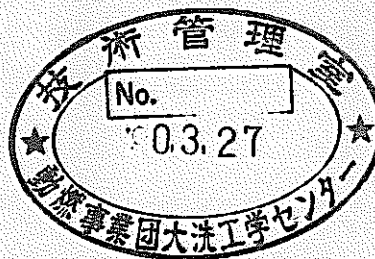


レーザー光による中性子計測システム開発(2)



1989年5月

技術資料コード	
開示区分	レポート No.
T	N9410 89-161
この資料は 図書室保存資料です 閲覧には技術資料閲覧票が必要です	
動力炉・核燃料開発事業団大洗工学センター技術管理室	

動力炉・核燃料開発事業団
大洗工学センター

複製又はこの資料の入手については、下記にお問い合わせください。

〒311-13 茨城県東茨城郡大洗町成田町4002

動力炉・核燃料開発事業団

大洗工学センター システム開発推進部・技術管理室

Enquires about copyright and reproduction should be addressed to: Technology Management Section O-arai Engineering Center, Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation 4002 Narita-cho, O-arai-machi, Higashi-Ibaraki, Ibaraki-ken, 311-13, Japan

動力炉・核燃料開発事業団 (Power Reactor and Nuclear Fuel Development Corporation)

レーザー光による中性子計測システム開発(2)

奥村敦史*，中村 寿*

要 旨

核励起レーザーを利用した新しい中性子計測システムを先に検討した。その結果、 ${}^3\text{He}-\text{Ne}$ 核励起レーザーを利用した従来とは全く異なる概念による中性子計測の可能性があることが分かった。今回、それらの結果を踏まえてさらに、入射中性子から ${}^3\text{He}$ へのエネルギー移乗のメカニズムを検討し、より詳細な解析をした結果、核励起レーザー型中性子検出器のガス圧、半径、中性子束、エネルギー密度について、それぞれの関係式を求め、設計条件を知ることができた。

その結果、以下の項目が分かった。

- (1) レーザー発振のための中性子束密度のしきい値 f_0 は P を ${}^3\text{He}$ 圧力 (atm)として

$$f_0 = \frac{4.87 \times 10^{10}}{P} \quad (\text{n/cm}^2/\text{sec})$$

で表すことができる。

- (2) 中性子からレーザー管内部に与えられる付与エネルギー密度 ξ は

$$\xi = 1.02 \times 10^{-17} P f_0 \quad (\text{kW/cm}^2)$$

で表される。

- (3) 付与エネルギー密度 ξ が最大となる、レーザー管半径 a は

$$a = \frac{3.54}{P} \quad (\text{cm})$$

で表せる。

- (4) ${}^3\text{He}$ が変化して生じる T は β 崩壊によって ${}^3\text{He}$ に還元する。このため、検出器の感度は中性子束環境 10^{14} ($\text{n/cm}^2/\text{sec}$)で約1万時間で一定値となる。

* 大洗工学センター 機器構造開発部 機器システム開発室

Development of Neutron-detection system using LASER (2)

Atsushi Okumura * , Hisashi Nakamura *

Abstract

In-Core neutron instrumentation applying Direct Nuclear Pumped Laser to measure neutron flux was proposed in the previous work.

In this work, the relation among Helium-3, tube radius, neutron flux and energy density become clear by means of more detail analyses, and the conclusion are as follows:

- (1) The threshold of neutron flux for lasing (f_0) is

$$f_0 = \frac{4.87 \times 10^{10}}{P} \quad (\text{n/cm}^2/\text{sec})$$

P : pressure of ^3He (atm)

- (2) Energy density in laser tube given from intense neutron (ξ) is

$$\xi = 1.02 \times 10^{-17} P f_0 \quad (\text{kW/cm}^3)$$

- (3) The radius of laser tube (a) at maximum of energy density ξ is

$$a = \frac{3.54}{P} \quad (\text{cm})$$

- (4) Ideally decrease of the sensitivity of the detector inserted the core of large LMFBRs is about 4.9% after 20,000 hours compared with the first sensitivity.
- (5) As Triton returns to Helium-3 as a result of beta decay, the sensitivity of the detector is constant after 10,000 hours at 10^{14} ($\text{n/cm}^2/\text{sec}$) neutron flux.

* System and Components Development Section, O-arai Engineering Center, PNC

目 次

表リスト	iv
図リスト	v
1章 緒言	1
2章 ^3He 封入型核励起レーザーへの入射中性子からのエネルギー移乗	3
2.1 中性子からのエネルギー移乗	3
2.2 軸方向に長い円筒内での中性子フルエンス分布	6
2.3 レーザー管半径方向での出力密度（荷電粒子の輸送による解析）	8
2.4 ^3He レーザー管内部におけるエネルギー密度分布	11
2.5 レーザー管内部での単位体積当りの平均エネルギー密度	14
2.6 レーザー管の半径、 ^3He 封入圧力と中性子束の相関	15
3章 検出器感度の照射変化	17
3.1 レーザー管内部の原子核数	17
3.2 レーザー管内部の放射平衡	18
4章 レーザー物質混合型核励起レーザー	20
5章 結論	22
6章 今後の課題	24
7章 謝辞	25

Appendix

A.1 放射線トリガー型核励起レーザー	26
A.2 研究炉「弥生」での放射線トリガー型核励起レーザー実験	27
1. 実験方法	27
1.1 X線パルス照射実験	27
1.2 X線パルス実験の結果	27
1.3 原子炉内中性子定常照射実験	27
1.4 炉内中性子定常照射実験結果	28
1.5 今後の展開	28

List of Tables

表リスト

Table. 4.1 A summary of DNPLs achieved to date.

発振の確認された主な核励起レーザー

List of Figures

図リスト

- Fig. 1. 1 Concept of neutron detection system using DNPL.
核励起レーザー型中性子検出システム概念図
- Fig. 2. 2. 1 Variables used to evaluate neutron attenuation in cylindrical Laser tube.
レーザー管内部中性子フルエンス分布解析での座標体系
- Fig. 2. 2. 2 Normalized neutron fluence within laser tube of radius a
(normalized in unit of neutron mean-free-path ℓ)
レーザー管半径 (中性子平均自由行程で規格化) による中性子フルエンスの管内変化
- Fig. 2. 3. 1 Energy density deposited one ${}^3\text{He}$ (n, p) T reaction as a function of distance b (in unit of charged particle range r_0)
1 回当りの ${}^3\text{He}$ の核反応によって生じたエネルギーが距離 b (荷電粒子飛程で規格化) だけ離れた点に与えるエネルギー密度
- Fig. 2. 4. 1 Variables used to energy density deposited by a volumetric source of charged particles.
レーザー管内部での核反応によるエネルギー付与解析体系
- Fig. 2. 4. 2 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ${}^3\text{He}$ pressures. (tube radius:0.5cm)
レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 0.5cm の場合
- Fig. 2. 4. 3 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ${}^3\text{He}$ pressures. (tube radius:1.0cm)
レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 1.0cm の場合
- Fig. 2. 4. 4 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ${}^3\text{He}$ pressures. (tube radius:1.5cm)
レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 1.5cm の場合

Fig. 2.5.1 Energy density (normalized by neutron fluence) averaged over the tube volume as a function of tube radius for various for ^3He pressures.

レーザー管内部に与える平均エネルギー密度 (フルエンスで規格化)

Fig. 2.6.1 Energy density (normalized by neutron fluence) on the centerline as a function of tube radius for various for ^3He pressures.

レーザー管中心軸におけるエネルギー密度 (フルエンスで規格化)

Fig. 2.6.2 Energy density (normalized neutron fluence) on the tube centerline as a function of ^3He pressure P for various tube radius.

レーザー管軸心のエネルギー密度と ^3He 圧力の関係

Fig. 3.1.1 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^8 (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^8 (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.2 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^9 (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^9 (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.3 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{10} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{10} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.4 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{11} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{11} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.5 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{12} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{12} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.6 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{13} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{13} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.7 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{14} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{14} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.8 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.

Neutron flux= 10^{15} (n/cm²/sec)

レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化

中性子束= 1×10^{15} (n/cm²/sec)

Fig. 3.1.9 Change of the sensitivity for neutron of the laser at ^3He pressure 4 atm.

^3He 封入圧力 4 気圧の時の中性子に対する感度変化

Fig. 3.2.1 Time until radioactive equilibrium within laser tube.

放射平衡までの時間

Fig. 4.1 Concept of neutron measurement system using cluster-type DNPLs.

クラスター状核励起レーザーによる中性子計測システム概念図

Fig. 4.2 Concept of neutron measurement system using multi-wavelength-type DNPL.

多波長発振型核励起レーザーによる中性子計測システム概念図

Fig. 4.3 Imaginary characteristic of multi-wavelength-type DNPL.

多波長型発振型核励起レーザーの発光特性

Fig. 5.1 Neutron flux near the neutron detector using DNPL inserted in-core of DEMO FBR.

大型 F B R 実証炉心内に核励起レーザー型中性子検出器を挿荷した場合の周囲の中性子束密度

Fig. A.2.1 Schematic diagram of the experiment of the X-ray trigger-type laser.

X線トリガー型レーザーの発振実験概略図

Fig. A. 2. 2 A drop in starting and stopping potential by X-ray irradiation.
(normalized by non-irradiation case)

X線照射によるレーザー発振開始電圧の降下

Fig. A. 2. 3 A drop in starting and stopping potential by γ -ray irradiation.
(normalized by non-irradiation case)

γ 線照射によるレーザー発振開始電圧の降下

Fig. A. 2. 4 The relation between expose dose and dose rate in lasing of the X-ray
trigger-type laser.

X線トリガー型レーザー発振におけるX線照射線量と線量率の関係

Fig. A. 2. 5 Schematic diagram of the experiment of the neutron trigger-type laser.

(Fast neutron reactor [YAYOI] : University of Tokyo)

中性子トリガー型レーザーの発振実験概略図 (東大「弥生」炉)

Fig. A. 2. 6 A drop in starting and stopping potential by neutron irradiation.
(normalized by non-irradiation case)

中性子照射によるレーザー発振開始電圧の降下 (東大「弥生」炉)

1 章 緒 言

レーザー工学を包含する量子工学は、物質を構成している分子、原子と光等の素粒子の非線形相互作用を直接利用することが基礎になっており、レーザー工学それ自身の発展に伴って、デバイスに関する理論や計測の分野に、これまでにはない新しい考え方や、概念をもたらした。これらの成果は、量子工学だけに留まることなく、機械加工や電子回路設計をはじめとして幅広い応用がなされている。

量子工学と密接な関連を持つ原子力工学においてもレーザーウラン濃縮をはじめ、核融合炉研究におけるプラズマ計測、レーザー慣性核融合等レーザー工学との関わりは大きい。

前報⁽¹⁾において、FBR炉心異常検出に要求される中性子検出システムに核励起レーザーを利用した中性子検出器の概念検討を行った。その結果、FBR内部での核励起レーザーのレーザー発振の可能性が確認され、従来の中性子計測とは異なった概念での炉心内中性子計測システムとしての見通しを得ることができた。

この中性子計測システムでは、FBRの原子炉容器内に中性子検出器を挿入する必要があり、炉心挿荷の一つの手段として炉心内部の後備炉停止棒先端、ダッシュラム内に核励起レーザー型中性子検出器を設置し、入射する中性子に相関して発光するレーザー光を測定することで中性子束の大きさを計測する。つまり、炉内の量子的状態がレーザー光という光信号によって炉外に伝達されるものであり、伝達される信号そのものも、従来使用されている中性子検出器からの電気信号に比べ原子炉内の様々な電氣的ノイズに影響を受けずにいわば高品位のものとなっている。炉内部の様子を伝える信号が高品位であることはFBR炉心異常検出システムにとって、非常に重要である。レーザー光によって炉内から炉外へ持ち出される情報が中性子に関するもの以外のノイズ成分を含んでいないので、従来の放射線計測回路では必須であった電氣的信号処理回路系（S/N比を高めるための増幅器等）が省略可能であり、さらに中性子束のゆらぎや変動を早期に捕らえることで原子炉の異常の徴候を捕らえる炉心異常検出システムにおいては信号処理によってなまされた信号よりも、より、直接的な炉心情報を持つレーザー光信号のほうが有利な点が多いと考えられるからである。

今回、前報⁽¹⁾で検討した結果を踏まえて、 $^3\text{He}-\text{Ne}$ 核励起レーザー型中性子検出器の入射中性子束、 ^3He 封入圧力、レーザーチューブ半径の相関を解析によって求め、さらに $^3\text{He}-\text{Ne}$ 以外の気体核励起レーザーについての検討をおこなった。

その結果、レーザー管の内部でのエネルギー分布状態、 ^3He 封入圧力とレーザー管半径

の間の最適条件等が明らかになった。また、 ^3He を励起物質とし、複数の種類のレーザー物質を混合した多波長レーザー光発振の核励起レーザーを中性子検出器として適用する可能性についても検討した。

2章 ^3He 封入型核励起レーザーへの中性子からの エネルギー移乗

前報告書では炉心内の中性子がレーザーセルに入射し封入された励起媒質である ^3He に与えるエネルギーを概算で求めたが検出器の応答関数を求めるためには詳細なエネルギー移乗のメカニズムを検討する必要がある。

この章では、応答関数を求める第一歩としてレーザーセル内における中性子の減衰について検討した。

2.1 中性子からのエネルギー移乗

減速材を通してレーザーセルに入射する中性子は、次の3グループに分類できる。

- 1) 減速材を通過してくる高速中性子
- 2) 減速材によって減速された (slowing down) 中性子
- 3) 熱中性子

ここで、レーザーの励起には中性子の弾性衝突によるエネルギー移乗もあろうが、その反応の断面積が主たる反応である $^3\text{He} (n, p) \text{T}$ によるものと比べて桁違いに小さい²⁾ので無視する。

この反応1回当たり $Q=0.764\text{MeV}$ のエネルギーが発生する。

中性子がレーザーガスへ吸収されることによる減衰を無視すると、レーザーガス中で単位体積当りに発生するエネルギーは次式で表される。

$$W = \rho \int_0^{\infty} (Q + E) \cdot \sigma(E) \cdot \Psi(E) dE \quad (2.1.1)$$

$\Psi(E)$: 中性子フルエンス

ρ : ^3He 数密度

$\sigma(E)$: 反応断面積

ここで、反応断面積については

$$\sigma(E) = (E_{th}/E)^{1/2} \cdot \sigma_{th} \quad (2.1.2)$$

E_{th} : 0.0253 (eV)

σ_{th} : 5500 (barn)

とにおいてほぼ満足できる近似が成立する。

中性子フルエンスについては前記3グループの分類によって、

$$\begin{aligned}
 \Psi(E) &= \Psi_{th} \cdot (E/E_{th}^2) \cdot \exp(-E/E_{th}) \\
 &\quad E \leq E_{th} \\
 &= \Psi_{th} \cdot (E/E_{th}^2) \cdot \exp(-E/E_{th}) + \Psi_s \cdot (E_{th}/E) \\
 &\quad E_{th} \leq E \leq E_s = 100\text{keV} \\
 &= \Psi_s \cdot (E_{th}/E) \\
 &\quad E_s \leq E \leq E_f \sim 4\text{MeV} \\
 \Psi_{th} &: E = E_{th} \text{におけるフルエンス} \\
 \Psi_s &: E = E_s \text{におけるフルエンス}
 \end{aligned} \tag{2.1.3}$$

と表せる。上式は中性子が熱領域ではマックスウェル分布、減速域で $1/E$ 則、高速域では核分裂スペクトルが一定値をとることから求められた。

また、 Ψ_{th} 、 Ψ_s の値は高速中性子源スペクトルにはそれ程関係なくむしろ、減速材に大きく依存する。³⁾

この3グループの中性子によるエネルギーの付与をそれぞれ W_{th} 、 W_s 、 W_f とすると(2.1.1)式の左辺は

$$W = W_{th} + W_s + W_f \tag{2.1.4}$$

とおける。それぞれの項について考えると

$$\begin{aligned}
 W_{th} &= \rho \int_0^{E_{th}} (Q+E) \cdot \sigma_{th} \cdot (E_{th}/E)^{0.5} \cdot \Psi_{th} \cdot (E/E_{th}^2) \\
 &\quad \cdot \exp(-E/E_{th}) dE \\
 &= \rho \int_0^{E_{th}} (Q+E) \cdot \sigma_{th} \cdot (E/E_{th})^{0.5} \cdot \Psi_{th} \\
 &\quad \cdot \exp(-E/E_{th}) dE \\
 &= \sqrt{\pi}/2 \cdot \rho (Q+E_{th}) \sigma_{th} \Psi_{th}
 \end{aligned} \tag{2.1.5}$$

$$\begin{aligned}
W_s &= \rho \int_{E_{th}}^{E_s} (Q+E) \cdot \sigma_{th} \cdot (E_{th}/E)^{0.5} \cdot \Psi_s \cdot (E_{th}/E) dE \\
&= 2 \rho \cdot \sigma_{th} \cdot \Psi_s \cdot E_{th} \{Q - E_{th} + E_{th}^{0.5} (E_s^{0.5} - Q E_s^{-0.5})\} \\
&= 2 \rho \sigma_{th} \Psi_s E_{th} \{Q + (E_{th} E_s)^{1/2}\} \{1 - (E_{th}/E)^{1/2}\}
\end{aligned} \tag{2.1.6}$$

$$\begin{aligned}
W_f &= \rho \int_{E_s}^{E_f} (Q+E) \cdot \sigma_{th} \cdot (E_{th}/E)^{0.5} \cdot \Psi_s \cdot (E_{th}/E_s) dE \\
&= 2 \rho \cdot \sigma_{th} \cdot \Psi_s \cdot E_{th}^{3/2} / E_s \{Q (E_f^{1/2} - E_s^{1/2}) + \\
&\quad 1/3 (E_f^{3/2} - E_s^{3/2})\} \\
&= 2 \rho \cdot \sigma_{th} \cdot \Psi_s \cdot \left(\frac{\sqrt{E_{th} E_f}}{E_s} \right) \left[\left(Q + \frac{E_f}{3} \right) \right. \\
&\quad \left. - \sqrt{\frac{E_s}{E_f}} \left(Q + \frac{E_s}{3} \right) \right]
\end{aligned} \tag{2.1.7}$$

ここで

$$\frac{\sqrt{E_{th} E_f}}{E_s} \sim 0.003$$

であり、 W_f の項は他の項に比べて十分小さいので結局 (2.1.4) 式は

$$W \sim W_{th} + W_s \tag{2.1.8}$$

と近似できる。(2.1.8) 式に (2.1.5)、(2.1.6) 式を代入すると (2.1.9) 式となる。

$$\begin{aligned}
W &= \sqrt{\pi}/2 \cdot \rho (Q + E_{th}) \sigma_{th} \Psi_{th} \\
&\quad + 2 \rho \sigma_{th} \Psi_s E_{th} \{Q + (E_{th} E_s)^{1/2}\} \{1 - (E_{th}/E)^{1/2}\} \\
&= \rho \sigma_{th} (\sqrt{\pi}/2 \cdot Q \Psi_{th} + 2 Q \Psi_s E_{th} + \sqrt{\pi}/2 \cdot \Psi_{th} E_{th} \\
&\quad - 2 Q \Psi_s E_{th} (E_{th}/E_s)^{1/2} + E_{th} (E_{th} E_s)^{1/2} \Psi_s - E_{th}^2 \Psi_s) \\
&\sim \rho \sigma_{th} Q (\sqrt{\pi}/2 \cdot Q \Psi_{th} + 2 Q \Psi_s E_{th})
\end{aligned} \tag{2.1.9}$$

