 2.5\times 10^{39}\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{T^{1/2}_{(eV)}}\right)\cdot m r^4 \cdot \phi^2 \qquad (41)$$

$$= 3.8\times 10^{27}\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{T^{1.5}_{(eV)}}\right)\cdot r\cdot\phi\cdot W'_{DIF} \qquad (42)$$

$$= 5.7\times 10^{15}\left(\frac{\langle\sigma v\rangle}{T^{2.5}_{(eV)}}\right)\cdot \frac{1}{m r^2}\cdot W'^{2}_{DIF} \qquad (43)$$

ただし，ここで次式を用いた。

$$\frac{T_{(eV)}}{W'_{DIF}} \doteqdot 1.5 \times 10^{-12} \frac{1}{m r^3 \phi} \qquad (44)$$

Hot - Spot の個数を M 個とすると，全中性子発生数は

$$N_Y = 5.7 \times 10^{11} \left(\frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{2.5}_{(eV)}} \right) \cdot m M g^2 \cdot I^4 \qquad (45)$$

で与えられる。

（実験との比較）
中性子 T.O.F. による温度：T_G は 40 (keV) であった。
これはガモフ・ピークに相等すると考えられる。

D-D 反応のガモフ・ピークは次式で与えられる。

$$T_{G\,(keV)} \doteqdot 12.8\ T_{H\,(keV)}^{2/3} \qquad (46)$$

$T_G = 40$ (keV) とすると $T_H \doteqdot 5.5$ (keV) となる。Fig 3(b) より

$$\frac{\langle \sigma v \rangle}{T^{2.5}} \doteqdot 4.8 \times 10^{-29} \quad (\mathrm{cm^3/s \cdot eV^{2.5}})$$

また

$$I = 640 \quad (\mathrm{kA})$$

であった。
これらを (45) に代入して，D-D 反応であるから係数 2 をかけると，

$$N_Y = 9.2 \times 10^6 \quad m M g^2$$

実際の実験値は $N_y = 4.2 \times 10^9$, $\overbrace{M \fallingdotseq 10}^{m \fallingdotseq 2}$ 程度であったので、これらを代入すると

$$g = \left(\frac{\tau_{ICF}}{\tau_{DIF}}\right) \fallingdotseq 5$$

程度であれば、実験値と一致することになる。
ただし、この場合にも (15) 式

$$T = 1.5 \times 10^{-14} \frac{g I^2}{\phi r^2} \qquad (15)'$$

が成立する必要があるが、実験値 $\phi r^2 \fallingdotseq 1.6 \times 10^{-5} (cm^2)$, を代入すると

$$g \fallingdotseq 14$$

程度であることが必要であり、($T = 3.5$ (keV) , $I = 640$ (kA)) 3倍程度の誤差を生ずる。
これが理論誤差によるものか、他の要因によるものかは不明である。
ここで、$g = 5$ とすると異常抵抗係数 δ は、(8) より

$$\delta = 3.8 \times 10^{-2} \; r T^2 g \fallingdotseq 2 \times 10^4$$

Hot Spot 両端の電位差 ΔV は、

$$\Delta V = j \cdot \eta \cdot (m r) \fallingdotseq 1.7 \times 10^{-2} \frac{m I}{r T^{3/2}} \cdot \delta \quad (V) \qquad (47)$$

(47)に 実験値 ($m=2$, $I=6.4\times10^5$ (A), $r=40$ (μm), $T=3.5$ (keV)) を代入すると.

$$\Delta V = 13\cdot\delta$$

$\delta=2\times10^4$ とすると. $\Delta V \fallingdotseq 2.6\times10^5$ (V) 程度となり, Z-pinch 両端電圧 ($\fallingdotseq$ 600 kV) にかなり近い。

(Ny の電流依存性)

D・D : 3 keV に対して.

$$\frac{\langle\sigma v\rangle}{T^{2.5}} \propto T' \propto I^2 \qquad \text{(Fig 3 (b))}$$

程度と考えられるから (45) において m, M, f への依存性をのぞいて

$$N_Y \propto I^6$$

程度と考えられる。 (実験では $N_Y\propto I^{10}$ と報告されている。)

中性子パルス幅 (30 − 60 (ns)) を説明する事がこのモデルでの困難な点であるが, Hot Spot が順次生成されていれば説明可能となる。

時間分解の 2 次元計測 (8) が望まれる。

(Q*値)

この場合の Q*値は

$$Q^* = \frac{N_Y' \cdot W_0 \cdot M}{E_0} \quad , W_0 = 17.6 \ (\mathrm{MeV}) \qquad (48)$$

で与えられるが　$\theta \equiv W_{DT}' \cdot M / E_0$ とすると，(30)，(31)と全く同じ式を得る。

$$Q^*_{opt} \doteqdot 15 \ \Gamma \theta \phi \quad : \text{for D-T 20 keV} \qquad (49)$$

この実験の特徴はプラズマ密度を固体密度（$\phi=1$）近くにとれる事であるが，本質的にはプラズマ・フォーカスと同等の理論で説明できるように思われる。

§9 結論

i) ICF的閉じ込め時間（r/c_s）内のJoule加熱により熱的コアが生成されると仮定して中性子発生の評価を行なった。

比抵抗のSpitzer抵抗に対する比：δは(9)を満たす必要があるが，イオン音波の乱れ等の異常散乱過程により説明可能と思われる。

ii) 中性子発生数の理論式(21)，(45)をプラズマ・フォーカス，NRL実験のデータと比較し，かなり良い一致を見た。

また高電圧（短パルス）プラズマ・フォーカスの有効性を考察した(26)。

iii) Q^*値について考察し，プラズマ・フォーカス，Z-pinchでの工学的ブレーク・イーブンの可能性について検討した。

プラズマ閉じ込めが完全にICF的である場合は(31)，(49)が成立し，10^8(J)程度の巨大なバンクエネルギーが必要である。

しかしながらピンチプラズマのβ値は$\beta \simeq 1$であり磁気閉じ込め効果が期待できる。

iv) 今後の展開はパルスパワー装置を用いた固体密度領域での実験により開かれるものと予想される。

文献

(1) F.F. チェン，内田訳「プラズマ物理入門」
P.163 丸善 (1977)

(2) B.B. カドムツェフ，難波，水野訳「プラズマ中の集団現象」
P.216 岩波 (1979)

(3) POTTER, D, Nucl. Fusion 18. 6, 813 (1978)