以上の検討により (2.1.9) 式が中性子と ${}^3\text{He}$ の核反応によってレーザーガス中に与えられるエネルギーであることが分かった。

2.2 軸方向に長い円筒内での中性子フルエンス分布

ここでは中性子の平均自由行程に比べて軸方向に十分長い円筒形内部での中性子フルエンスの分布を求める。

核励起レーザーセルの半径を a として、軸より距離 r だけ離れた点でのフルエンスは Fig. 2.2.1 の体系で考えると

$$\begin{aligned} \Psi(r) &= (4\pi)^{-1} \int d\Omega f_0(\Omega) \cdot \exp(-R(\phi)/\ell \sin\theta) \\ \ell &= (\rho\sigma)^{-1} : \text{中性子平均自由行程} \\ f_0(\Omega) & : \text{入射中性子フルエンス} \\ R(\Psi) &= (a^2 - r^2 \sin^2\phi)^{1/2} - r \cos\phi \end{aligned} \quad (2.2.1)$$

となる。

ここで、(2.1.5)、(2.1.6) 式より

$$W_s/W_{th} = 0.0057 (\Psi_s/\Psi_{th}) \quad (2.2.2)$$

となりエネルギーの付与は (2.1.8) でも特に熱中性子によるところが大きいことが分かる。

特に、高速中性子が支配的である高速増殖炉の中では、 ${}^3\text{He}$ を励起源とする核励起レーザーの発光効率を上げるためには、高速中性子を減速材等を用い、散乱によってレーザーセルに入射するまでに熱中性子に減速する必要がある。

拡散理論によれば、中性子散乱の非等方性は中性子密度、すなわち中性子フルエンスのゼロから最大値までの勾配に比例する。

減速材中での熱中性子フルエンスは最大値をとる位置に対して等方的でありレーザーセルの置かれるところではフルエンスは次式になる。

$$\begin{aligned} \Psi(r) &= f_0 \pi^{-1} \int_0^\pi d\phi \int_0^1 d\mu \exp(-R(\phi)/\ell (1-\mu^2)^{1/2}) \\ & \quad \mu = \cos\theta \end{aligned} \quad (2.2.3)$$

上式の近似をとると

$$\begin{aligned}
\Psi(r) &\sim f_0 \pi^{-1} \int_0^\pi d\phi \int_0^1 d\mu \exp(-R(\phi)(1+\mu^2/2)/\ell) \\
&= f_0 \cdot (2\pi)^{-1/2} \int_0^\pi d\phi \exp(-R(\phi)/\ell) \\
&\quad \cdot (2\ell/R(\phi))^{1/2} \cdot \operatorname{erf}\{R(\phi)/2\ell\}^{1/2}
\end{aligned}
\tag{2.2.4}$$

ここで、

$$\operatorname{erf}(s) = 2\pi^{-1} \int_0^s \exp(-x^2) dx \tag{2.2.5}$$

で表される。

(2.2.4) 式を解くために $(0, \pi)$ の積分領域を 4 分割して考えると

$$\begin{aligned}
\Psi(r) &\sim f_0 \pi^{1/2} / 8 \sum_{i=1}^4 \exp(-R(\phi_i)/\ell) (2\ell/R(\phi_i))^{1/2} \\
&\quad \cdot \operatorname{erf}\{(R(\phi_i)/2\ell)^{1/2}\} \\
\phi_i &= (i-1)\pi/3
\end{aligned}
\tag{2.6}$$

となりレーザーセルの半径を中性子の平均自由行程の関数として実際に計算した結果を Fig. 2.2.2 に示す。

Fig. 2.2.2 によればレーザーガスの励起はレーザーセルの半径が中性子の平均自由行程に比べて小さいほど大きなレーザー励起が可能になる事が図中で示される。いま、レーザーセルの軸長を 30cm として考えると、前報告書ではセル中の ${}^3\text{He}$ の数密度は 100torr の封入圧としたときは次式で表される。

$$\begin{aligned}
N\text{He} &= 3.03 \times 10^{18} \times 100 / (30\pi a^2) \\
&\sim 0.017 a^2
\end{aligned}
\tag{2.3.1}$$

従ってこの時の中性子平均自由行程は次式となる。

$$\ell \sim \frac{59.75}{a^2} \tag{2.3.2}$$

このときFig. 2.2.2の $a = \ell / 10$ の条件で励起を行うためには(2.3.2)式より

$$a \sim 1.81 \quad (\text{cm}) \quad (2.3.2)$$

がレーザー管の内半径の条件となる。このことからレーザー管の寸法として軸長が20~40 cmのとき内半径 1.5cm程度までであれば管内部において均質な励起を行うことができることになる。したがって、核励起レーザーをFBR炉心内に挿入する場合、前報告書で検討したように、その挿荷位置としてBCRの先端部を考えたとき、先端部ダッシュラム内部に挿荷しうるレーザーセルの寸法で、中性子が十分均質な励起が行えることになる。

2.3 レーザー管半径方向での出力密度 (荷電粒子の輸送による解析)

(2.1.9)式によれば、中性子が ${}^3\text{He}$ ガス中に与えるエネルギーは1回の核反応当りに放出されるエネルギーを Q とすると(2.3.1)となる。

$$\rho Q \sigma_{th} \cdot \left[\frac{1}{2} \sqrt{\pi} \Psi_{th} + 2 \Psi_{th} \cdot E_{th} \right] = \rho Q'' \Psi_{th}''$$

" Ψ_{th}'' " : 観測される熱中性子束

(2.3.1)

ここで、荷電粒子のフルエンスは中性子によるものと同様であり、レーザーガス中に解放されるエネルギーが全てレーザーガスに与えられるとする。

エネルギー E の陽子の飛程は近似的に(2.3.2)で表せる。⁽⁴⁾

$$R_p(E) = 3/4 E + 4/3 E^2 \quad (E < 1 \text{ MeV}) \quad (2.3.2)$$

エネルギー $E_p(R)$ の時の陽子の飛程を R とすると(2.3.2)の逆数は

$$\varepsilon_p(R) \sim R \{ 0.97 - R (0.45 - 0.11R) \} \quad (2.3.3)$$

また、阻止能は

$$S_p(R) = 1.1226 - R \{ 1.873 - R (1.333 - 0.313 R) \}$$

(MeV · cm² / mg) (2.3.4)

と表される。ここで、阻止能は荷電粒子がある媒質中を単位長さ通過するときに失うエネルギーである。

従って、エネルギー E_0 、飛程 r_0 の陽子が r の距離を進む間にレーザー媒質に与えるエネルギー $F_p(r, E_0)$ は (2.3.5) となる。

$$F_p(r, E_0) = E_0 - \varepsilon_p (r_0 - r) \quad (2.3.5)$$

Miley⁽⁴⁾ らによれば陽子の飛程は n をパラメータとして (2.3.6) で、表現できる。

$$R_n(E) \sim r_0 (E/E_0)^{(n+1)} \quad (0 < n < 1) \quad (2.3.6)$$

(2.3.6) で (2.3.5) を表現すれば (2.3.7) となる。

$$F_p^n(r, E_0) = E_0 \left\{ 1 - \left(1 - \frac{r}{r_0} \right)^{n+1} \right\} \quad (2.3.7)$$

エネルギー E_0 、飛程 r_0 の陽子によって球殻中の単位体積当りに与えられるエネルギーは、反応の中心で

$$\begin{aligned} \xi(r) &= \lim_{\delta \rightarrow 0} \frac{F_p(r+\delta, E_0) - F_p(r, E_0)}{4/3\pi(r+\delta)^3 - 4/3\pi r^3} \\ &= \frac{1}{4\pi r^2} \cdot \frac{\partial F(r, E_0)}{\partial r} \end{aligned} \quad (2.3.8)$$

となる。

阻止能の定義から

$$\frac{\partial F p}{\partial r} = S p \quad \text{である。従って}$$

$$\xi p (r) = \frac{1}{4 \pi r^2} \cdot S p (r_0 - r) \quad (2.3.9)$$

また、(2.3.6) から (2.3.9) は (2.3.10) とかける。

$$\xi p^n (r) = \frac{E_0 \cdot r_0^{n/(n+1)}}{(n+1) \cdot 4 \pi r_0 \cdot r^2 (r_0 - r)^{n/(n+1)}} \quad (2.3.10)$$

ここで (2.3.10) は

$$\int \xi (r) d^3 r = E_0 \quad \text{で規格化できる。}$$

以上は1点で反応が発生する場合の議論であるが、一般にある体積中のガスについても適用できる。ある平面上において、入射中性子のフルエンス分布の減衰が少ない、すなわちフルエンスが一定であれば、均質に散乱が起こると考えると、この平面から上方に**b**だけ離れたところのエネルギー密度は

$$\begin{aligned} \xi (b) &= \int \xi p (|r - b|) d^3 r \\ &= 0.5 \int_{-1}^{\mu_0} d\mu \int_0^{r_0} S p (r_0 - r) dr \\ &\quad + 0.5 \int_{\mu_0}^1 d\mu \int_0^{b/\mu} S p (r_0 - r) \\ &= E_0 - 0.5 \int_{\mu_0}^1 \varepsilon p (r_0 - b/\mu) d\mu \end{aligned} \quad (2.3.11)$$

ただし $\mu_0 = \min (1, b/\mu)$

$n=0$ を代入すると

$$\xi_0(r) = 0.5E_0 (1 + \mu_0 - \mu_0 \ln \mu_0) \quad (2.3.12)$$

$n=1$ を代入すると

$$\xi_1(r) = 0.5E_0 \{ 2 - (1 - \mu^2)^{1/2} + \mu_0 \tanh^{-1} (1 - \mu^2)^{1/2} \} \quad (2.2.13)$$

(2.3.12)、(2.3.13)の2式について実際に計算してみるとFig. 2.3.1のようになる。この図から n の値について、 $\xi(b)$ が大きく変動することはないことがわかる。従って、以下では単純に $n=0$ であると近似する。即ち、核反応が発生した平面から b だけ離れた点でのエネルギー密度は(2.3.14)で表すことができる。

$$\xi(b) \sim 0.5E_0 (1 + \mu_0 - \mu_0 \ln \mu_0) \quad (2.3.14)$$

2.4 ^3He レーザー管内部におけるエネルギー密度分布

ここでは、核励起レーザーのレーザー管内部で、入射中性子によって与えられたエネルギーが空間的にどのような分布を持っているのかを明らかにする。

半径 a のレーザー管内部で、軸心からの距離 r の点での核反応発生密度 $c(r)$ は

$$c(r) = \Sigma \cdot \Psi(r) = \ell^{-1} \Psi(r) \quad (2.4.1)$$

ℓ : 中性子平均自由行程

反応で発生したエネルギーが反応生成物(エネルギー E_0 、飛程 r_0)によって、レーザーガス中を輸送されるなら、レーザー管内部軸心から r の点では次式でエネルギー密度が表される。

$$\overline{\xi}(r) = \int \xi(|r-x|) c(x) d^3x \quad (2.4.2)$$

$\xi(r)$ は、半径 r_0 の球殻の外（飛程の外）で 0、 $c(x)$ はチューブの外では 0 であるから、Fig. 2.4.1 の体系で考えると

$$\begin{aligned} \xi(r) &= \int \xi(|r-x|) c(x) d^3 x \\ &= \frac{E_0}{4\pi r_0} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0(\theta)} R dR \int_{-Z_0(R)}^{Z_0(R)} \frac{c(r')}{R^2 + Z^2} dZ \\ Z_0(R) &= (r_0^2 - R^2)^{1/2} \\ R_0(\theta) &= (a^2 - r^2 \sin^2 \theta)^{1/2} - r \cos \theta \\ r' &= (r^2 + R^2 + 2rR \cos \theta)^{1/2} \end{aligned} \quad (2.4.3)$$

$R_0(\theta) > r_0$ のとき $R_0(\theta) = r_0$ であるから、 R に関する積分区間で (2.4.3) を整理すると

$$\begin{aligned} \xi(r) &= \frac{E_0}{2\pi r_0} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{R_0(\theta)} dR \Psi(r') \cos^{-1}(R/r_0) \\ &\sim \frac{E_0}{2\pi} \int_0^{2\pi} d\theta \Psi(r_0(\theta)) \{1 + RR \cos^{-1} RR - (1 - RR^2)^{1/2}\} \end{aligned} \quad (2.4.4)$$

と簡単にできる。ただし、

$$\begin{aligned} r_0'(\theta) &= \{r^2 + 0.25R_0(\theta)^2 + rR_0(\theta) \cos \theta\}^{1/2} \\ RR &= R_0(\theta) / r_0 \end{aligned}$$

である。

(2.4.4) 式の積分は台形公式で (2.4.5) の様に数値展開できる。

$$\begin{aligned} \xi(r) &= \frac{E_0}{6\ell} \sum_{i=1}^6 \Psi\{r_0'(\theta_i)\} \{1 + RR_i \cos^{-1}(RR_i) \\ &\quad - (1 - RR_i^2)^{1/2}\} \end{aligned} \quad (2.4.5)$$

ここで

$$\theta_i = \frac{\pi (i-1)}{5}$$

$$r_o'(\theta_i) = \{r^2 + 0.25R_o(\theta_i)^2 + rR_o(\theta_i)\cos\theta_i\}^{1/2}$$

$$R_o(\theta_i) = (a^2 - r^2 \sin^2\theta_i)^{1/2} - r \cos\theta_i$$

但し、 $R_o(\theta_i) > r_o$ の時 $R_o(\theta_i) = r_o$ とする

$$RR_i = \frac{R_o(\theta_i)}{r_o}$$

である。

次に、中性子の平均自由行程 ℓ について考える。熱中性子 (0.0253MeV) では、

$$\ell = (\Sigma_{th})^{-1} = (\rho \sigma_{th})^{-1} = (\rho \times 5500 \times 10^{-24})^{-1} \text{ (cm)}$$

^3He レーザーガスの封入圧が P (atm) のとき気体状態方程式から

$$\ell = \frac{7.3}{P} \quad (\text{n/cm}^2) \quad (2.4.6)$$

である。

^3T の阻止能からその飛程は次式で表される。

$$R_t(E) = (m_t/m_p) \cdot R_p(m_p E/m_t) \quad (2.4.7)$$

m_t ^3T 質量

m_p 陽子質量

(2.3.2) 式と (2.4.7) 式より ^3He と中性子との核反応によって放出される ^3T と陽子の飛程は、それぞれ r_t 、 r_p とすると (2.4.8) 式、および、(2.4.9) 式で表せる。

$$r_t = \frac{0.9}{P} \quad (2.4.8)$$

$$r_p = \frac{4.9}{P} \quad (2.4.9)$$

レーザーガス中での入射中性子の単位フルエンスあたりに与えられるエネルギー密度 (MeV / cm³) は、³Tと陽子からのエネルギー付与 $\xi_t(r)$ 、 $\xi_p(r)$ の合計として求められる。

$$\bar{\xi}(r) = \xi_p(r) + \xi_t(r) \quad (2.4.10)$$

$\xi_p(r)$ 、 $\xi_t(r)$ は(2.4.5)の r_0 にそれぞれ r_t 、 r_p を代入したものである。軸心からの距離を半径で表し、中性子フルエンスで規格化した $\xi(r)$ をレーザーチューブの半径毎に計算した結果をFig. 2.4.2-4に示す。

2.5 レーザー管内部での単位体積当りの平均エネルギー密度

半径が a であるレーザーチューブの単位軸長当りのエネルギー付与は(2.5.1)で与えられる。

$$\varepsilon(a) = 2\pi \int_0^a \xi(r) r dr \quad (2.5.1)$$

従って、軸長 L のレーザーチューブでは全体として $W(a)$ のエネルギーが付与される。

$$W(a) = L \cdot \varepsilon(a) = 2\pi L \int_0^a \xi(r) r dr \quad (2.5.2)$$

レーザーガスの体積当りで考えるとエネルギー密度 $\xi_{av}(a)$ は

$$\xi_{av}(a) = W(a) / \pi^2 a^2 L = 0.5 a^2 \int_0^a \xi(r) r dr \quad (2.5.3)$$

で表すことができる。

規格化した中性子フルエンスについて(2.5.3)式を計算した結果をFig. 2.5.1に示す。

Fig. 2.5.1によれば、レーザーチューブ半径が小さいほどエネルギー密度が小さくなり、また、半径が大きくなってもエネルギー密度が小さくなっている。

これは、反応生成物である荷電粒子が十分ガスの中で輸送されずにレーザーチューブ壁中に吸収されてしまうこと、また半径が大きいと入射中性子の飛程が半径よりも小さくなり、中性子がレーザーチューブの内部に入りきらずガスを完全に励起できないためである。

2.2節でレーザーガスの均質な励起ためにレーザーチューブの半径を1.8cm以内と設定したが、2.5節での解析から次のことが明らかになった。

- 1) Fig. 2.4.2 - 4によれば、 ^3He 封入圧が4 atm までの時、レーザー管の内半径が1.5 cmまでであれば、レーザー管内で入射中性子フルエンスの減衰が少なく大きな励起が行える。
- 2) Fig. 2.4.2 - 4より、解析した3つの条件、つまり、レーザー管半径が0.5、1.0、1.5 cmの条件では、半径0.5cmの時にレーザーガス中に中性子から付与されるエネルギーの密度が最大となる。
- 3) Fig. 2.5.1より、封入圧が4 atm 以下の時、レーザー管の半径が0.4~1.0cmでレーザーチューブ内部の平均エネルギー密度が最大となる。

2.6 レーザー管の半径、 ^3He 封入圧力と中性子束の相関

これまでの解析ではレーザー管内部で均質にレーザーガスの励起が行われる場合の、レーザー管内部のエネルギー密度の平均値を求めた。しかし、実際に原子炉内部に挿入できるような小型のレーザー管ではFig. 2.4.1 - 3から分かるように、 ^3He 圧力ごとにレーザー管内部のエネルギー密度の分布状態はチューブの中心から壁面までほぼ一定である。また、エネルギー密度が最大となるレーザーの条件が、Fig. 2.5.1で表せる平均エネルギー密度を最大とする条件である必要はない。つまり、レーザーの放電空間がレーザー管の中心軸上にくるように設計すれば、レーザー管の中心軸でのエネルギー密度が最大となる条件が、レーザーの最適条件となる。

したがって、ここでの検討は放電空間がレーザー管の中心軸上であるような場合について、エネルギー密度最大値、半径、圧力の関係について行う。

(2.4.4)式からレーザー管中心軸でのエネルギー密度を求めたのが、Fig. 2.6.1である。この図で ^3He の圧力ごとのエネルギー密度の最大値をとる点を結ぶと点線のようになる。この点線は、エネルギー密度が最大となるときのレーザー管の半径と ^3He の関係を表しており、(2.6.1)式で記述される。

$$a \sim \frac{3.54}{P} \quad (2.6.1)$$

a : レーザー管半径 (cm)

P : ^3He 封入圧力 (atm)

次に、(2.4.4) 式の結果を半径をパラメータとしてエネルギー密度と圧力の関係を表したのが、Fig. 2.6.2 である。

この図によれば、半径が 1.5cm 程度でも 4 atm まで、また半径が 0.5cm 程度なら 10 atm までの間、エネルギー密度は圧力に 1 次比例して大きくなっていることが分かる。その関係を平均してみると (2.6.2) 式で記述できる。

$$\xi_{\text{CL}} \sim 0.06_4 P \quad (2.6.2)$$

$$\xi_{\text{CL}} : \text{エネルギー密度} \left[\frac{\text{MeV} / \text{cm}^3}{n / \text{cm}^2} \right]$$

ここで、入射中性子束を f_0 とし、エネルギーを kW の単位で表現すると (2.6.2) は (2.6.3) 式となる。

$$\xi_{\text{CL}} \sim 1.02_5 \times 10^{-17} P f_0 \quad (2.6.3)$$

ξ_{CL} : エネルギー密度 (kW/cm²)

P : ^3He 封入圧力 (atm)

f_0 : 入射中性子束 (n/cm²)

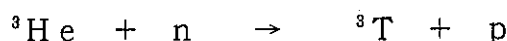
文献 (14) より、He-Ne ガスレーザーの発振に必要なエネルギー密度のしきい値は 0.5 (mW/cm²) であり、この条件を満たすには (2.6.3) 式から

$$f_0 > \frac{4.87_8 \times 10^{10}}{P} \quad (2.6.4)$$

が、入射中性子束のみたす条件であることが分かる。

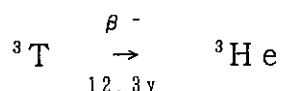
3 章 検出器感度の照射変化

中性子との核反応によって ${}^3\text{He}$ は T と陽子に変化し、時間と共に原子核数は減少してく。その反応は次式で表される。



したがって、ある時刻には、レーザー管内部では励起物質である ${}^3\text{He}$ と入射中性子との核反応生成物である T が同時に存在している。

また、T は半減期 12.3 年で ${}^3\text{He}$ に変化する。



核励起レーザー型中性子検出器の感度は、レーザー管内の ${}^3\text{He}$ 原子核数に大きく依存することは (2.6.3) 式で示されており、中性子の照射時間によって検出器の感度は次第に減少して行くはずである。一方、T の変化によって ${}^3\text{He}$ は次第に増加して行くことになり、この ${}^3\text{He}$ 原子核の減少と増加のバランスによって核励起レーザー型中性子検出器の中性子に対する感度の経年変化が明らかにできる。

3.1 レーザー管内部の原子核数

レーザー管内部における ${}^3\text{He}$ と T の原子核数のバランスは次式が考えることができる。

$$\frac{dN_h}{dt} = \lambda N_t - \sigma \phi N_h \quad (3.1.1)$$

$$\frac{dN_t}{dt} = -\frac{dN_h}{dt} \quad (3.1.2)$$

ここで、 N_h : ${}^3\text{He}$ 核数 σ : 核反応断面積 λ : T 崩壊定数

N_t : T 核数 ϕ : 中性子束密度

いま、 $t=0$ でのHeとTの原子核数をそれぞれ N_0 、 N_1 とおくと(3.1.1)、(3.1.2)式の解は次式で表すことができる。

$$N_h(t) = \frac{\lambda N_0}{\lambda + \sigma \phi} + \frac{\sigma \phi N_0 - \lambda N_t}{\lambda + \sigma \phi} \cdot \exp \{ - (\lambda + \sigma \phi) t \}$$

(3.1.3)

$$N_t(t) = \frac{\sigma \phi N_0}{\lambda + \sigma \phi} - \frac{\sigma \phi N_0 - \lambda N_t}{\lambda + \sigma \phi} \cdot \exp \{ - (\lambda + \sigma \phi) t \}$$

(3.1.4)

上式で ^3He の封入圧力を4 atm、はじめにレーザー管内部にはTが入れられていない初期条件で中性子束密度の値を変化させて図にしたのが、Fig. 3.1.1-8である。これらの図から、ある時間が経過したとき ^3He とTの原子核数はその時刻以降変化していないことが分かる。

2万時間後の ^3He 原子核数の変化に注目して、中性子検出器としての感度の変化を照射前の原子核数を基準とした百分率で表したのがFig. 3.1.9である。

前報告書で解析した結果によれば、1,000MWe級大型FBR実証炉の炉心内で核励起レーザー型中性子検出器の置かれる部位での熱中性子環境は、熱中性子束密度が 1.41×10^{11} (n/cm²·sec)であり、2万時間後では感度の低下は照射前に比べて4.9%の低下に留まっている。

3.2 レーザー管内部の放射平衡

ここで、再度(3.1.1)式に注目してみると、この左辺が0ならばその時点でレーザー管内部の ^3He 原子核数の変化が無いということになるが、実際は中性子との核反応で核数が変化しているはずであり、このような状態はTの β 崩壊によって ^3He に変化するTと、中性子との核反応でTに変化する ^3He のバランスがとれている状態、つまり、放射平衡の状態であるといえる。この放射平衡の状態はFig. 3.1.1-8でもみられる。

放射平衡状態では次式が成立している。

$$\frac{dN_h}{dt} = \lambda N_t - \sigma \phi N_h = 0 \quad (3.2.1)$$

従って、平衡状態では(3.2.2)が成立する。

$$\frac{N_h}{N_t} = \frac{3.3716 \times 10^{11}}{\phi} \quad (3.2.2)$$

また、平衡に至るまでの時間 t_0 については(3.1.3)、(3.1.4)式と(3.2.2)式
によって

$$t_0 = - \frac{1}{\lambda + \sigma \phi} \ln \frac{(\sigma \cdot 3.3716 \times 10^{11} - \lambda) \phi N_0}{(\phi - 3.3716 \times 10^{11}) (\sigma \phi N_0 - \lambda N_1)} \quad (3.2.3)$$

で表現できる。

この(3.2.3)式で表される、 ^3He とT原子核の放射平衡に至るまでの時間を図示したものがFig. 3.2.1である。この図によると、放射平衡までの時間が中性子束密度が 1×10^{11} ($\text{n}/\text{cm}^2/\text{sec}$)を越えたところで、急速に短くなってくるのがわかる。つまり、高中性子束環境になればなるほど急速に ^3He が消費されるということであり、このことはFig. 3.1.1-8をみても明らかである。

4 章 レーザー物質混合型核励起レーザー

Table. 4.1 にこれまで、実験によって発振が確認された核励起レーザーのうち主なものをまとめた。(5)、(6)、(7) このうち、励起物質に ^3He を用いたものだけを見ても多くの種類があり、その発振中性子束のしきい値も全く異なっている。

これらの異なった種類の核励起レーザーをまとめて、変化する中性子の場に置いたとき、中性子束の変動に合わせてしきい値の小さなものから順番に発光し、しきい値の大きいものから消えていくことが予想できる。

このように、それぞれ異なった中性子束しきい値を持った核励起レーザーを適当な組合せで数本選んで中性子検出器として中性子場に設置しておけば、レーザー光の波長（可視光ならばその色）を測定することでその場の中性子束の大きさが、どの程度であるかを簡単に知ることができる。Fig. 4.1 に簡単な構成概念図を示す。さらに詳しい中性子束の値を知るためには、それぞれの波長のレーザー光の強度を測定すればよい。ただ、この中性子検出法は幾つものレーザー管を組み合わせたものであるために設置場所によっては空間的な制約を大きく受けることが考えられ炉心内挿荷に困難が予想される。また、レーザー管を束ねてクラスタ状にした場合、第2章での検討のように個々のレーザー管に入射する中性子が均質なものでなくなるため核励起レーザーの発振特性が変化することも考えられる。

そこで、この概念を一步進めて、一本のレーザー管の中に ^3He を励起物質として、CO、Ar、Cl、Xe、Ne等のレーザー発振物質を封入したガス混合型の核励起レーザーを考えた。混合するレーザー発振ガスは $^3\text{He}-\text{Ne}$ レーザーと同様の発振原理によって発光するものであり、入射する中性子の大きさによって異なった強度の異なった波長のレーザー光を出力する。この出力光を波長分析器と光強度測定器で計測すれば、それがどの物質によるレーザー発振なのかを特定することができ、中性子束の大きさを決定できる。Fig. 4.2 にシステムの概略図を示す。

^3He の励起過程は第2章で検討したものと同じであり、レーザーガス中に中性子から与えられるエネルギーの空間分布密度 ξ は (2.6.3) 式と同様に (4.1) で表される。

$$\xi = C \cdot P f^0 \quad (4.1)$$

P : ^3He 圧力

f^0 : 中性子束

C : 比例係数

(4.4) 式を ${}^3\text{He}$ の圧力 P をパラメータにして、中性子束とエネルギー密度の関数とみてグラフで表現すると Fig. 4.3 の様になる。縦軸に測定されるレーザー光の強度、横軸に中性子束の大きさをとっている。混合されたレーザーガスの中で最も中性子束しきい値の小さいものから発光していくが、発光強度は中性子束の増加に対し、一次的には比例せずある中性子束の値で増加の割合が大きく変化することが予想できる。

添字 i で表されるレーザー物質の発光に必要なエネルギー値を ξ^{0i} とすれば、この値はそれぞれのレーザー物質によって異なっており、この ξ^{0i} に対応した中性子束 f^{0i} が入射するときに ξ^{0i} より小さい発光のしきい値を持つレーザー物質からの発光が認められることになる。この発光はそのメカニズムから明らかに離散的であり、発光の波長を観測することで、その時の中性子束が f^{0i} と f^{0i-1} の間であることが分かる。さらに、光強度を測定することで連続的な中性子束の計測が可能となる。

単一核種の核励起レーザー型中性子検出器では、出力光の波長が一定のために中性子束の大きさをレーザー光の強度で測定するシステムとなっているが、中性子束の大きさによってはレーザー管内部の放電が飽和領域になり、入射中性子束と出力光の相関の線形性がなくなったり、レーザーガスの選定によってはしきい値以下の中性子の測定ができない領域が大きくなることもありうる。混合ガス型の核励起レーザー型中性子検出器の有利な点は、発光するための中性子のしきい値が数多く存在するところにあり、混合するレーザーガスの組合せ方でかなりの広範囲の領域にわたった中性子の計測が可能になっていることである。

ガス混合型の核励起レーザーの発振特性については個々のガスに対するレーザー発振のメカニズムだけでなく、レーザーガスの間相互のエネルギーのやりとり等も考えてやる必要がある。

5 章 結 論

前回の検討で、高速増殖炉の炉心異常検知システムの高性能センサーとして核励起レーザー型中性子検出器を提案し、実現の可能性を確認した。

今回、さらに詳細な解析を進め ^3He を励起物質とした核励起レーザーへの入射中性子からのエネルギーの移乗を、 $^3\text{He}(n, p)\text{T}$ 反応の結果発生する陽子とトリチウムという荷電粒子のガス中の輸送という形で捕らえて理論的に解析した。また、これらの結果から、 $^3\text{He}-\text{Ne}$ 核励起レーザーの発振中性子束のしきい値を前回の検討よりもより詳しく把握でき、さらにレーザー物質に与えるエネルギーが最大となるときのレーザー管半径と ^3He 封入圧力の関係、入射中性子束と ^3He 封入圧力の関係式を定量化することができた。

また、中性子の照射による ^3He 原子核の T への変化と、T の β^- 崩壊により ^3He への変化の影響を受ける核励起レーザーの検出効率の経年変化も定量化した。

今回の検討、解析の結果をまとめると以下のようなになる。

- (1) レーザー発振に必要な中性子束密度（熱中性子）のしきい値 f_0 は ^3He の圧力を P (atm) とすると

$$f_0 = \frac{4.87 \times 10^{10}}{P} \quad (\text{n/cm}^2/\text{sec})$$

と表せる。

- (2) レーザーチューブに入射する中性子から ^3He ガスの存在するチューブ内部空間に与えられるエネルギーの空間密度 ξ は

$$\xi = 1.02 \times 10^{-17} P f_0 \quad (\text{kW/cm}^2)$$

と表せる。

- (3) ξ が最大となるレーザーチューブの半径 a_{MAX} は

$$a_{\text{MAX}} = \frac{3.54}{P} \quad (\text{cm})$$

と表せる。

- (4) 周囲の中性子束（2次元中性子拡散コードCITATIONによって解析）がFig. 5.1であるような環境においては照射2万時間後に、 ^3He 原子核の変化による感度低下は照射前に比べて4.9%である。
- (5) ^3He 原子核とT原子核のレーザー管内部での放射平衡状態では、

$$\frac{{}^3\text{He原子核数}}{\text{T原子核数}} = \frac{3.3716 \times 10^{11}}{\phi : \text{入射中性子束}}$$

の比が成立する。さらに、放射平衡に至るまでの時間 t_0 （秒）は

$$t_0 = \frac{1}{\lambda + \sigma \phi} \ln \frac{(3.3716 \times 10^{11} \sigma - \lambda) \phi N_{\text{He}^0}}{(\phi - 3.3716 \times 10^{11}) (\sigma \phi N_{\text{He}^0} - \lambda N_{\text{Ne}^0})}$$

で表される。

これらを踏まえて核励起レーザー型中性子検出器の概念的仕様を次のように決定することができる。

レーザー物質	$^3\text{He} - \text{Ne}$
^3He 封入圧力	6 atm
レーザーチューブ半径	0.6 cm
発振しきい中性子束	$0.8 \times 10^{10} \text{ n/cm}^2/\text{sec}$
（2万時間後の感度劣化	約5%）

- (6) ^3He を励起物質とし、レーザー発振物質として多くの物質を一つの容器に入れた混合型核励起レーザーはより広範な中性子束の領域にわたって中性子を検出できる可能性がある。

6 章 今後の課題

これまでの検討の結果、核励起レーザー型中性子検出器、及びそのシステムの実現の可能性が十分であることが分かった。今後、実験を通じてレーザー発光（波長、強度）と中性子束の関係をさらに詰める必要がある。また、付録に記述するように放射線トリガー型核励起レーザーについても、検討、実験等を重ねていく必要がある。

前回、及び今回の検討で核励起レーザーを軸として量子工学と原子力工学の新しい展開の第一歩ともいべき検討を進めてきた。今後、さらにレーザーという側面を進めて行くことで、原子力工学の量子工学的展開が開けていくであろう。例えば、レーザーとして、半導体レーザーや、エキシマレーザーを使用したときはどうなるのか、また、レーザー光による原子、分子の閉じ込め現象⁽⁹⁾（Laser cooling）を利用した原子核実験、同位体分離、さらに、超冷中性子^{(10)、(11)}（Ultra cold Neutron）の生産、貯蔵等に興味深い展開がみられるにちがいない。核励起レーザー型中性子検出器を一つのきっかけとして、このような量子工学の新たな展開を進めていくことは、原子力工学の分野に留まることなくあらゆる方面に大きな影響をもたらすものと考えられる。

7 章 謝 辞

本研究にあたり、理論、および実験面で東京大学工学部原子力工学科の中沢正治教授、並びに放射線計測学教室の皆様に貴重な助言をいただきましたことを感謝致します。また、日頃より数々の援助をしていただいている機器システム開発室の皆様に感謝致します。

A p p e n d i x

A. 1 放射線トリガー型核励起レーザー

核励起レーザーには発振のための中性子束の値に、しきい値が存在し、そのしきい値以下の中性子束ではレーザーは発振しない。このため、中性子束測定の可能領域を広げるためには、レーザー物質の選定や、レーザー管の半径、ガス圧等を適当な条件にしたり、5章で検討したようなガス混合型の核励起レーザーを使用する必要がある。しかしながら、しきい値を下げるために、発振しきい値の低いレーザー物質を選定するのも限界があり、どうしてもある値以下では、計測不能となる。従来の中性子検出システムでも、同様の問題が存在しており、中性子束の大きさに合わせて、種類の異なった中性子検出器を用いるなどの手段を講じている。レーザー発光のための中性子束にしきい値が存在すると言うのは、レーザーガス中に蓄えられるエネルギーが、ある大きさを越えない限り、レーザーガスからの誘導放出光が自然放出光を上まわらないということである。この、エネルギーの大きさがレーザーガスによって決まっているために、レーザーガスによって発振の中性子束が異なるわけである。

したがって、レーザーガス中にあらかじめ、ある程度のエネルギーを与えておけば、中性子によってレーザーガス中に付与するエネルギーも小さくてすむはずである。今、このエネルギーをレーザー管の放電極間に電圧として与えておき、その核励起レーザーを中性子場に設置することを考える。このようなシステムではレーザー発振のためのしきい中性子束が、電圧をかけないときに比べて、小さくなることが予想される。また、印加する電圧によってはX線や γ 線等の中性子以外の放射線検出器としても用いることが可能になると思われる。このように、レーザーガスにあらかじめエネルギーを与えておき、放射線をいわば引金にもちいた核励起レーザーを放射線トリガー型核励起レーザーと呼ぶ。

A. 2 研究炉「弥生」での放射線トリガー型 核励起レーザー実験^(1,2)

現在、動燃事業団は東京大学工学部原子力工学科と共同で東京大学工学部附属原子力工学研究施設の高速中性子研究炉「弥生」を使用して、放射線トリガー型を含めた核励起レーザー型中性子検出器の研究開発に取り組んでいる。これまでの実験結果をここで簡単にまとめる。

1. 実験方法

1.1 X線パルス照射実験

実験体系の概略をFig. A. 2. 1に示す。レーザー管は ${}^4\text{He}-\text{Ne}$ レーザーである。はじめに、レーザー管に定格の発振電圧よりも低い電圧を印加し、そこに、X線を照射する。そして、X線の線量を変化させてレーザー発振を始める照射線量の線量率依存性を調べた。レーザー光の発振の検出には、ピンフォトダイオードを使用している。

1.2 X線パルス照射実験の結果

放射線によるレーザー発振開始電圧降下量の測定結果を、定格値で規格化してFig. A. 2. 2-3に示したFig. A. 2. 2ではX線照射線量の増加にともなって、発振電圧が減少することが示されている。また、Fig. A. 2. 3では γ 線照射線量率と発振開始電圧との関係が示されている。このとき、 10^5 R/hの γ 線に対して、発振開始電圧は未照射の場合の約75%であった。Fig. A. 2. 4はX線をトリガーとする核励起レーザー発振での、照射線量の線量率依存性である。この図から、X線トリガー型核励起レーザーは、照射線量がある値($\sim 10^3$ R/h)以上でないと発振しないことがわかる。また、 1.0×10^3 R/h以上の線量率の場合、0.3Rの線量増加(0.35 \rightarrow 0.65R)により5.1%のレーザー発振開始電圧降下(96.7% \rightarrow 91.8%)となっている。

1.3 原子炉内中性子定常照射実験

実験体系の概略をFig. A. 2. 5に示す。レーザー管は専用のリグで「弥生」炉心上部に設置され、出力光を光ファイバーで伝達し、ピンフォトダイオードで検出している。計測方法としては、炉心の出力(0 \sim 2kW)をステップ状に変化させ、それぞれの出力で