(4) HAINES, M.G. et.al, IAEA Kyoto (1986)

(5) MILLER, A.R., 3rd Pulsed Power Conf., 200 (1981)

(6) MICHEL, L. et.al., Appl. Phys. Lett. 24, 57 (1974)

(7) SETHIAN, J.D. et.al, Phys. Rev. Lett. 59, 892 (1987)
59, 1790 (1987)

(8) HSING, W.W. et.al, Appl. Phys. Lett 50, 1572 (1987)

(9) 上野勲 et. al., 第二回核融合炉設計研究会報告書 UTNL-R-0146, 51 (1982)

(10) 横山昌弘(代表者)，フォーカス及びZピンチ研究の現状分析と将来への動向調査，昭和60年度文部省総合研究(B)
(課題番号 60306028) (1986)

(11) MAISONNIER Ch. et.al, GI, R/PLAD/75.3/E (Frascati) Jan. (1975)

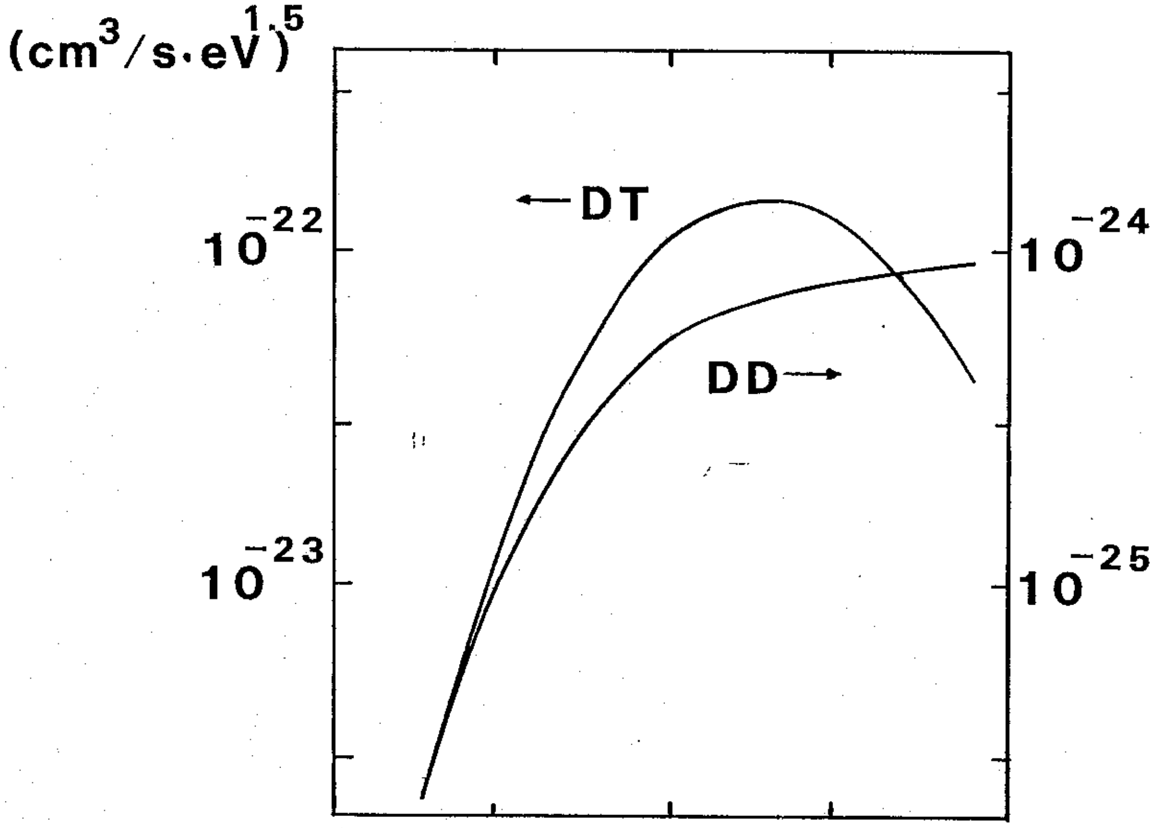


FIG. 3(a) $\langle \sigma v \rangle / T^{1.5}$

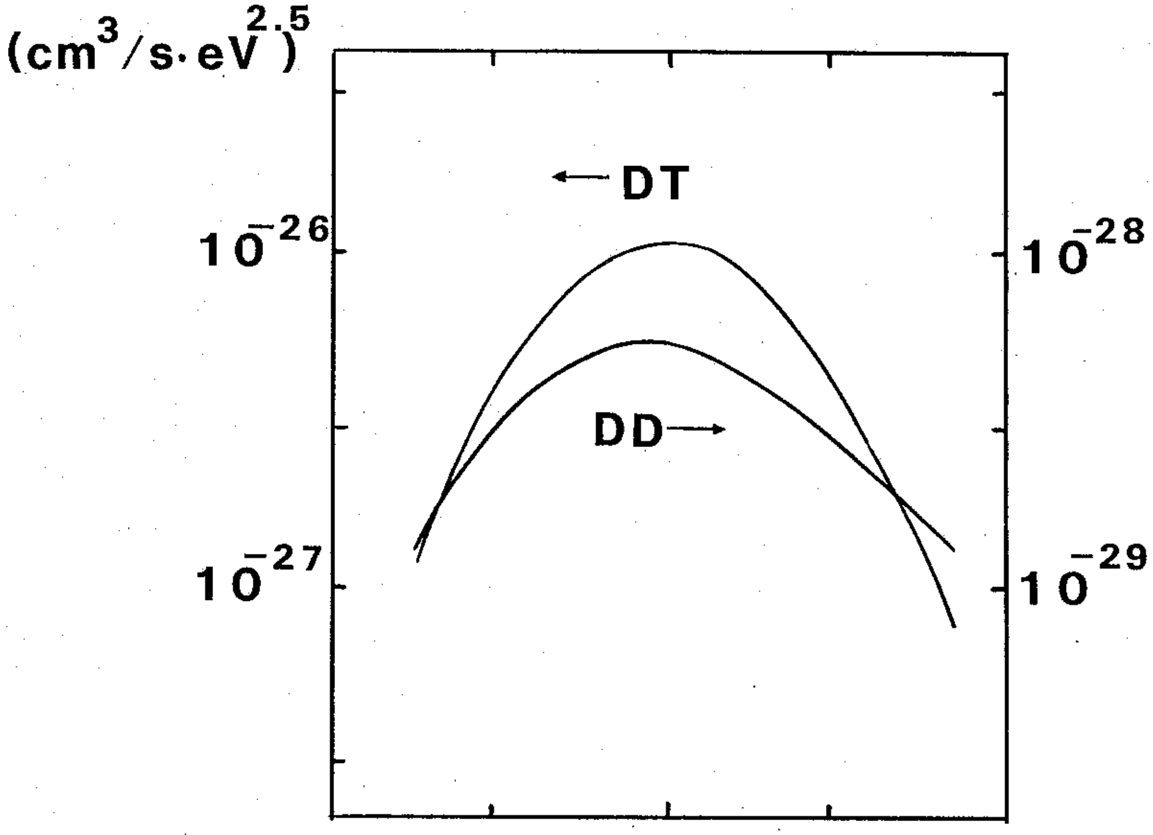
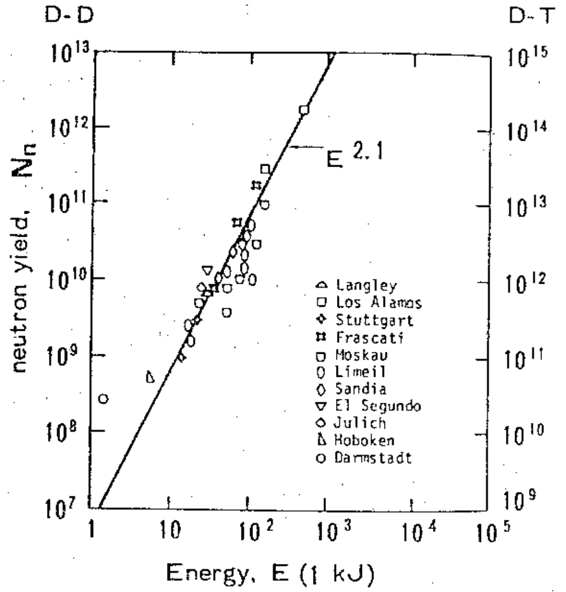
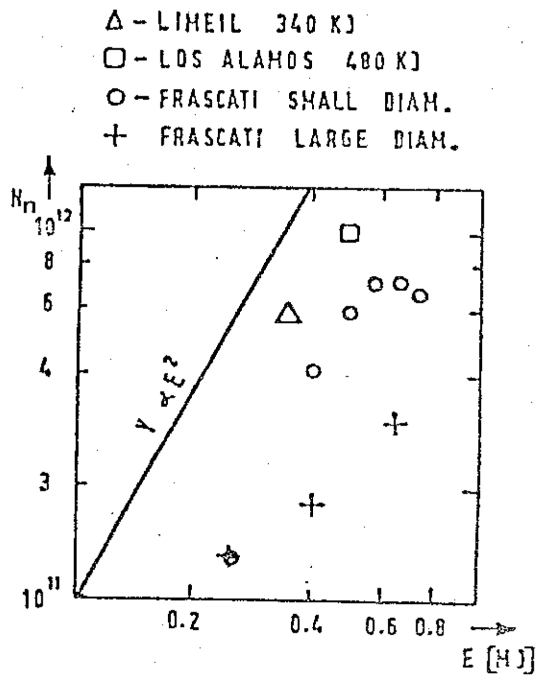


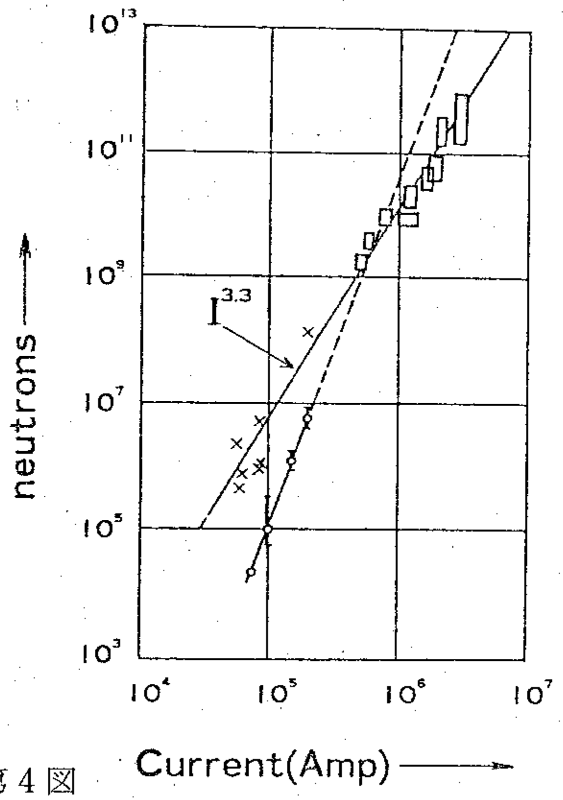
FIG. 3(b) $\langle \sigma v \rangle / T^{2.5}$



第1図 Neutron yields N_n vs E



第2図 Neutron yield Nn vs E



第4図

図1, 2, 4
プラズマ・フォーカスによるD-D中性子発生数(9)

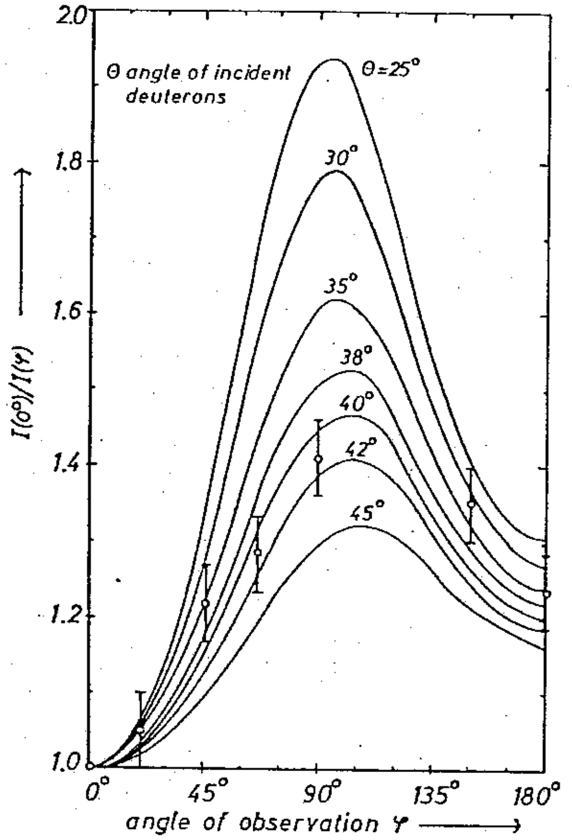


FIG. 3. Neutron intensity ratio curves according to the target beam model (Ref. 1).