レーザーの発振開始電圧と発振停止電圧を計測した。

$^3\text{He}-\text{Ne}$ レーザー管を熱中性子が多く入射するように「弥生」上部30cmにおき、そこでの熱中性子束は2 kW出力時で約 10^9 ($\text{n}/\text{cm}^2/\text{sec}$)である。

1.4 炉内中性子定常照射実験結果

原子炉の出力の変化にともなうレーザー発振の開始電圧と停止電圧を測定した結果を Fig. A. 2. 6 に示す。但し、電圧は中性子の入射が無いときを1として規格化している。図からわかるように、レーザーの発振開始電圧は原子炉の出力の増加、つまり中性子束の増加にともなって下がっている。この電圧降下と中性子束との関係を明らかにすれば、中性子検出器として入射中性子の大きさを測定できることになる。

この実験体系と同様の体系で $^4\text{He}-\text{Ne}$ レーザー管での実験も予備実験として行った。この時も、同様に発振電圧の減少が確認されている。 ^4He は中性子に対しての感度がほとんど無いことから、この時、原子炉内部の他の放射線、つまり、 γ 線による励起でレーザーが発振したことになり、 γ 線検出にもレーザーが利用できる可能性があることがわかった。

1.5 今後の展開

今後、放射線トリガー型核励起レーザーは、さらに実験の精度等を高めて入射中性子束の大きさと発振開始、停止電圧との関係を明確にし、中性子検出器としてシステムの完成を目指す。

Table. 4.1 A summary of DNPLs achieved to date.
 発振の確認された主な核励起レーザー

レーザー物質	励起物質	発振波長 (μm)	中性子束しきい値 ($\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{s}$)
$^3\text{He}-\text{CO}$	^3He	5.00	3 E 1 6
$^3\text{He}-\text{Ar}$	^3He	1.79	1 E 1 6
$^3\text{He}-\text{Cl}$	^3He	1.586	7 E 1 5
$^3\text{He}-\text{Xe}$	^3He	3.508、2.027 3.652	4 E 1 5
$^3\text{He}-\text{Kr}$	^3He	2.19、2.52	3 E 1 6
$^3\text{He}-\text{Cd}$	^3He	0.5337 0.5378	3 E 1 4
$^3\text{He}-\text{Ne}$	^3He	0.6328	2 E 1 1
$\text{Ar}-\text{Xe}$	^{235}U	2.65	4 E 1 5
CO	^{235}U	5.1-5.6	5 E 1 6
$^4\text{He}-\text{Xe}$	^{235}U	3.51	5 E 1 3
$^4\text{He}-\text{Ar}$	^{235}U	2.397、1.19 1.15	1 E 1 6
$^4\text{He}-\text{Kr}$	^{235}U	2.52	1 E 1 5
$\text{Ne}-\text{N}_2$	^{10}B	0.863、0.939	1 E 1 5
$^4\text{He}-\text{Hg}$	^{10}B	0.615	1 E 1 6
$^4\text{He}-\text{CO}$	^{10}B	1.45	4 E 1 4

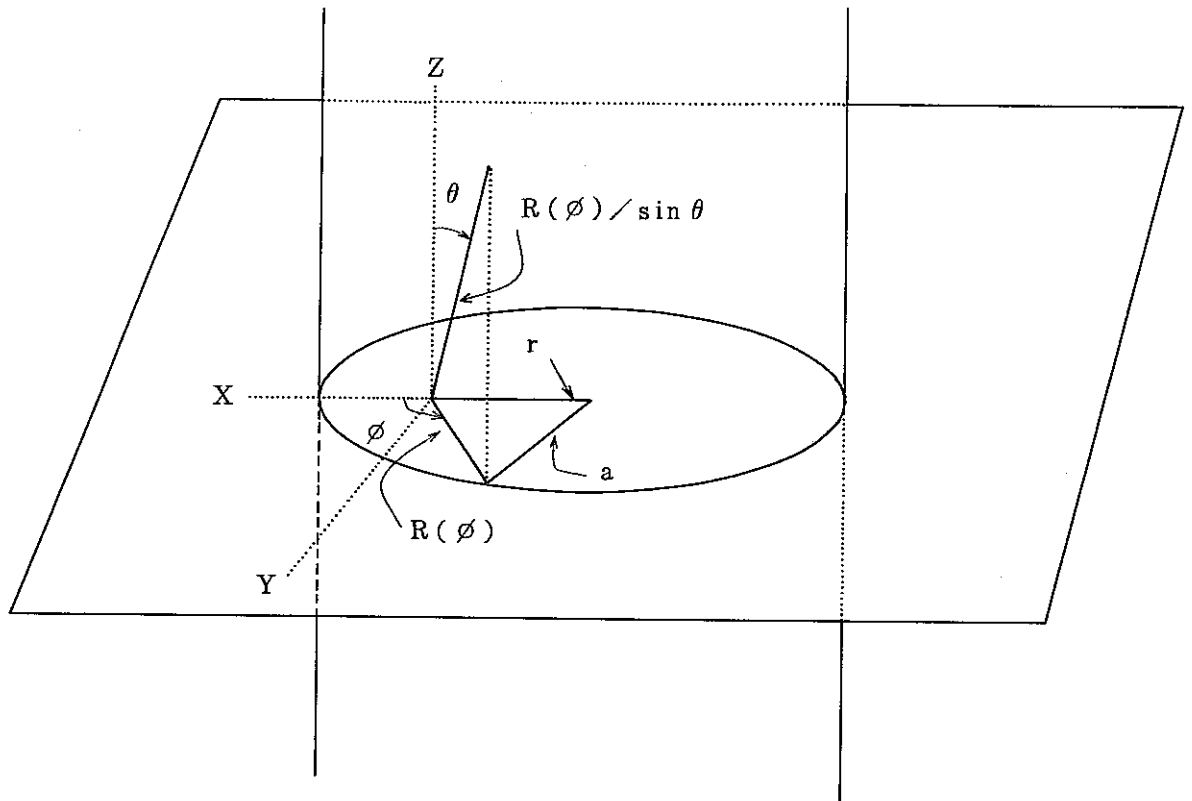


Fig. 2.2.1 Variables used to evaluate neutron attenuation in cylindrical Laser tube.
 レーザー管内部中性子フルエンス分布解析での座標体系

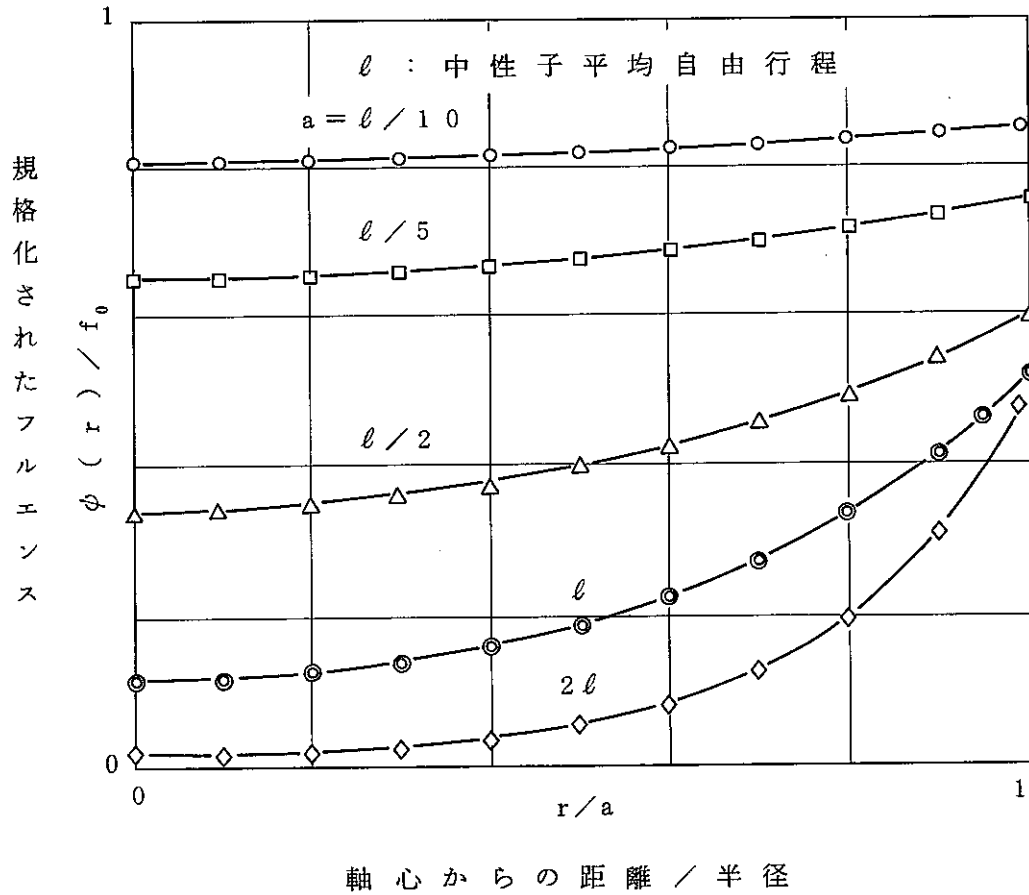


Fig. 2.2.2 Normalized neutron fluence within laser tube of radius a (normalized in unit of neutron mean-free-path ℓ)
 レーザー管半径 (中性子平均自由行程で規格化) による中性子フルエンスの管内変化

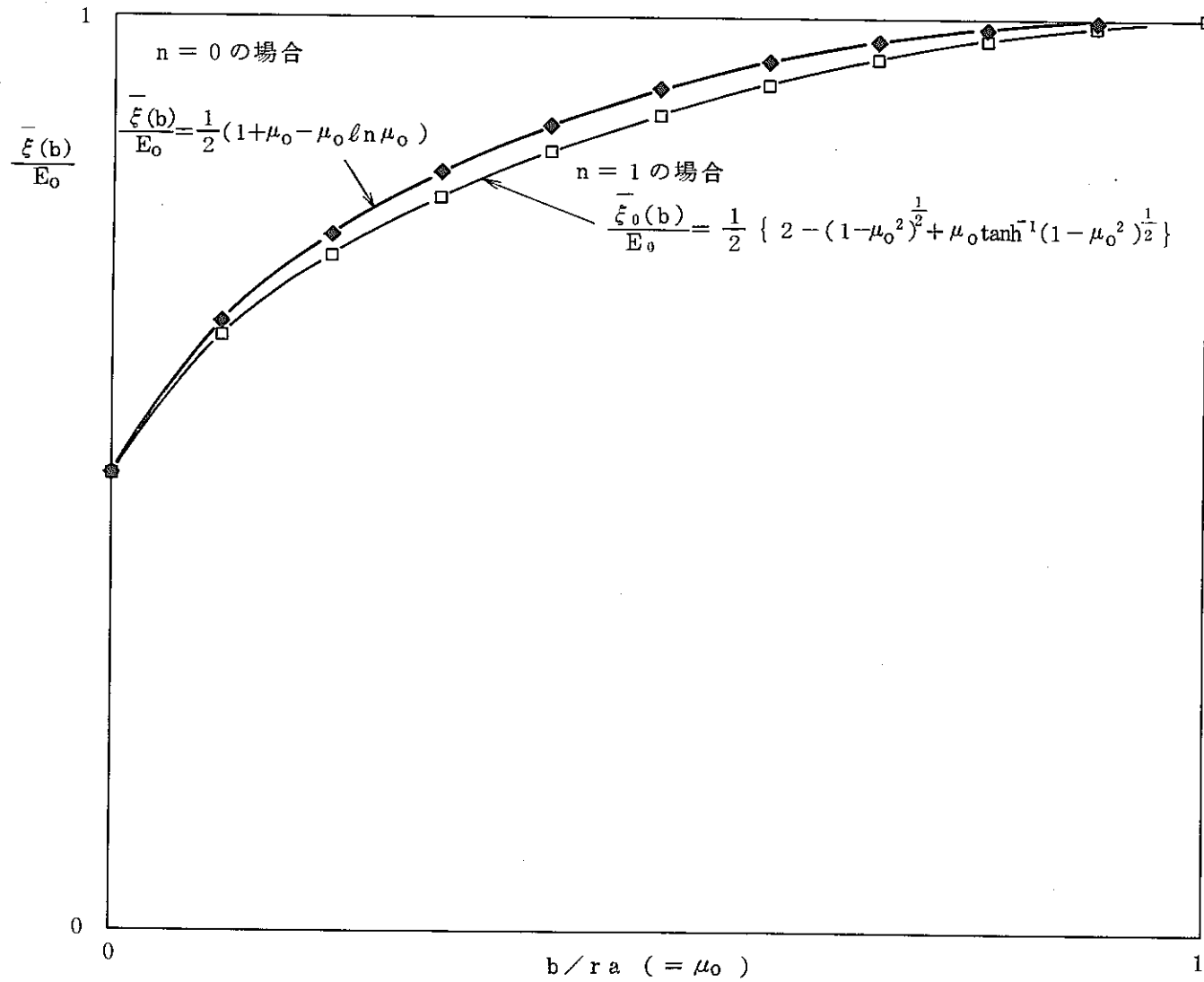


Fig. 2.3.1 Energy density deposited one ${}^3\text{He}$ (n,p) T reaction as a function of distance b (in unit of charged particle range r_0)
 1 回当りの ${}^3\text{He}$ の核反応によって生じたエネルギーが距離 b (荷電粒子飛程で規格化) だけ離れた点に与えるエネルギー密度

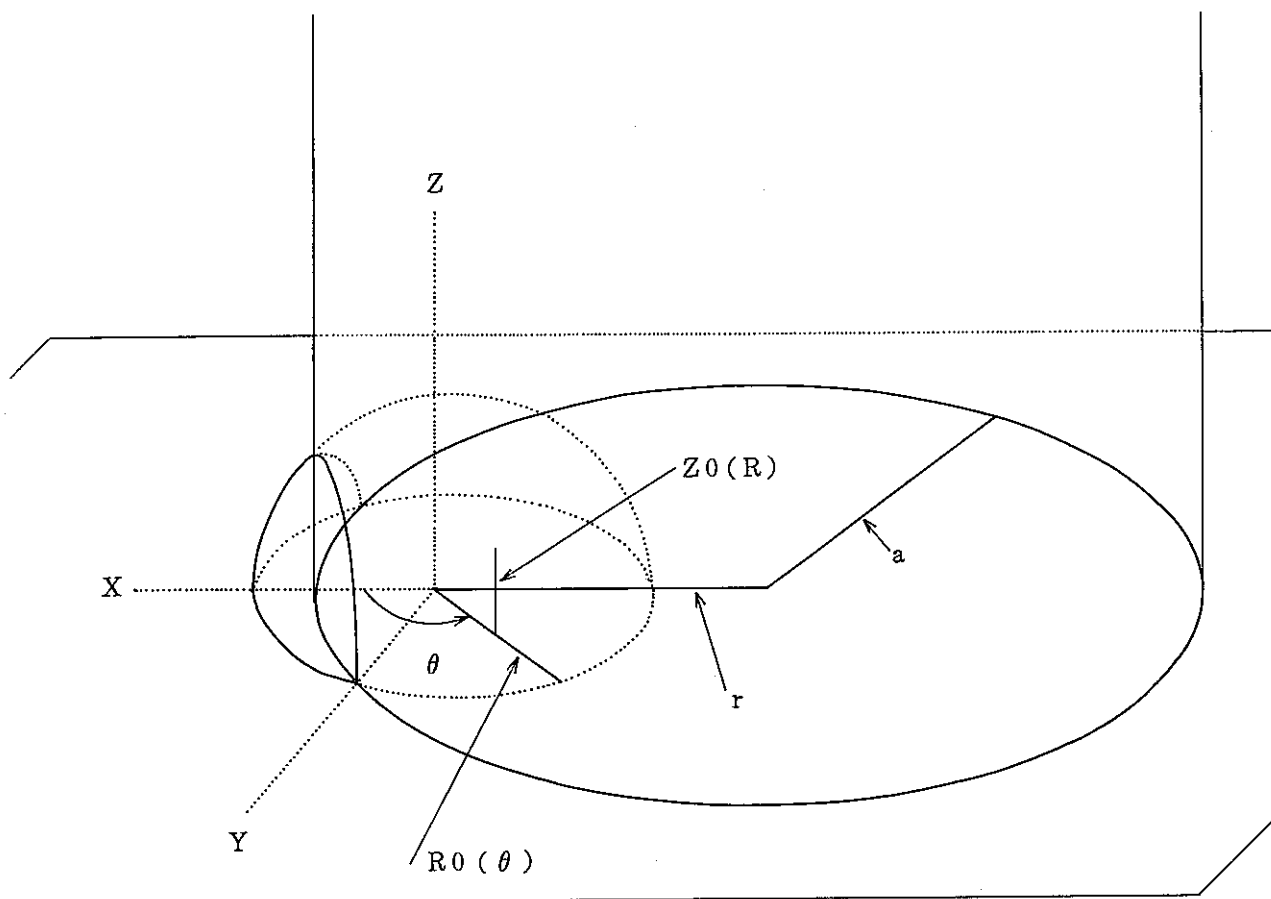


Fig. 2.4.1 Variables used to energy density deposited by a volumetric source of charged particles.
 レーザー管内部での核反応によるエネルギー付与解析体系

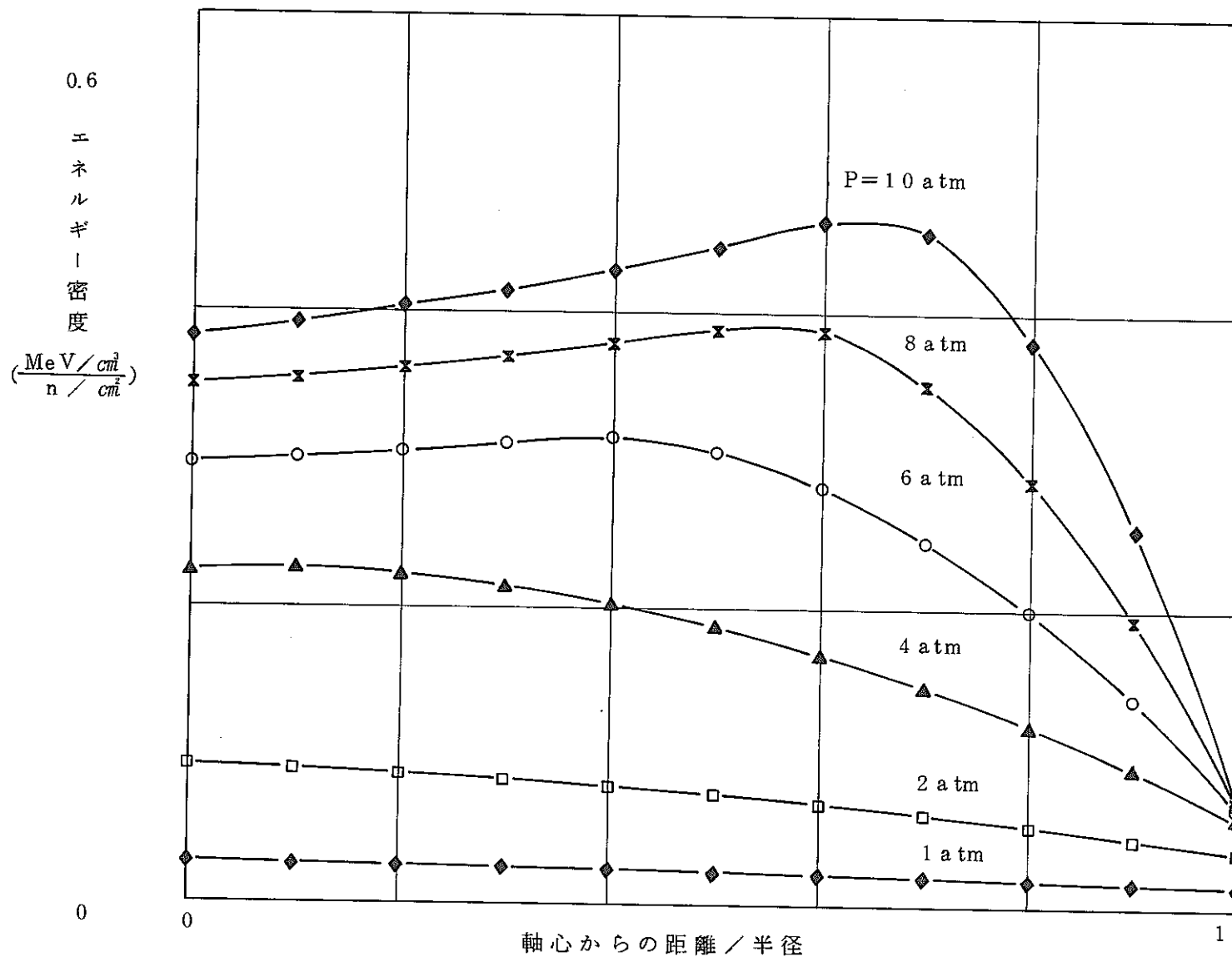


Fig. 2.4.2 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ^3He pressures. (tube radius:0.5cm)
 レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 0.5cmの場合

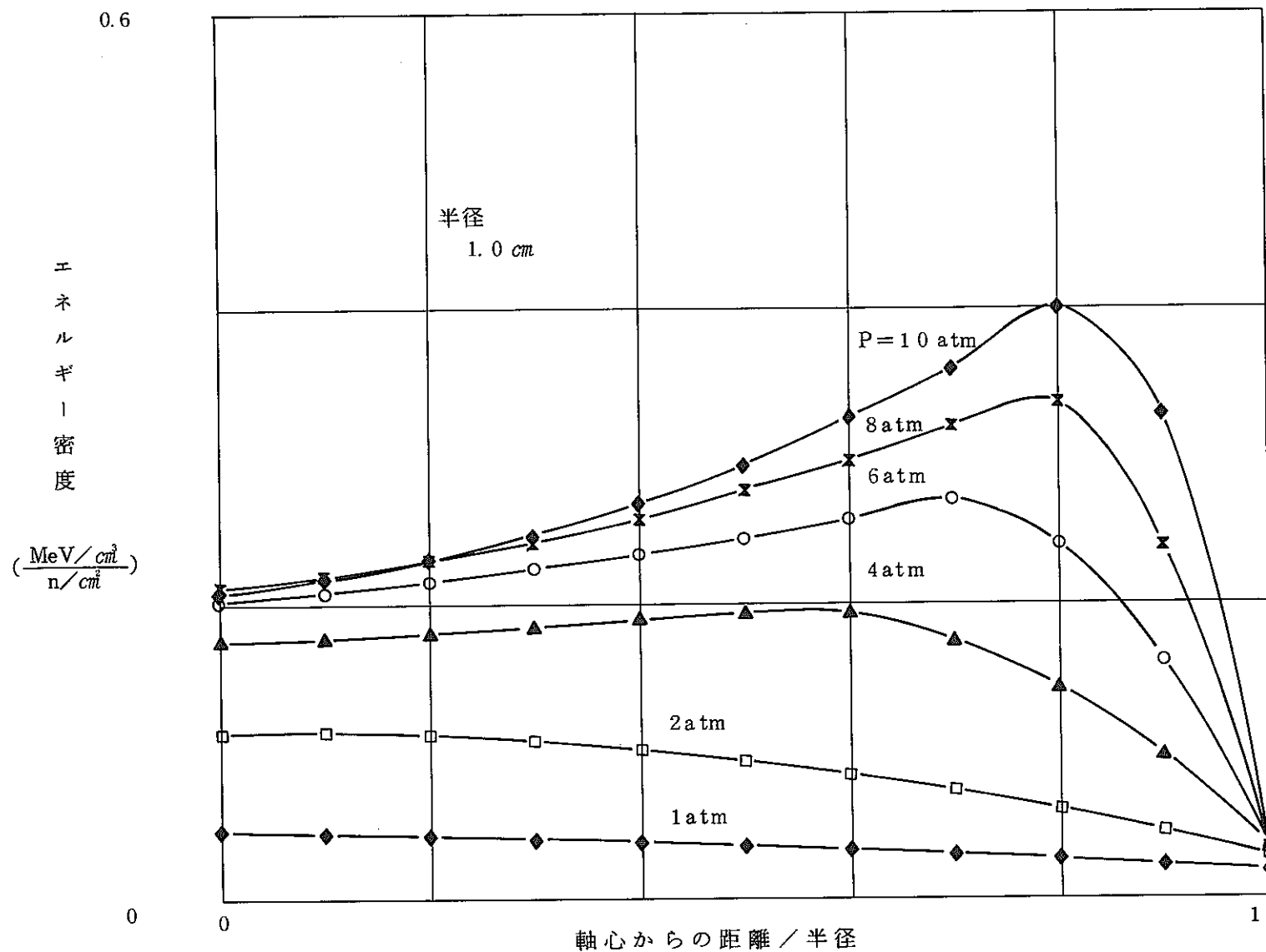


Fig. 2.4.3 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ^3He pressures. (tube radius:1.0cm)
 レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 1.0cmの場合

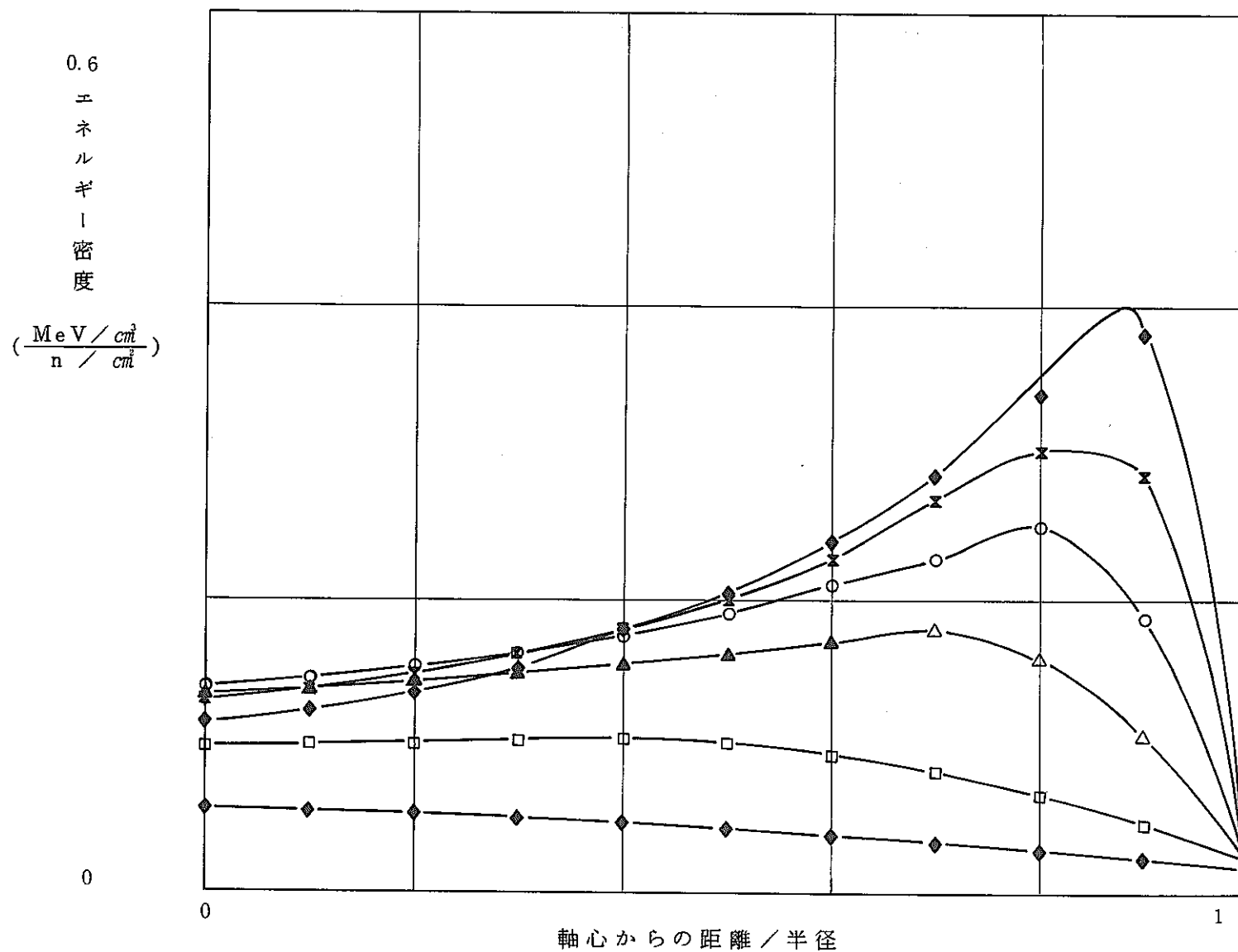


Fig. 2.4.4 Energy density (normalized in tube radius) as a function of distance from the tube centerline for various ^3He pressures. (tube radius:1.5cm)
レーザー管軸心からの距離 (半径で規格化) で表した内部のエネルギー密度分布 (フルエンスで規格化) 半径 1.5cmの場合

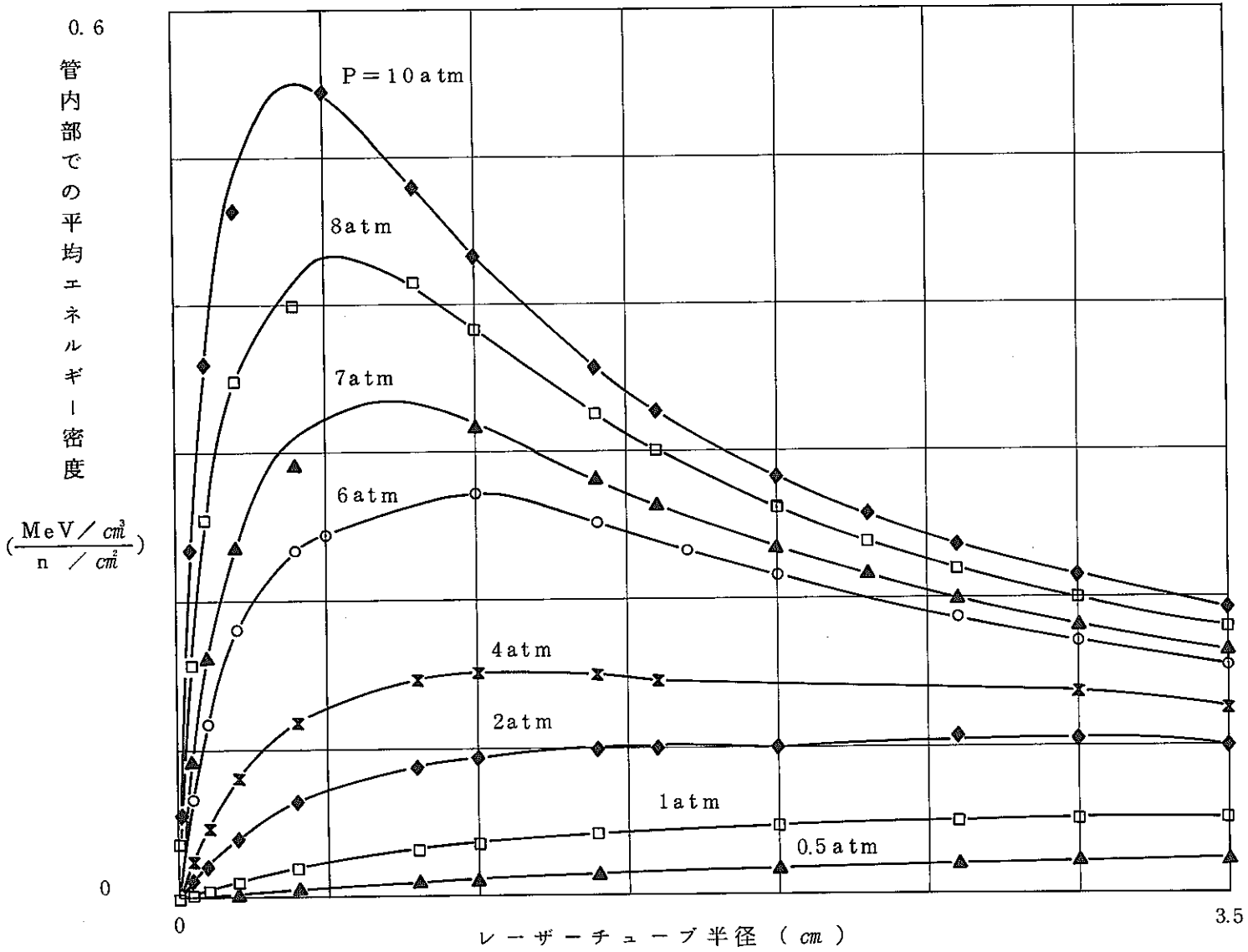


Fig. 2.5.1 Energy density (normalized by neutron fluence) averaged over the tube volume as a function of tube radius for various for ^3He pressures.
 レーザー管内部に与える平均エネルギー密度 (フルエンスで規格化)

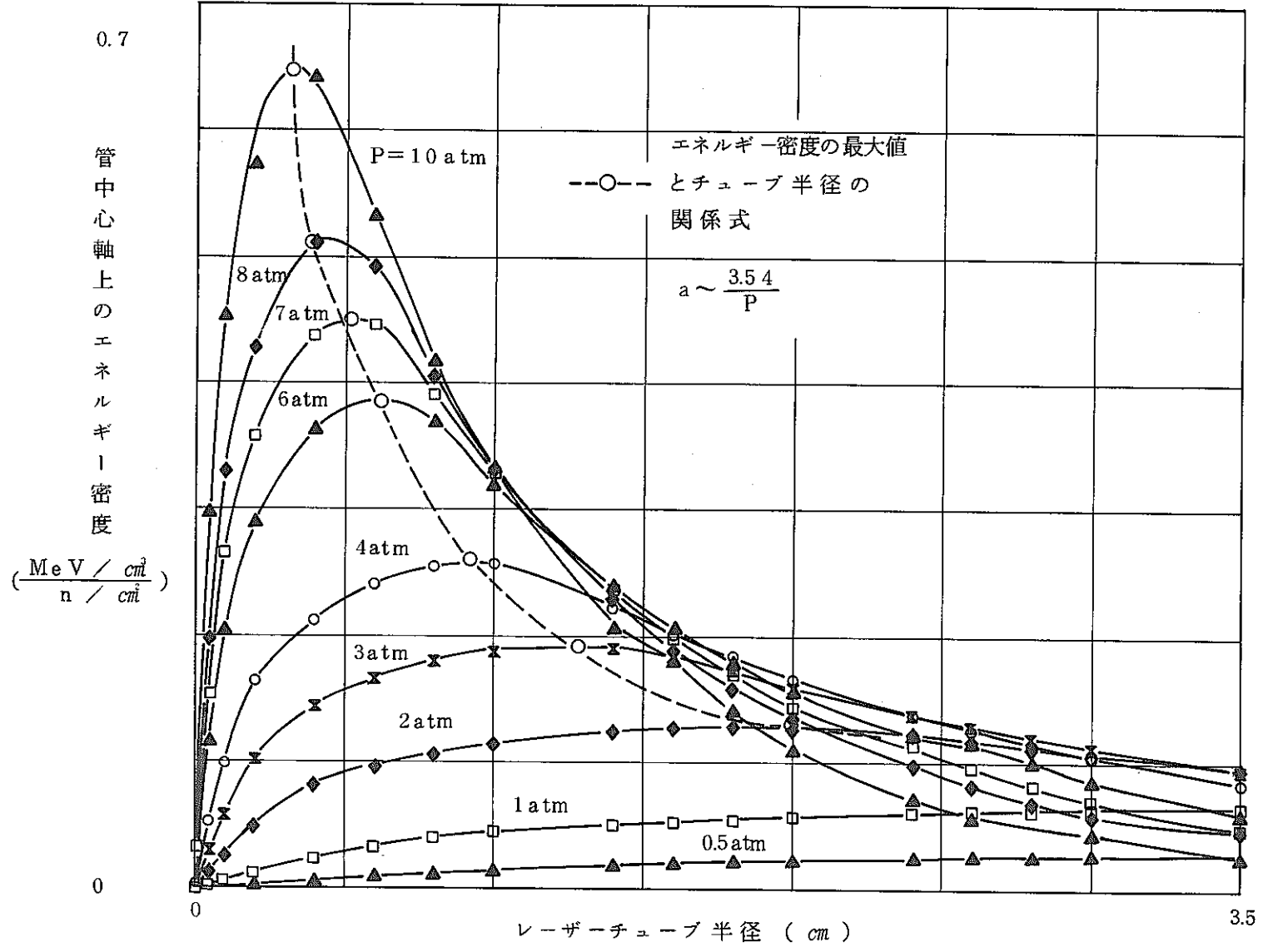


Fig. 2.6.1 Energy density (normalized by neutron fluence) on the centerline as a function of tube radius for various for ³He pressures.
 レーザー管中心軸におけるエネルギー密度 (フルエンスで規格化)