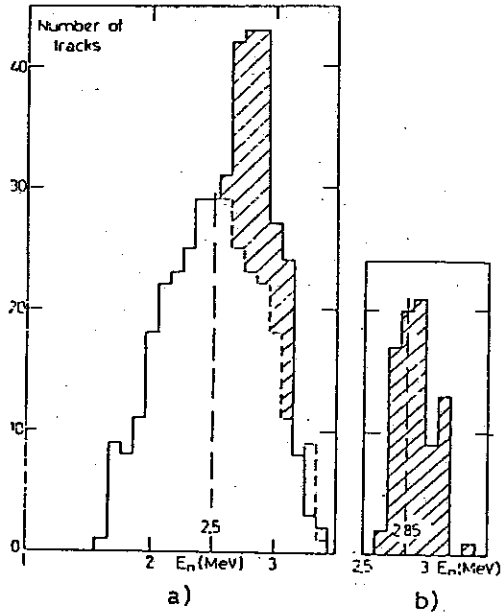


図.7-3 Filippov装置による中性子スペクトラム 10)

図9 小型(1kJ) Mather-Type(6)

図10 大型(1MJ) Filippov-Type(11)

図9，図10，プラズマ・フォーカスからの中性子スペクトラム．小型装置では非熱的成分が主であるが，大型装置では熱的成分が80%を占める。

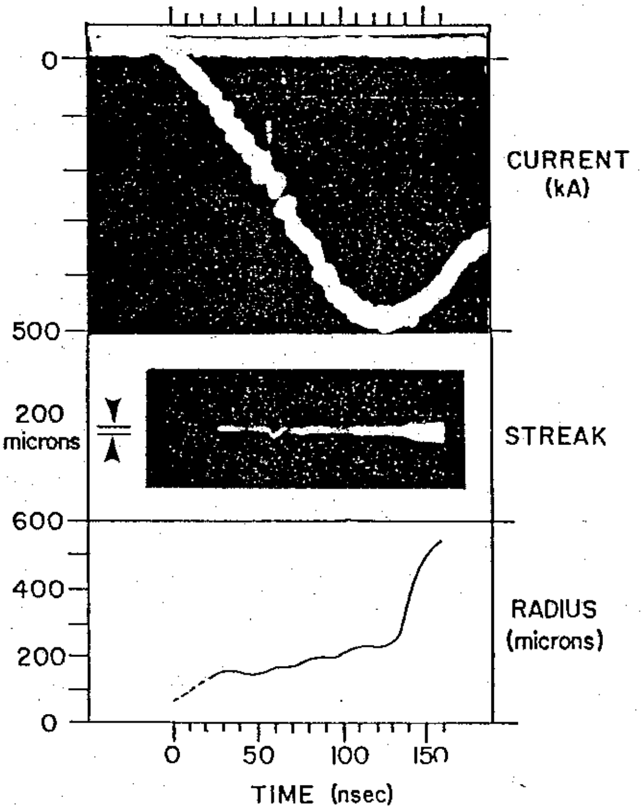


FIG. 4. Pinch current, streak photograph, and plot of $r(t)$. The streak photograph has a deflection imposed on it at about 59 nsec by applying a voltage pulse to the camera deflector plates. This allows synchronization with other diagnostics: Note the corresponding marker on the current trace. The dotted part of the graph has been confirmed by removing neutral density filters from the camera.

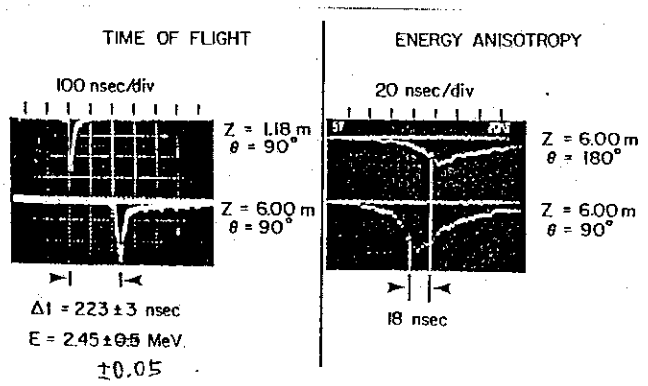


FIG. 5 Neutron energy and energy anisotropy from time-of-flight signals.

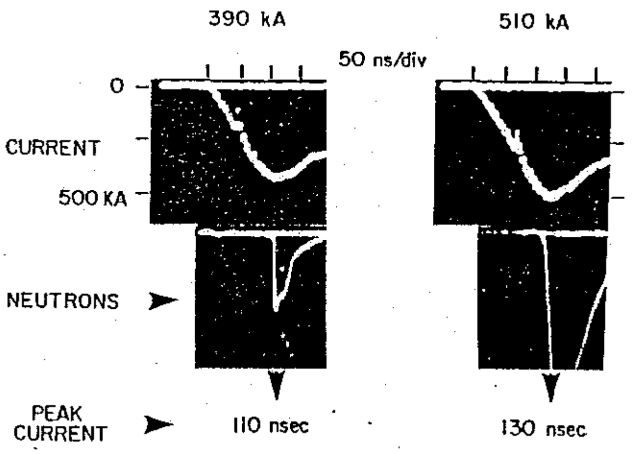


FIG. 6 Onset of neutrons, for two different values of current and time to peak. (The neutron pulse at 510 kA is larger because of the higher current.)

(Fig 4 でのプラズマ径の急激な増加は Joule heating ICFの可能性を示している。)

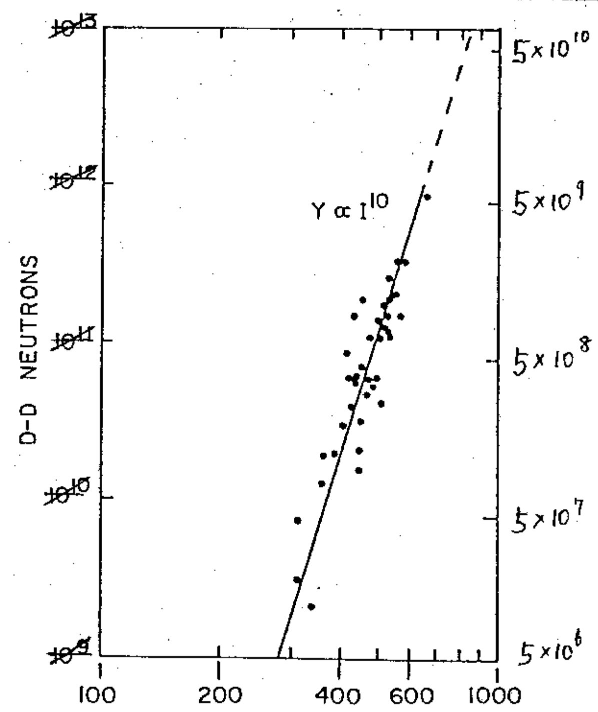


FIG. 7 Neutron yield as a function of current. Fiber diameter, 80 μm. The yield is well represented by the expression $Y = \sout{7.3}\ 3.7 \times 10^{13} I^{10}$ (I in MA).

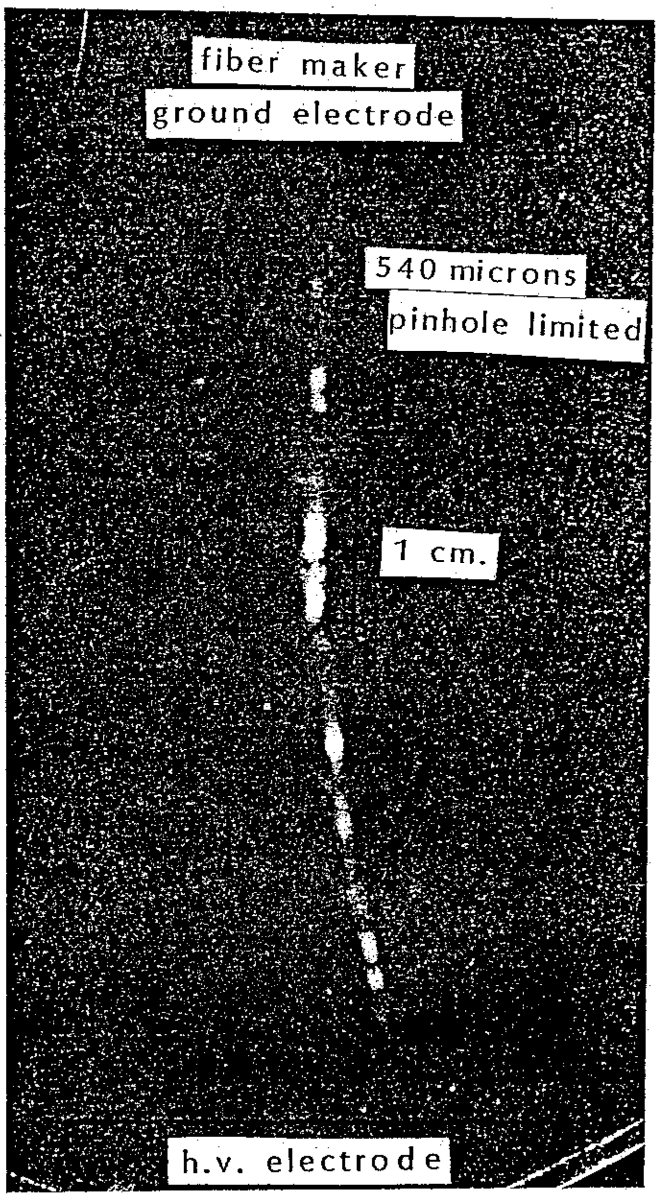


FIG. 8 X-ray pinhole photograph. The pinch current was 350 kA.

図 4, 5, 6, 7, 8 NRLでのD-D細線放電実験 (7)

付録B　X-PHC, X-SPEC について

§1　X-PHC について

§2　X-ray film について

§3　X-PHC による強度測定

§4　X線結晶分光器

文献

§1. XPHC について.

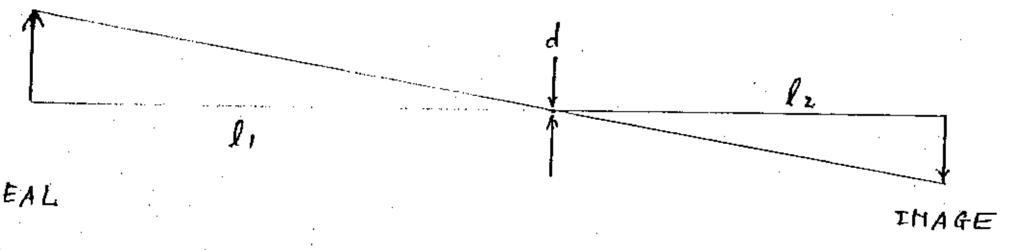


Fig. 1　XPHC の原理図

i) 倍率：N

$$N = \frac{l_2}{l_1} \tag{1.1}$$

ii) 分解能：ΔL

$$\Delta L = d \times \frac{l_1 + l_2}{l_2} \tag{1.2}$$

iii) 像の明るさ：S

$$S\,(\text{J/cm}^2) = A \cdot B \cdot \pi \left(\frac{d}{l_2}\right)^2 \cdot \tau \tag{1.3}$$

ただし、　A：輝度（W/cm²·str）　B：filter 透過率
　τ：実効パルス幅（s）　d：pin hole 径
（明るさは l_1 に依存せず）

§2. X-ray film について.

X-ray film は kodak 101-07 を用いた。速度，現像法等は Henke 1) の論文に詳しい。以下にその要点を述べる。

・現象について.

現象は以下の手順で行なった.

i) Presoak (水洗い)
2分 (20°C, 純水)

ii) Development (現象)
4分 (20°C, Kodac D-19)

iii) Rinse (停止, 水洗い)
30秒 (室温, 水道水)

iv) Fixing (定着)
2分 (室温, Kodac Rapid Fixer)

v) Wash (水洗い)
10分 (室温, 流水)

・以上の行程を全くの暗室で行なう. 時計の文字板の夜光塗料も不可であるので注意.

・ii)の Development での時間, 温度制御が最も重要である.

(今回の実験では L棟 GMIIの暗室を利用した.)

・D-19 は正規の濃度の $1/2$ に薄めて用いること.

・film 感度について.

film 感度は文献1)では. 平行光濃度(後述)で 0.5 を得るのに必要な photon 数密度 (photons/(μm)²) で定義される. 101-07 の感度曲線を Fig 2-1 に示す.