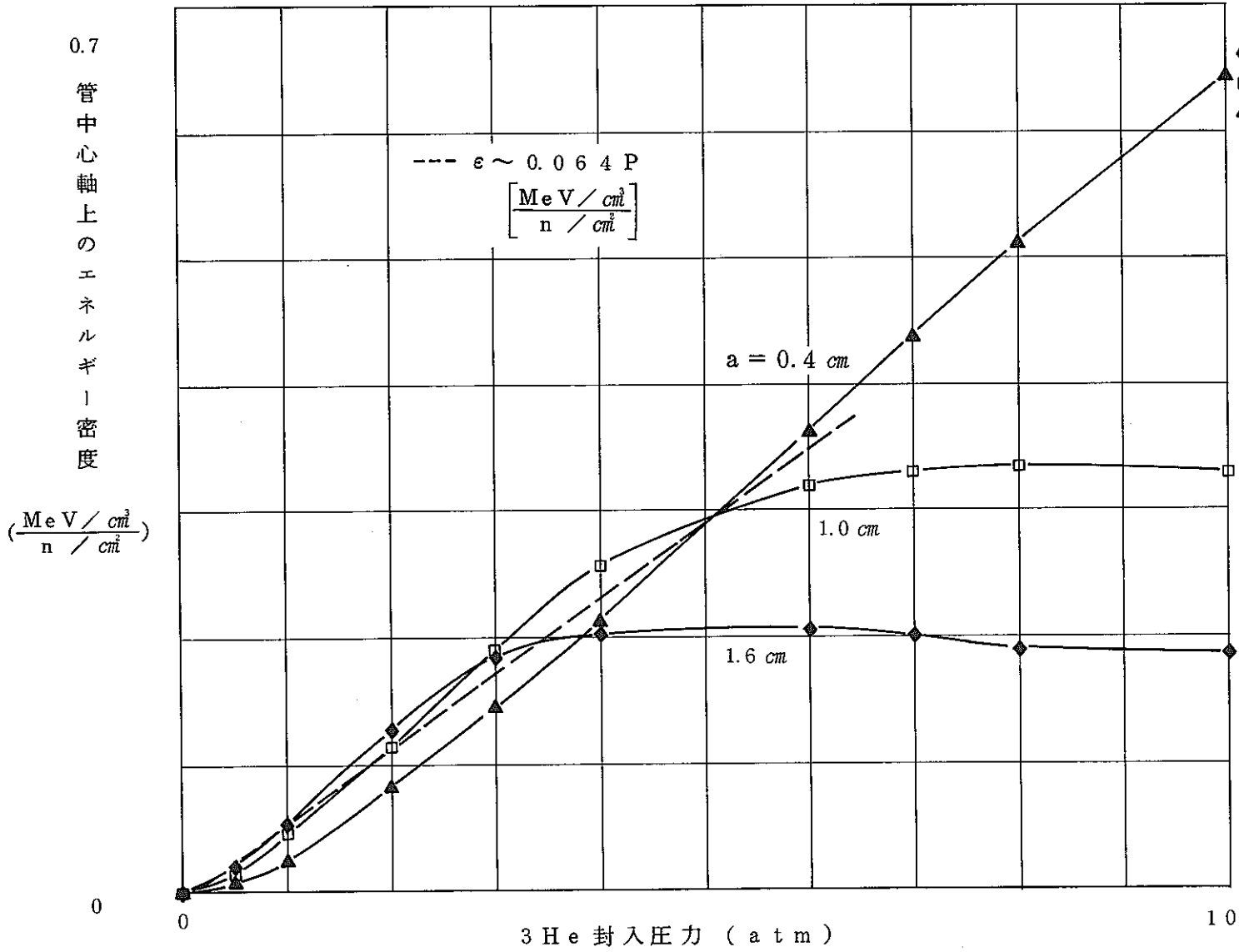


Fig. 2.6.2 Energy density (normalized neutron fluence) on the tube centerline as a function of ^3He pressure P for various tube radius.
レーザー管軸心のエネルギー密度と ^3He 圧力の関係

Number of Helium-3 and Triton within LASER Tube

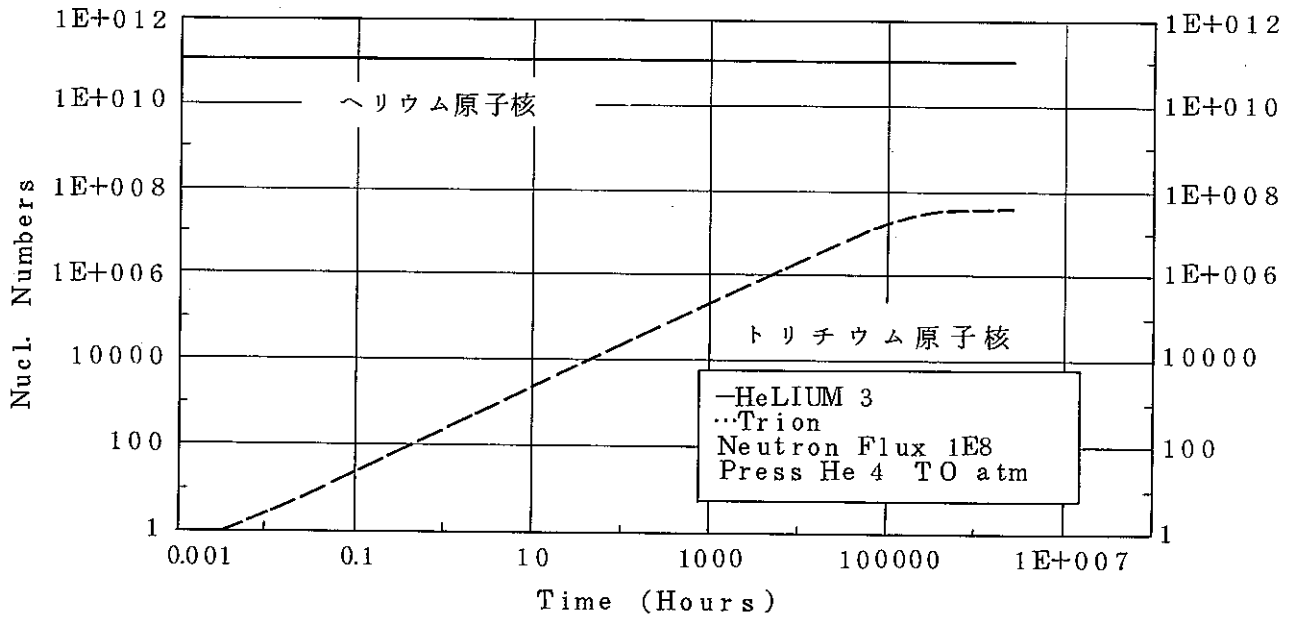


Fig. 3.1.1 Nucleus numbers of ³He and T within laser tube.
 Neutron flux=10⁸ (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の³HeとT原子核数の照射による変化
 中性子束=1×10⁸ (n/cm²/sec)

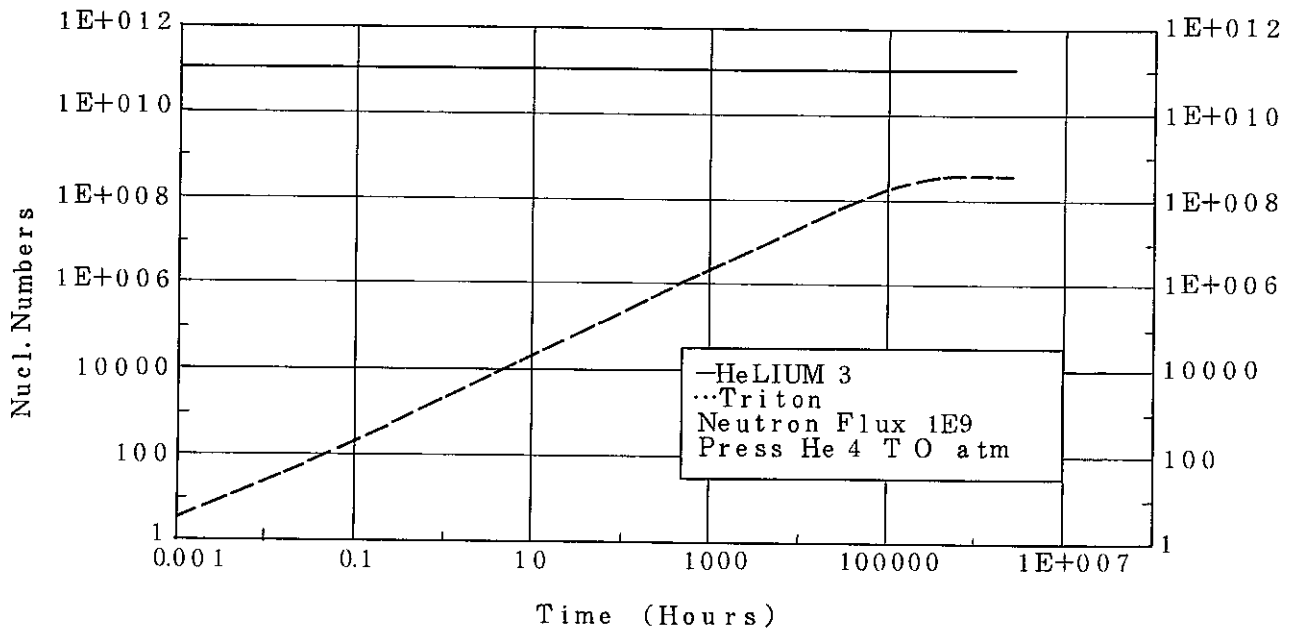


Fig. 3.1.2 Nucleus numbers of ³He and T within laser tube.
 Neutron flux=10⁹ (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の³HeとT原子核数の照射による変化
 中性子束=1×10⁹ (n/cm²/sec)

Number of Helium-3 Triton within LASER Tube

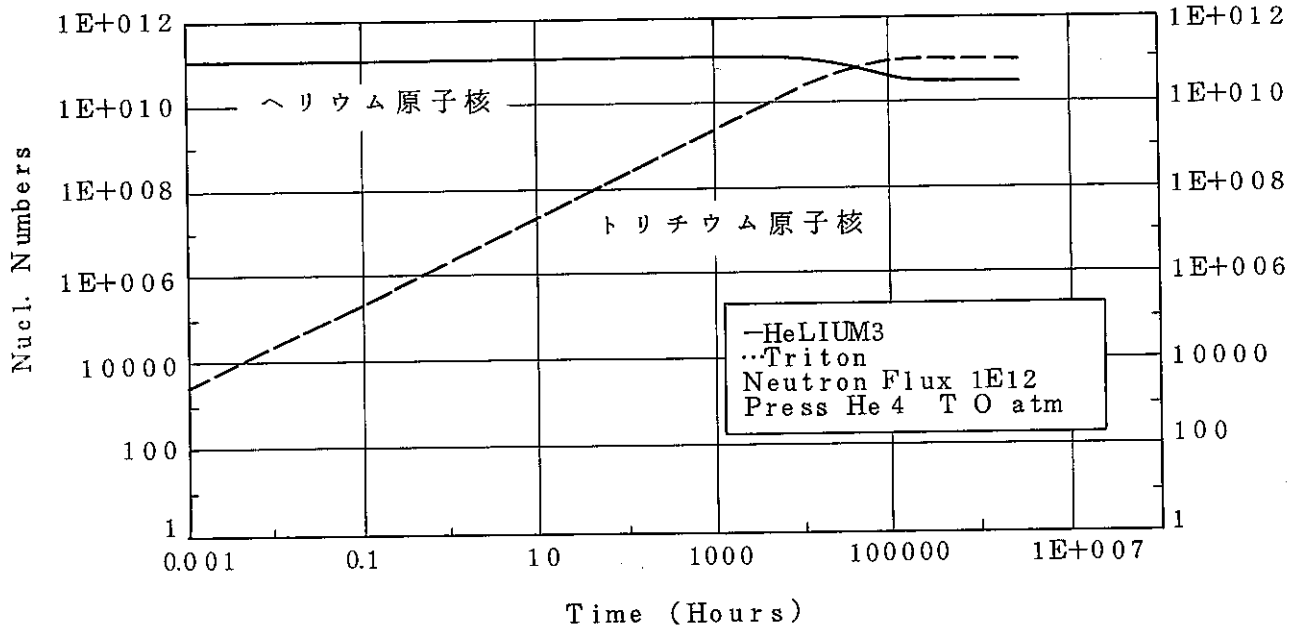


Fig. 3.1.5 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.
 Neutron flux = 10^{12} (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化
 中性子束 = 1×10^{12} (n/cm²/sec)

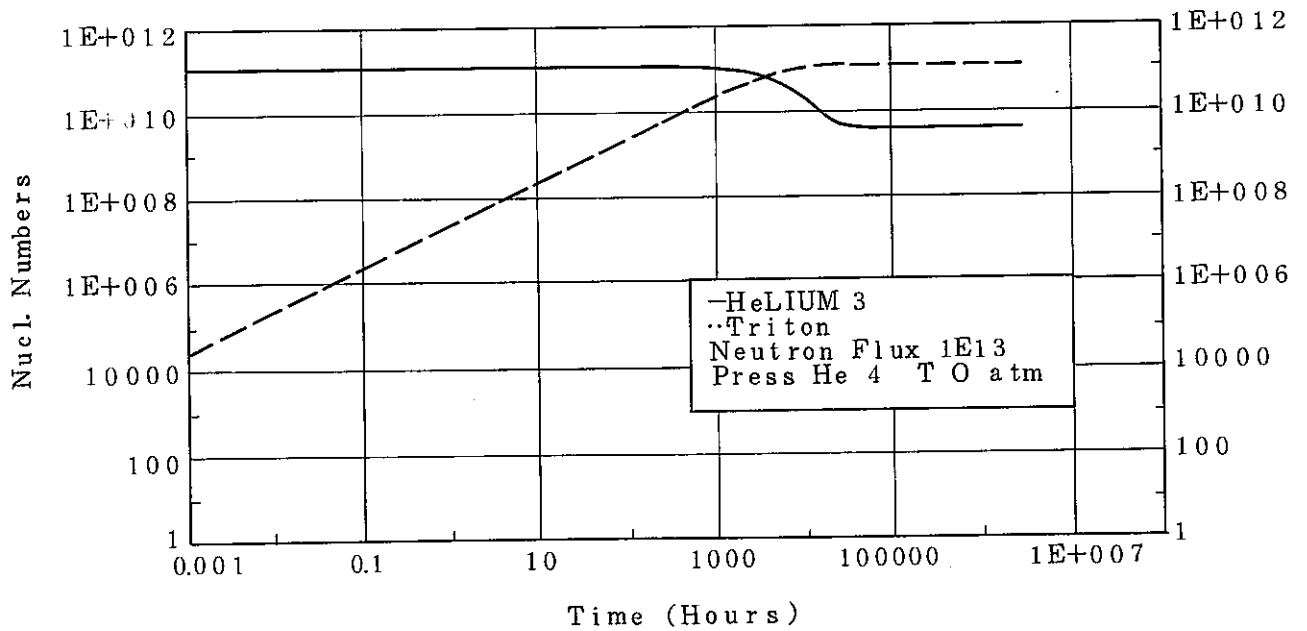


Fig. 3.1.6 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.
 Neutron flux = 10^{13} (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化
 中性子束 = 1×10^{13} (n/cm²/sec)

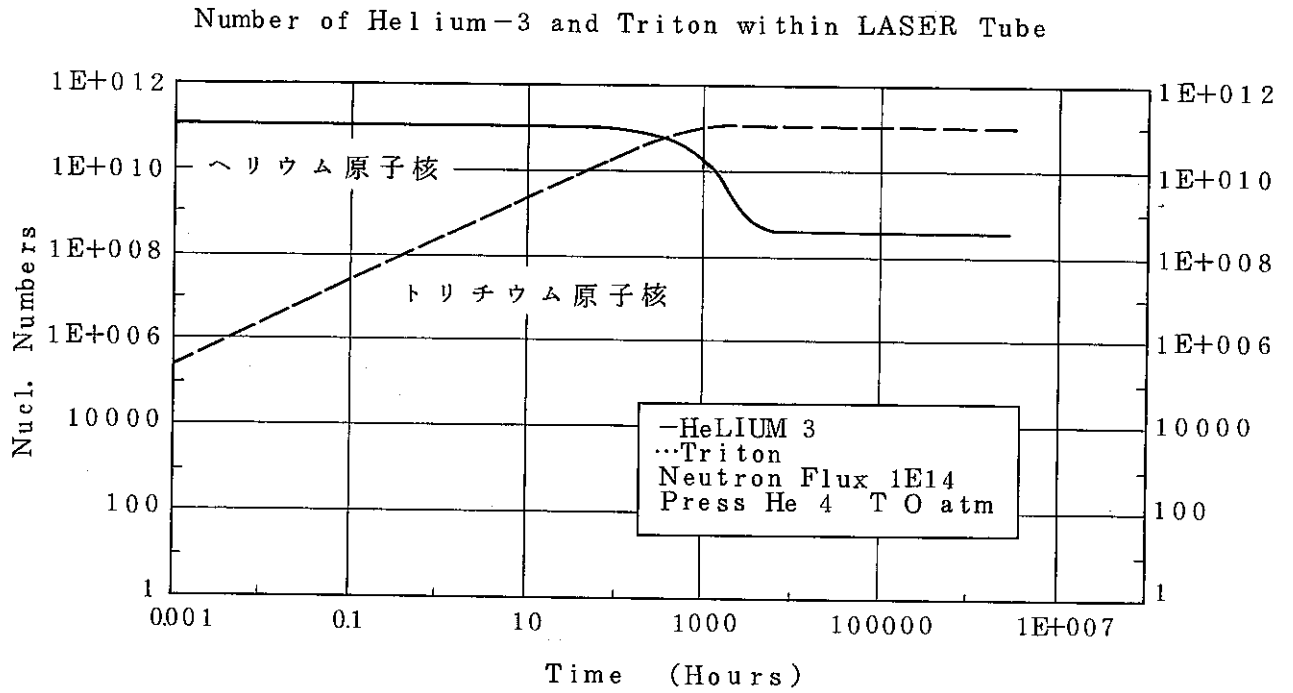


Fig. 3.1.7 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.
 Neutron flux = 10^{14} (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化
 中性子束 = 1×10^{14} (n/cm²/sec)

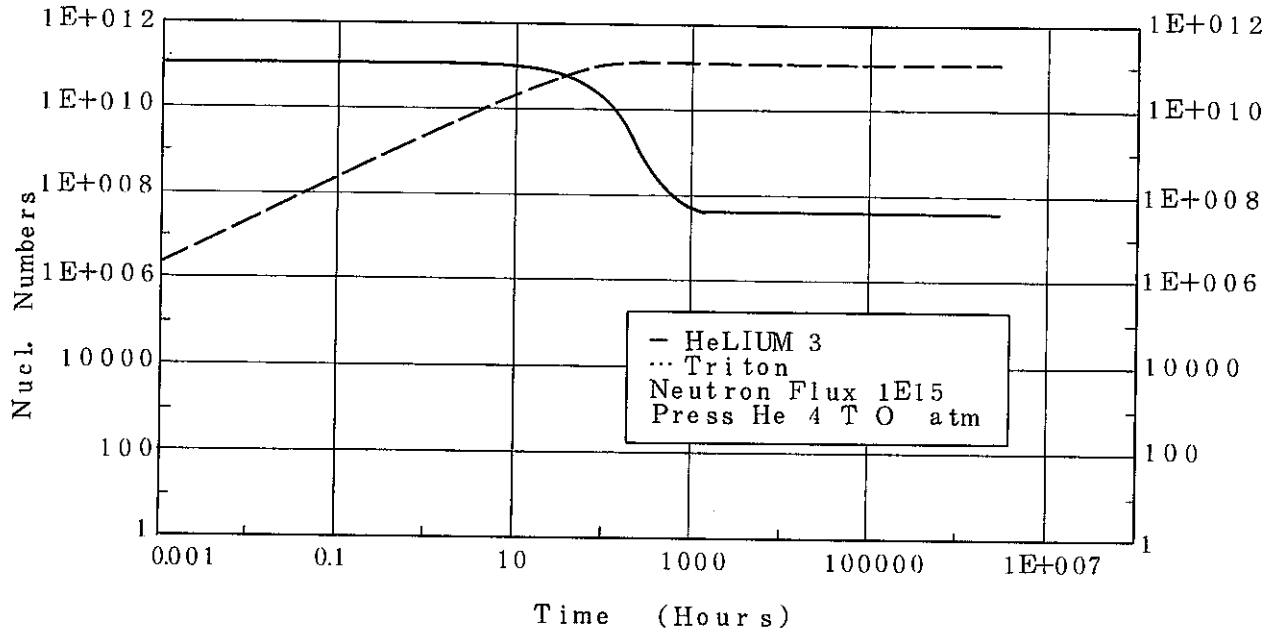


Fig. 3.1.8 Nucleus numbers of ^3He and T within laser tube.
 Neutron flux = 10^{15} (n/cm²/sec)
 レーザー管内部の ^3He と T 原子核数の照射による変化
 中性子束 = 1×10^{15} (n/cm²/sec)