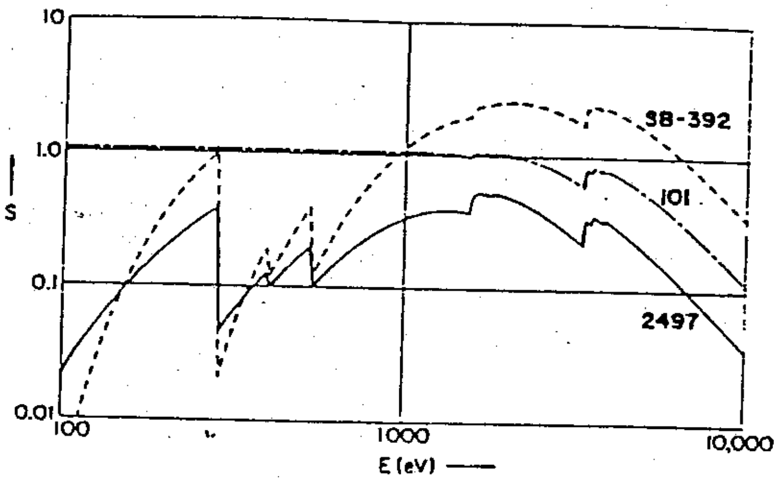


Fig 2-1. 101, その他の感度曲線

101 では gelatin のコートが施されていない為, C, N, O による吸収端が存在せず, 平坦な感度特性となっている.

Table 2-1 に film 構成物質の吸収端を示す.

Table 2-1 Absorption Edges

Edge	E (eV)
A: Br-M_4	71
B: C-K	284
C: N-K, Ag-$M_{4,5}$	398–402
D: O-K	532
E: Br-$L_{3,2}$	1553–1599
F: Ag-$L_{3,2}$	3351–3526

今回の実験では全て 101-07 を用いた.

・ film 黒化度の測定について.

film の黒化度 D は, 透過率 τ を用いて次式で定義される.

$$D = \log_{10}\left(\frac{1}{\tau}\right) \qquad (2.1)$$

Fig 2・2 に 101-07 についての光子密度と黒化度の関係を示す. D は平行光濃度である.

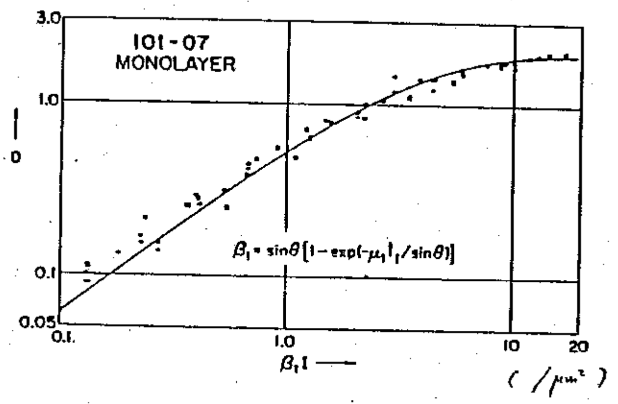


Fig 2・2 101-07 黒化度曲線.

$D=1.0$, 0.1 は それぞれ $\tau = 0.10$, 0.79 に相当し, fog level の事を考えると film のダイナミックレンジ R は.

$$R \simeq 10 \cdot \log_{10}(13.1) = 11\ dB \qquad (2.2)$$

程度であることがわかる. したがって 光源の輝度により, XPHC の各パラメータを調整し, 測定範囲に収まるようにすることが必要である.

(なお film 黒化度は Ⅰ棟 1F 来外部品検査室にある デンシトメータ (サクラ- PDM-5 タイプB) を用いた.)

film 黒化度には測定法により2種の定義が存在する。平行光濃度（Specular Density）と拡散濃度（Diffuse Density）であるが、その比；D_s/D_d は Henke[1] により与えられている。101-07 の data を Fig 2-3 に示す。Fig 2-2, Fig 2-1 はいずれも D_s の意味である。

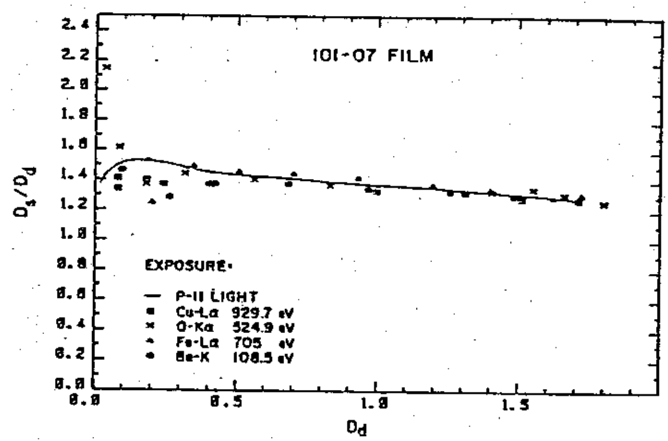


Fig. 2-3 Specular density measured with matched 0.1 numerical apertures.

一般に $D_s > D_d$ すなわち平行濃度の方が透過率が低いわけであり、これは'すりガラス'と同様の現象である。

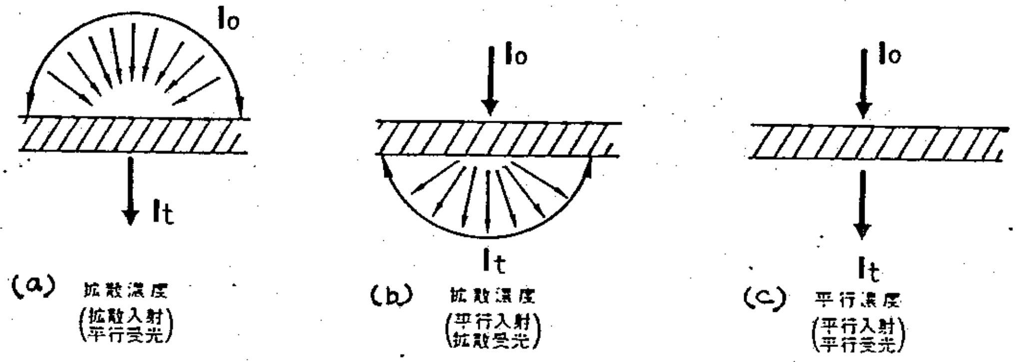


Fig 2-4 拡散濃度と平行濃度

§3. XPHC による温度測定.

XPHC による温度測定は、波長により filter 透過率が異なることを利用して行なう. 先に述べたように、film の有効なダイナミックレンジは 10倍程度であるから、透過率の比が 2～10倍となる様な filter ペアを選ぶことが必要となる. Fig 3-1 に Al に対する透過率を示す.

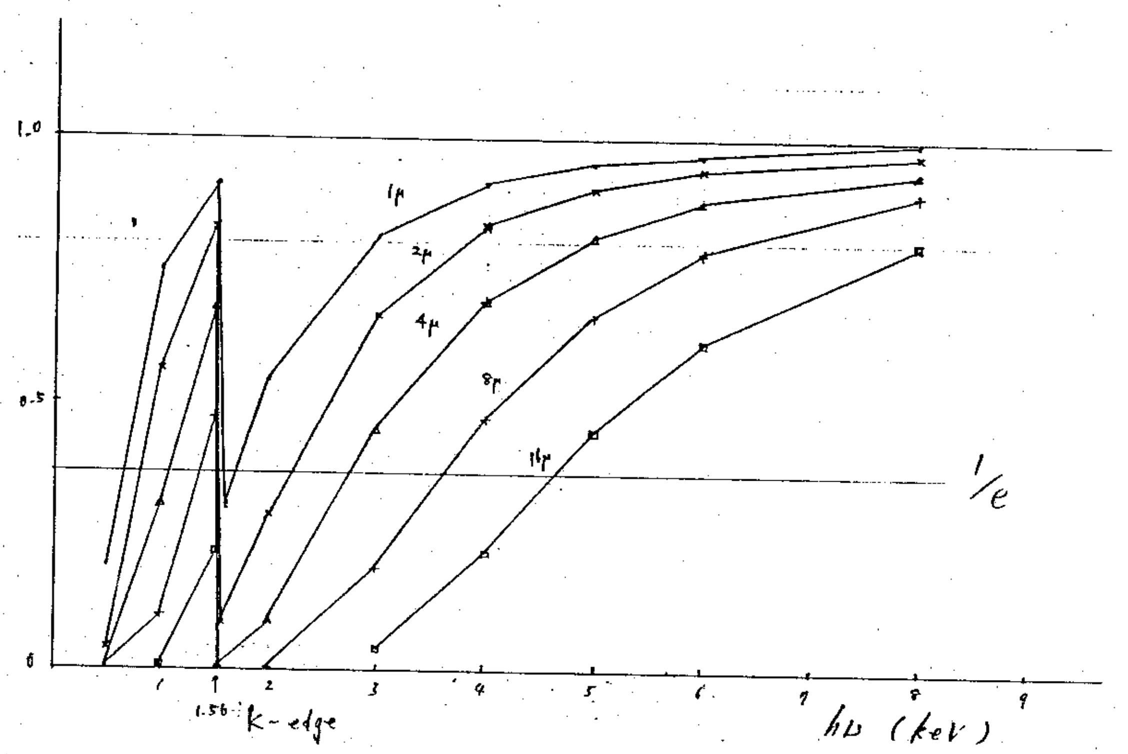


Fig 3-1 Al filter に対する透過率.

Al は 1.56 keV に K-edge を持つ.
これより計算した filter 透過率の比を Fig 3-2 に示す.
(1μm/4μm , 2μm/8μm , 4μm/16μm)

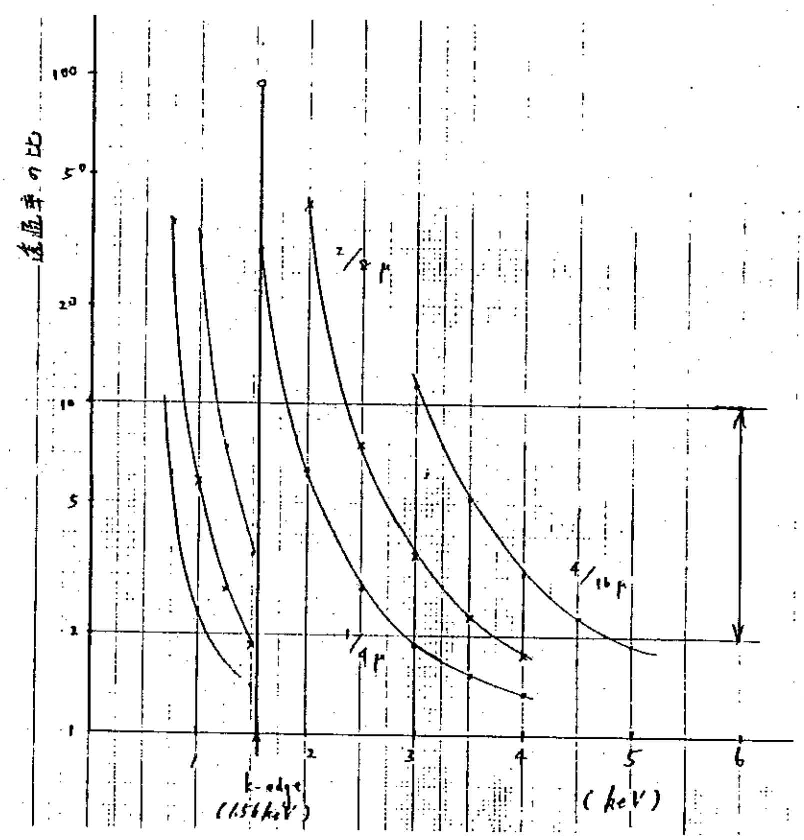


Fig 3-2. Al-filter 透過率比

光子エネルギーの特定には，透過率比が Fig 3-2の矢印の範囲にあることが必要である。それには，透過率が $1/e$ 程度になる厚みを Fig 3-1 から読みとり，それをはさむ様な filter ペアを選べば良い。

例えば $h\nu = 3keV$ の時，$5\mu m$ 程度で $1/e$ になるからそれをはさむ $2/8\ \mu m$ のペアを選ぶことになる。

(今回の実験ではTの高木氏の指導により $1\mu m$ の Al-filter を約100枚作製し，これを用いた。)

*(Fig 3-2は単色光に対するもので実際はプランク分布等を仮定する)

§4 X線結晶分光器

i) 分光器の校正

Fig 4-1に結晶分光器の原理図を示す.