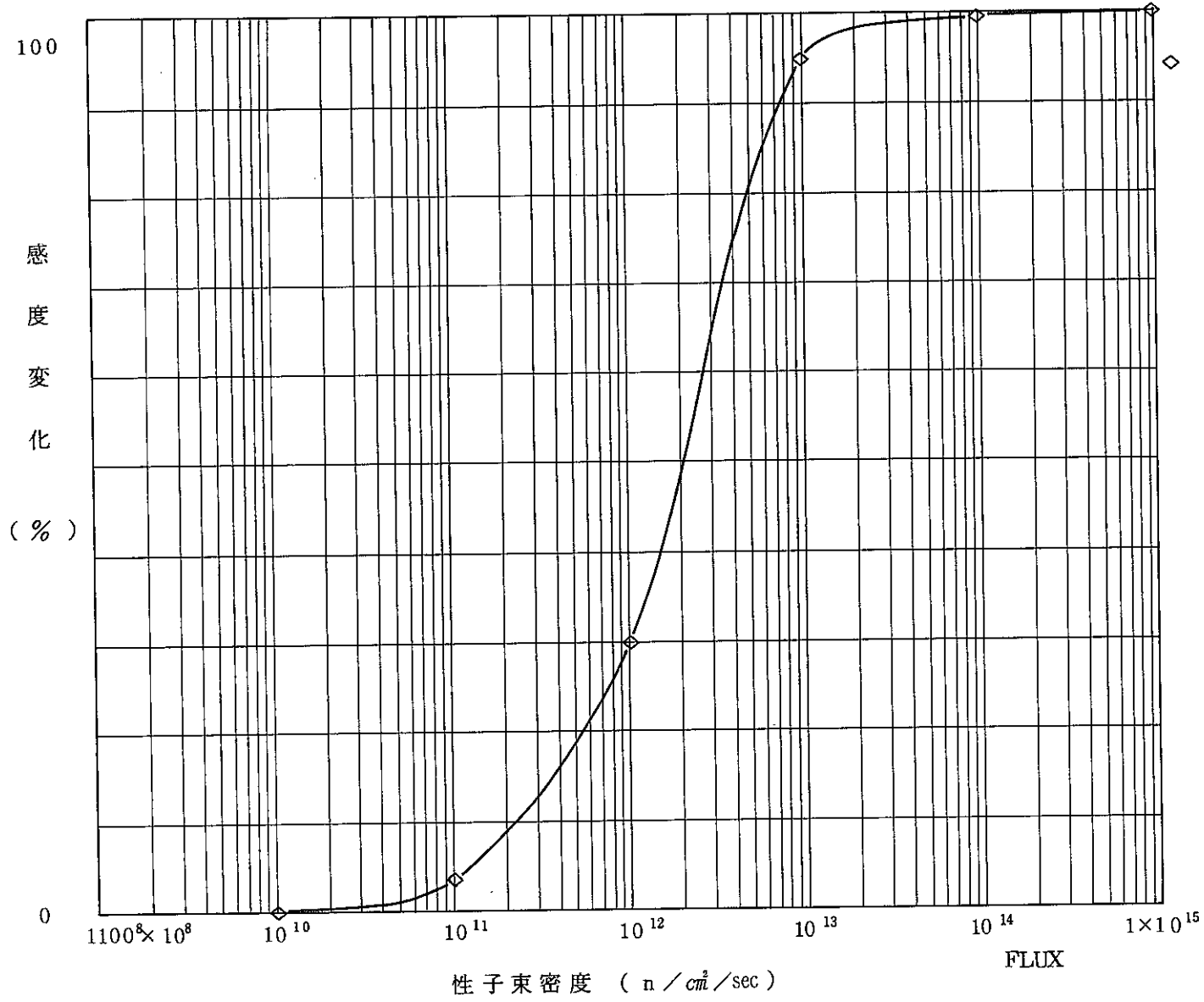


Fig. 3.1.9 Change of the sensitivity for neutron of the laser at ³He pressure 4 atm.
³He 封入圧力 4 気圧の時の中性子に対する感度変化 (2 万時間照射後変化)

照射によるヘリウムトリチウムの放射平衡までの時間

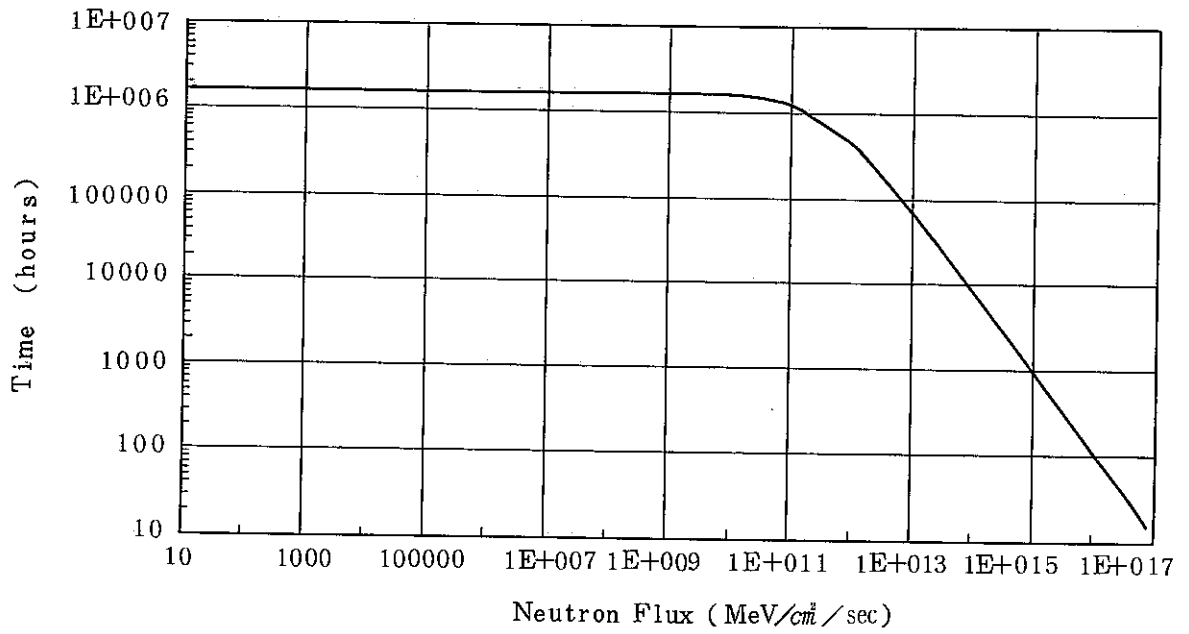


Fig. 3.2.1 Time until radioactive equilibrium within laser tube.
放射平衡までの時間

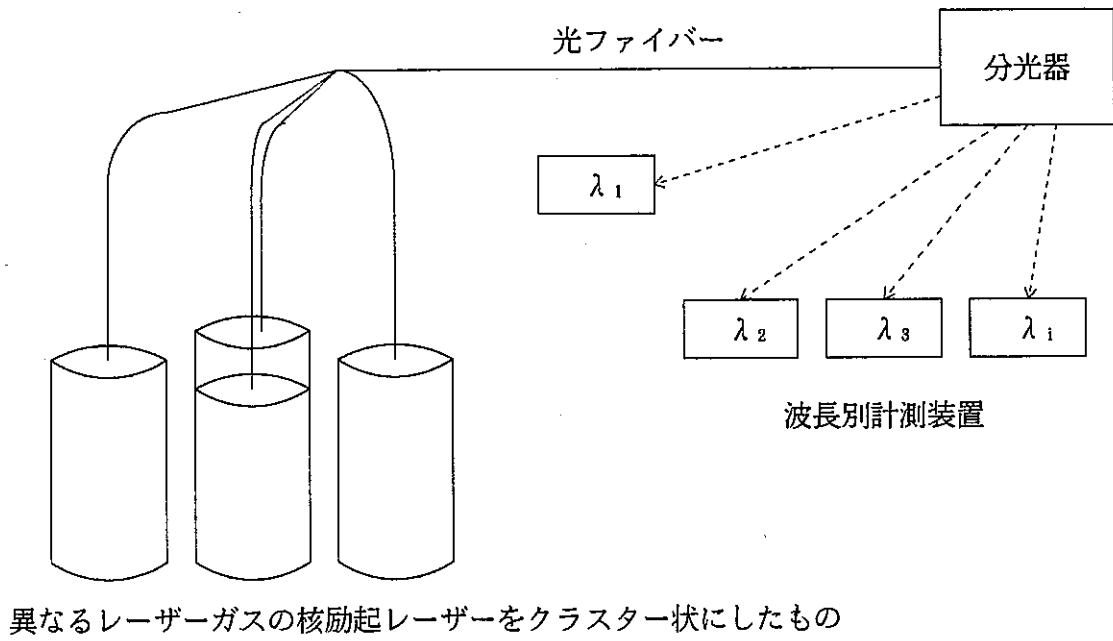


Fig. 4.1 Concept of neutron measurement system using cluster-type DNPLs.
クラスター状核励起レーザーによる中性子計測システム概念図

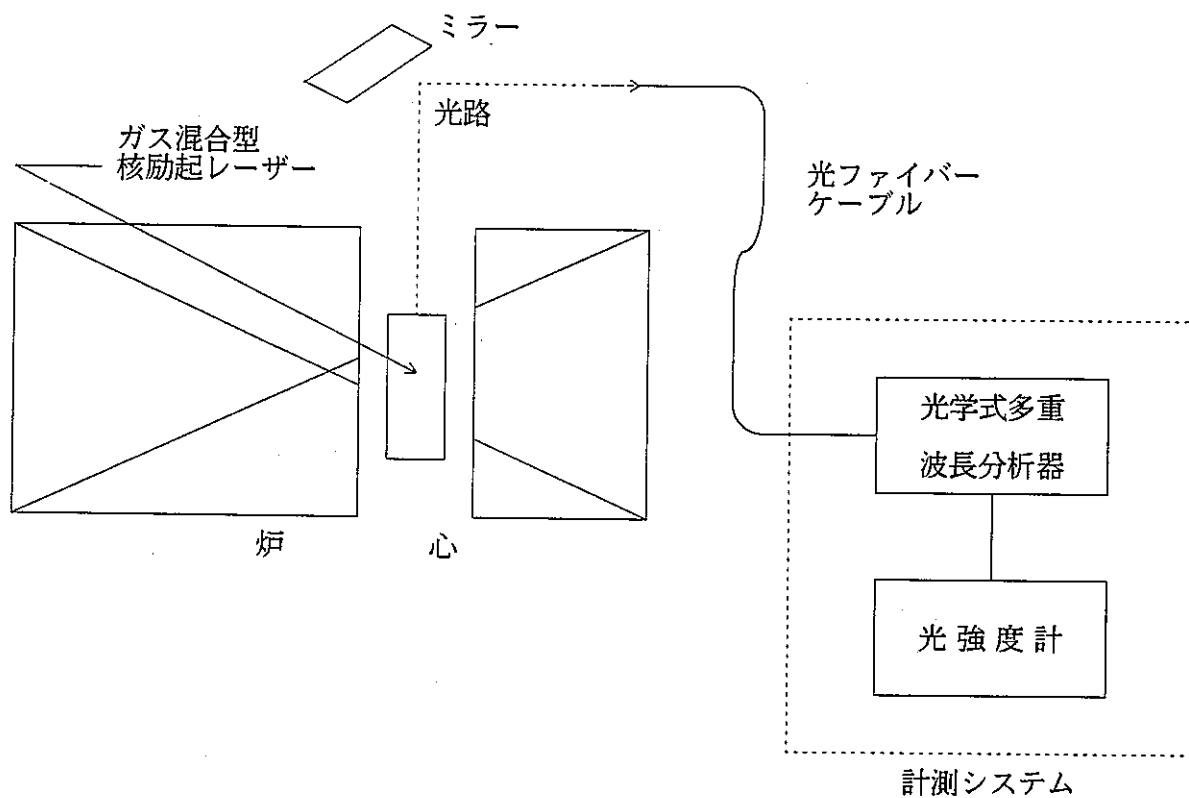


Fig. 4.2 Concept of neutron measurement system using multi-wavelength-type DNPL.
多波長発振型核励起レーザーによる中性子計測システム概念図

レーザー光
強度

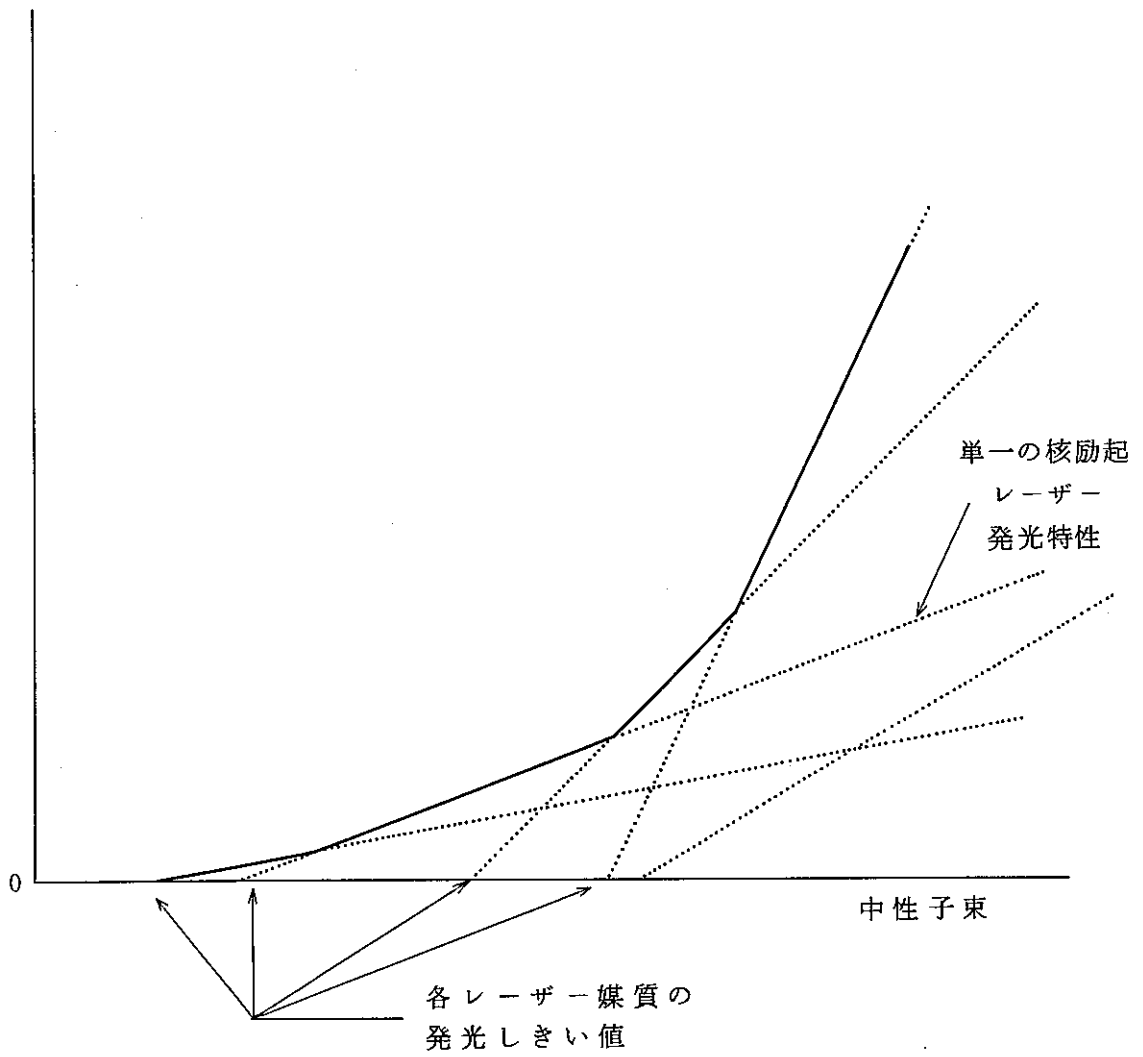


Fig. 4.3 Imaginary characteristic of multi-wavelength-type DNPL.
多波長型発振型核励起レーザーの発光特性

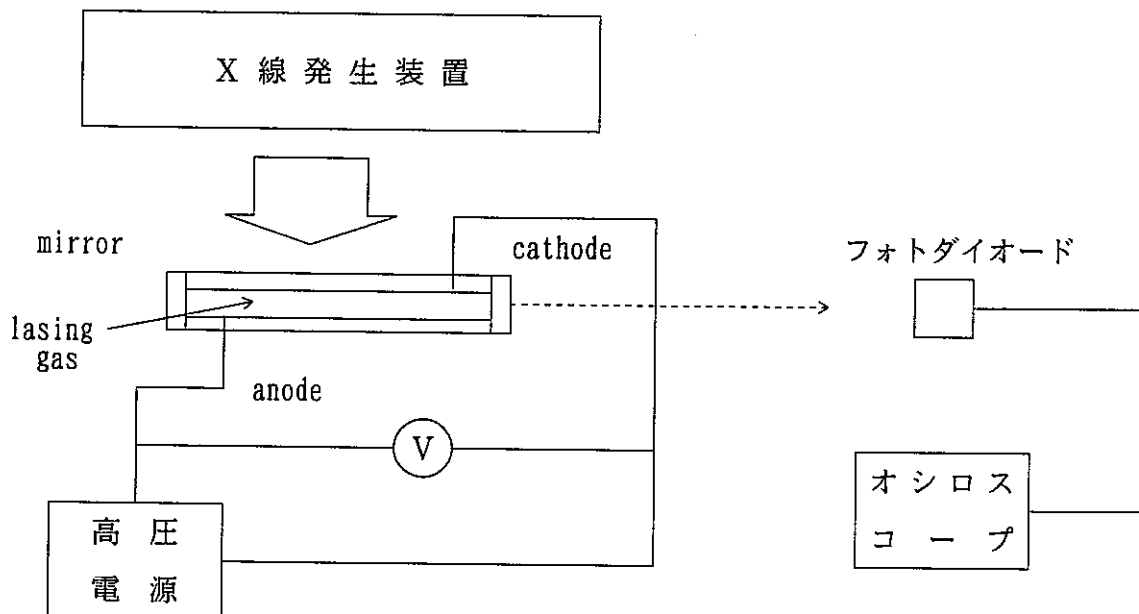


Fig.A. 2.1 Schematic diagram of the experiment of the X-ray trigger-type laser.
X線トリガー型レーザーの発振実験概略図