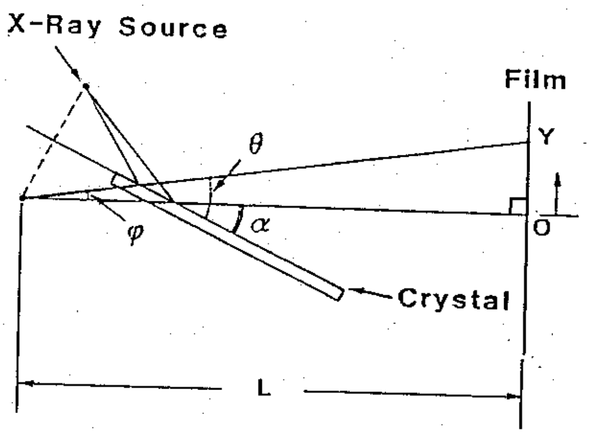


Fig 4-1 結晶分光器原理図

Bragg 条件より

$$2d \sin\theta = n\lambda \qquad (6)$$

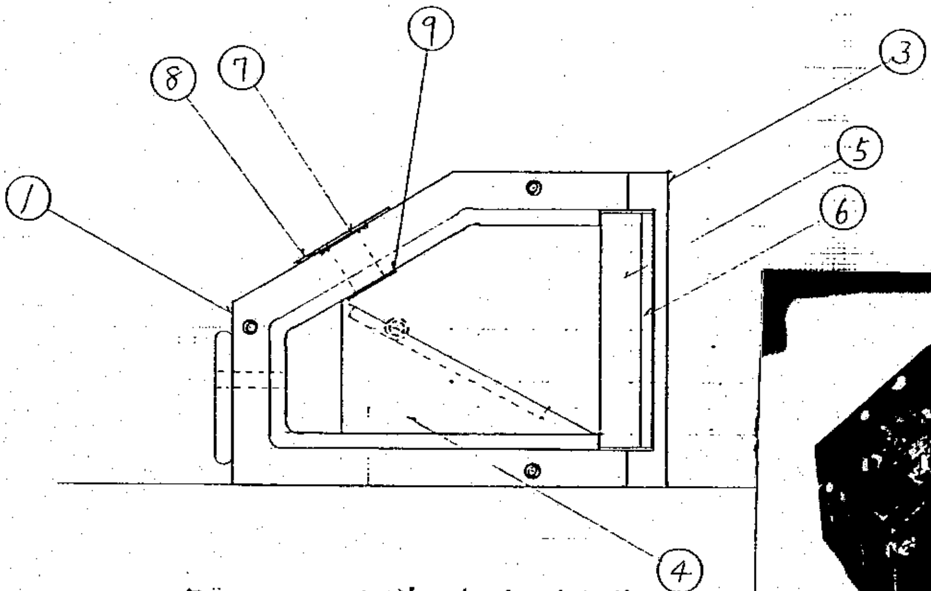
n：反射次数 , d：格子間隔.

film上の原点 O からの距離：y は.

$$y = L \tan\varphi = L \tan(\theta - \alpha)$$

$$= L \tan\left[\sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d}\right) - \alpha\right] \qquad (7)$$

今回製作した分光器の断面図を Fig 4-2に示す.



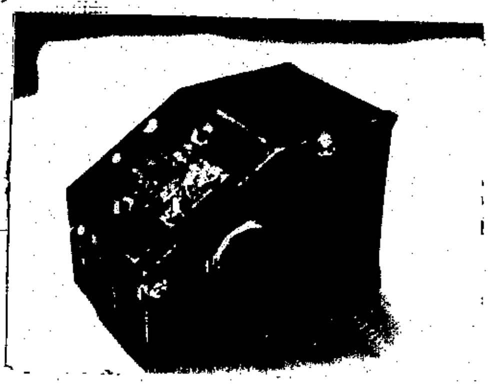


Fig 4-2　X線結晶分光器

エネルギー E (eV) に対応する波長は、

$$\lambda = 1.24 \times 10^{4} \frac{1}{E} \quad (\text{Å}) \qquad (8)$$

TlAP の $2d$ 値は 25.75 Å であるから、中心波長を 1 (keV) にするために α は、

$$\alpha_0 = \sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d}\right) = 28.8°$$

に設定した。また $\varphi = \pm 15°$ をカバーしている。その結果、分光レンジは、

$$696\ (\text{eV}) \le h\nu \le 2.02\ (\text{KeV})$$

or

$$6.14\ (\text{Å}) \le \lambda \le 17.8\ (\text{Å})$$

となった。また結晶を PET ($2d = 8.75$ Å) に交換するとレンジは $2.05\ (\text{keV}) \le h\nu \le 5.95\ (\text{KeV})$, $2.09\ (\text{Å}) \le \lambda \le 6.05\ (\text{Å})$ となり、両者で 700 (eV) ～ 6 (KeV) をカバーできる。

・分解能について.

Fig 8 で ⑦は波長分解スリット, ⑨は空間分解スリットである. (7)を λ で微分して.

$$\frac{dy}{d\lambda} = L \cdot \frac{1}{\cos^2 f} \cdot \frac{1}{2d} \cdot \left\{1 - \left(\frac{\lambda}{2d}\right)^2\right\}^{-\frac{1}{2}} \quad (9)$$

$$f = \left[\sin^{-1}\left(\frac{\lambda}{2d}\right) - \alpha\right]$$

これより dy の値は. $L = 65$ (mm) より.

$dy = 2.88$ (mm/Å) : 1 keV

$= 3.74$ (mm/Å) : 696 (eV)

$= 2.79$ (mm/Å) : 2.02 (keV)

波長分解スリット幅を 100 (μm) とすると. 1 keV での分解能は. 0.035 Å 程度になると予想される

空間分解能, 倍率は. Fig 6 に対応して次式で与えられる.

倍率 : N $\qquad N = \frac{l_2}{l_1}$

分解能 : ΔL $\qquad \Delta L = (2d) \times \frac{l_1 + l_2}{l_2}$

$l_2 = 55$ (mm) , $2d$: 可変 (= 100 μm)

文献

(1) HENKE, B.L. et. al., J. Opt. Soc. Am. 1, 6, 828 (1984)

(2) HENKE, B.L. et. al., J. Opt. Soc. Am. 1, 6, 818 (1984)

(3) STRATTON, T.F., PLASMA DIAGNOSTIC TECHNIQUES Chap 8, ACADEMIC PRESS (1965)

(4) BURKHALTER, P.G. et.al, Phys. Rev. A. 15, 700 (1977)

(5) 下浦 et. al, Reiden Memo 8705 (1987)

(6) 下浦 et. al, Reiden Memo 87.. (1987)

(7) 宮永憲明, 学位論文 (1987)