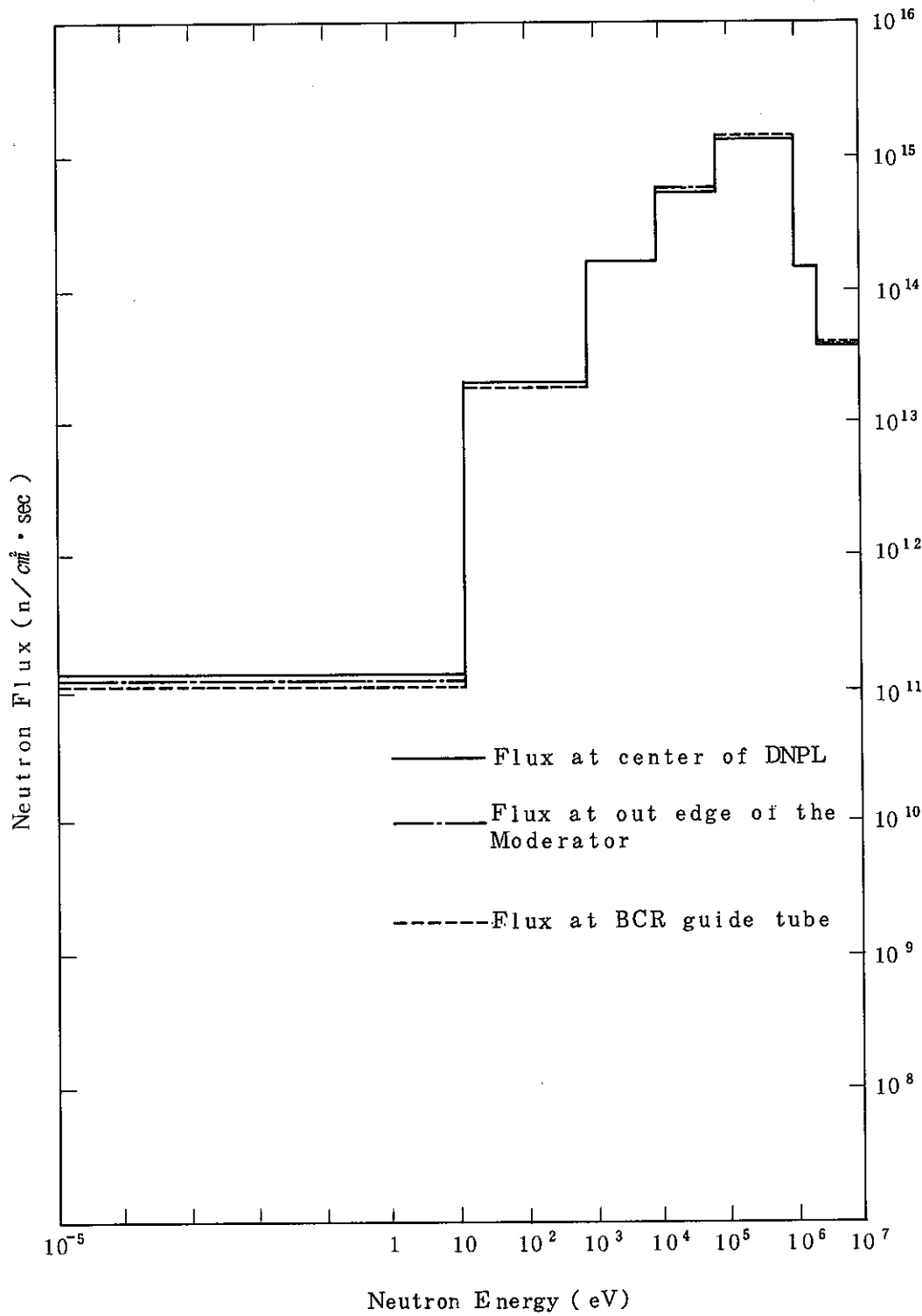


Fig. 5.1 Neutron flux near the neutron detector using DNPL inserted in-core of DEMO FBR.
 大型FBR実証炉心内に核励起レーザー型中性子検出器を挿荷した場合の周囲の中性子束密度

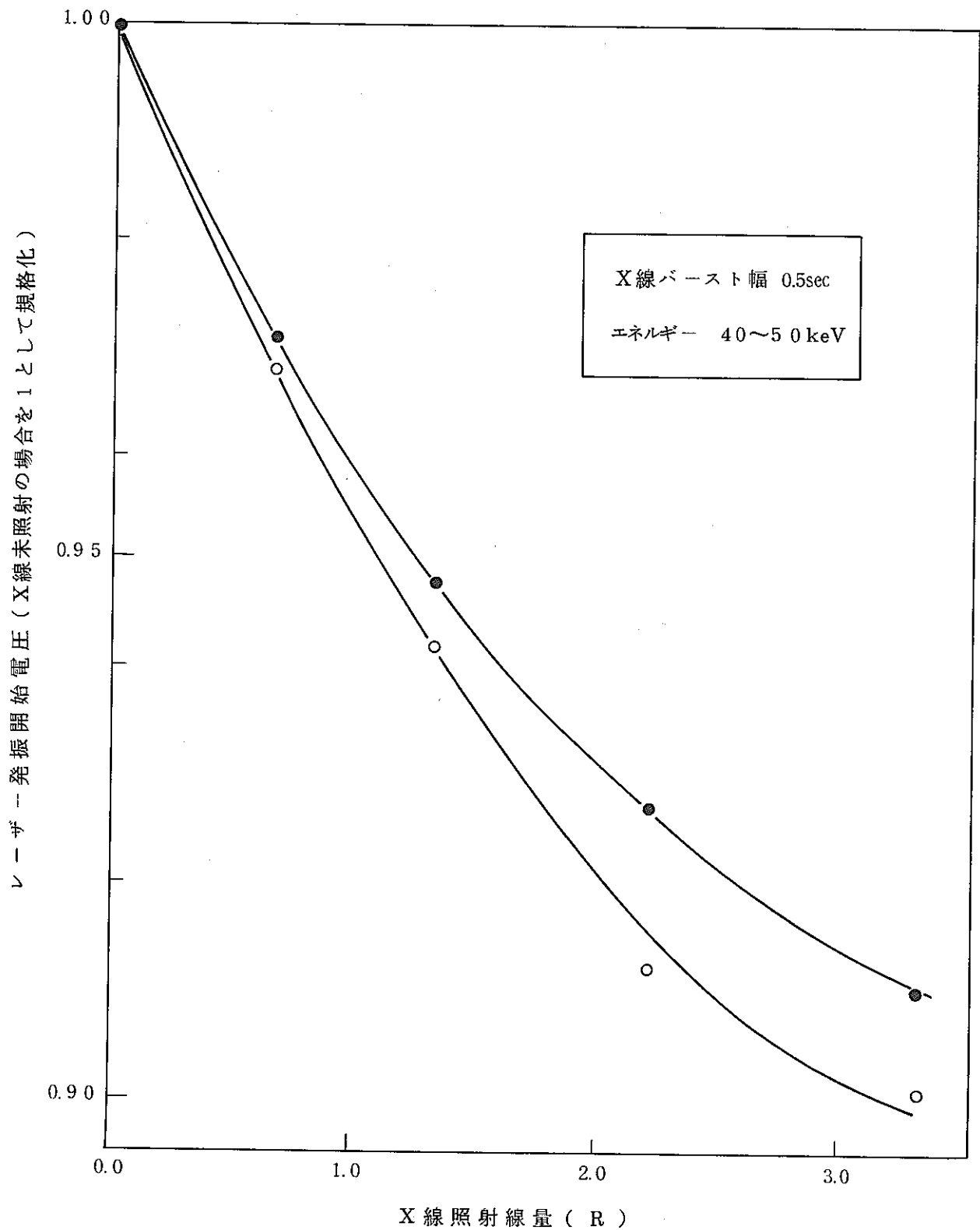


Fig. A. 2.2 A drop in starting and stopping potential by X-ray irradiation.
(normalized by non-irradiation case)
X線照射によるレーザー発振開始電圧の降下

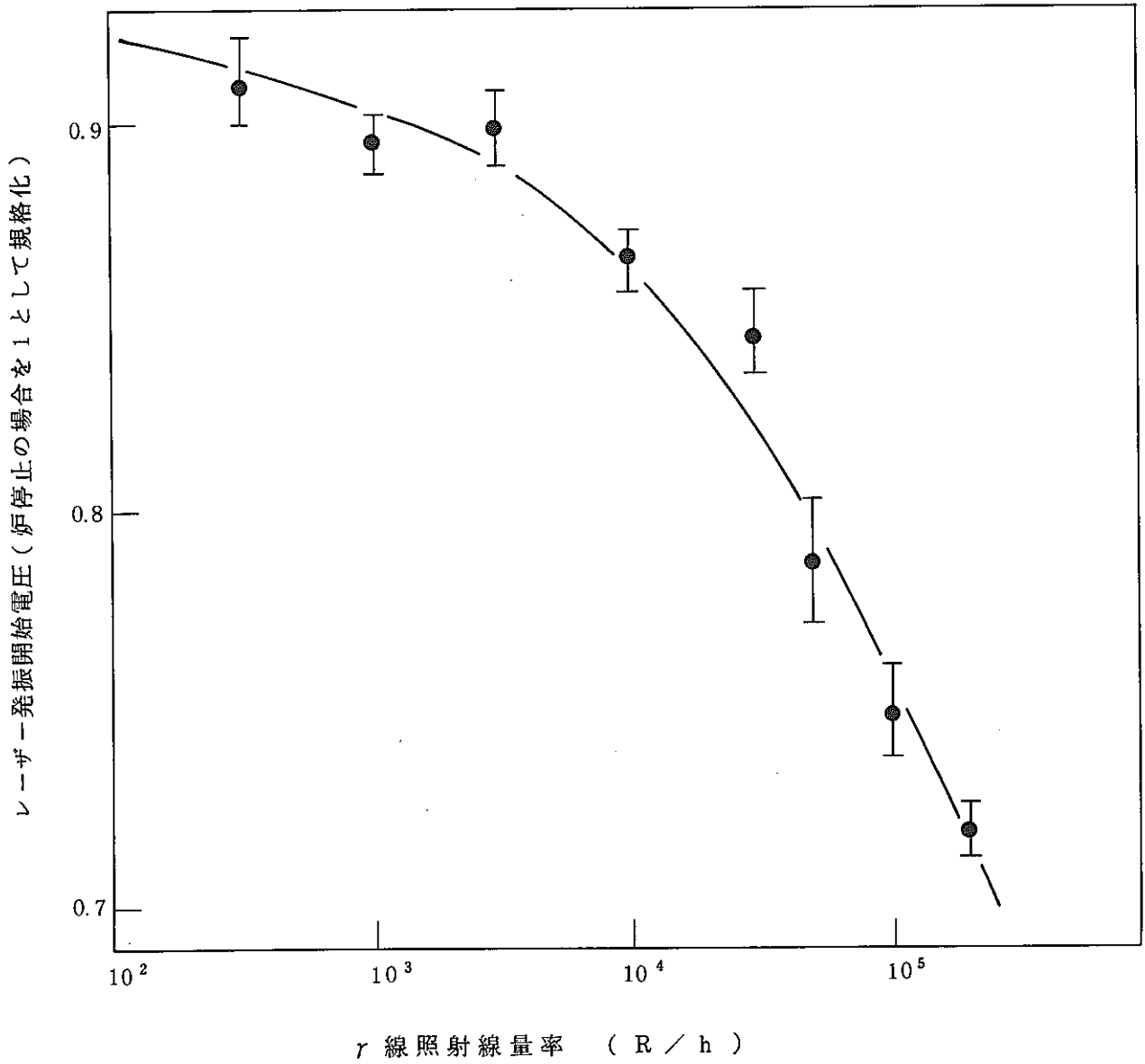


Fig. A. 2.3 A drop in starting and stopping potential by γ -ray irradiation.
 (normalized by non-irradiation case)
 γ線照射によるレーザー発振開始電圧の降下

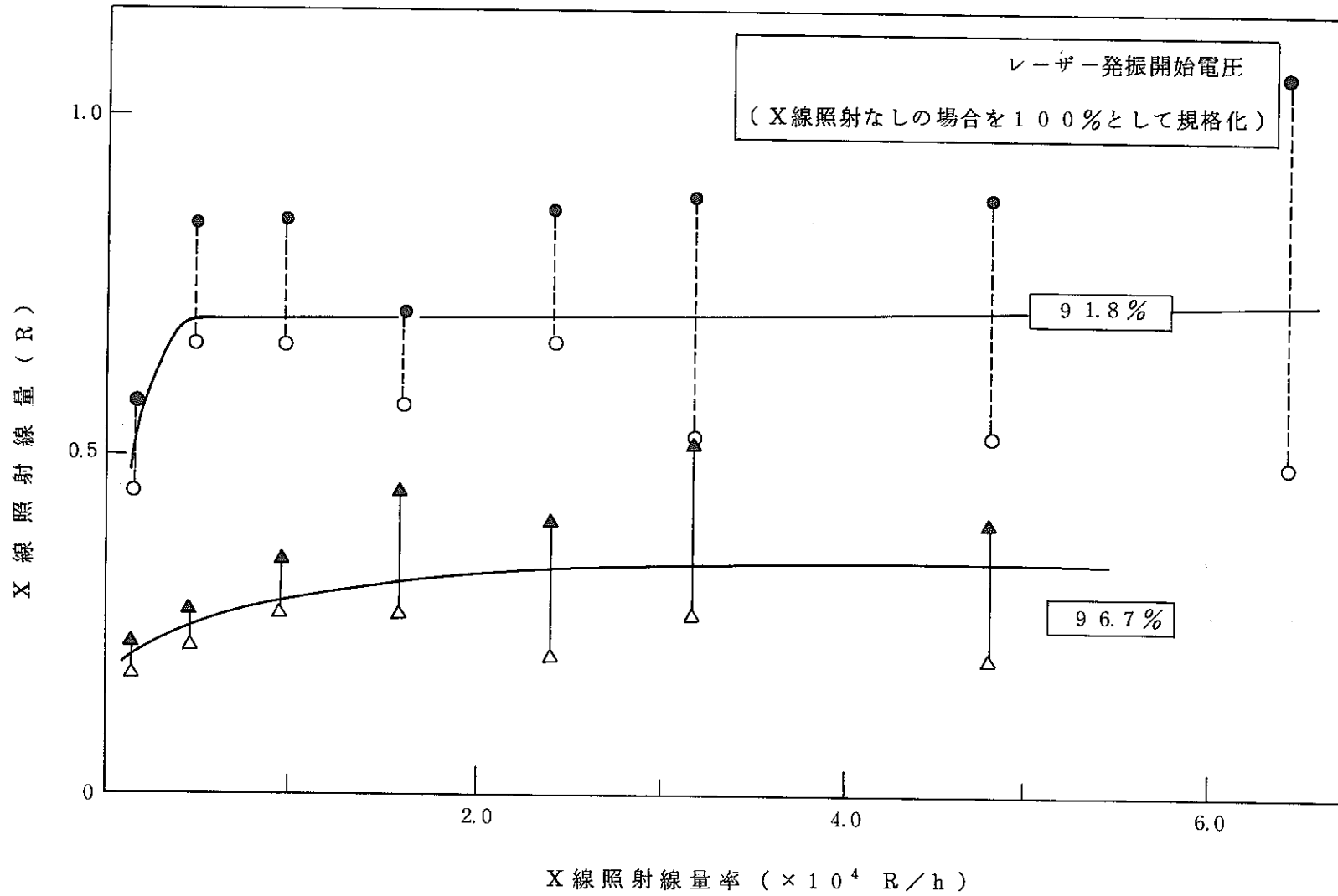


Fig. A. 2.4 The relation between expose dose and dose rate in lasing of the X-ray trigger-type laser.
X線トリガー型レーザー発振におけるX線照射線量と線量率の関係

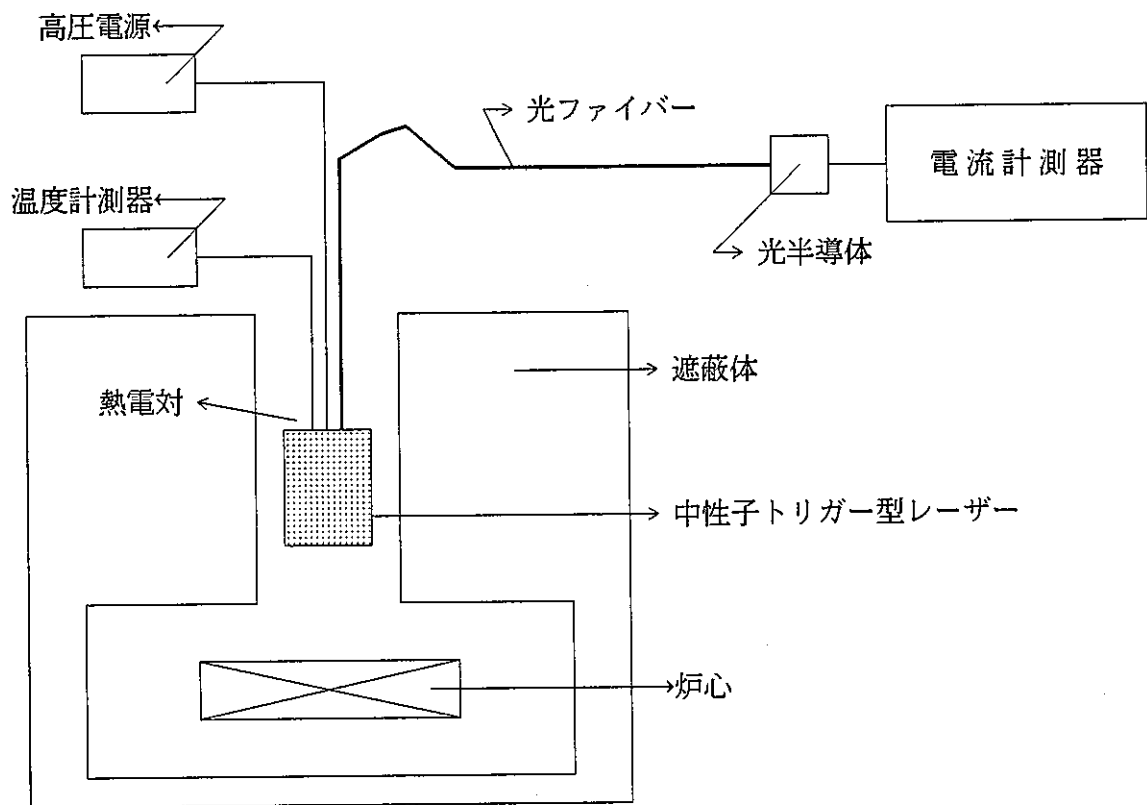


Fig.A. 2.5 Schematic diagram of the experiment of the neutron trigger-type laser.

(Fast neutron reactor [YAYOI] : University of Tokyo)

中性子トリガー型レーザーの発振実験概略図 (東大「弥生」炉)

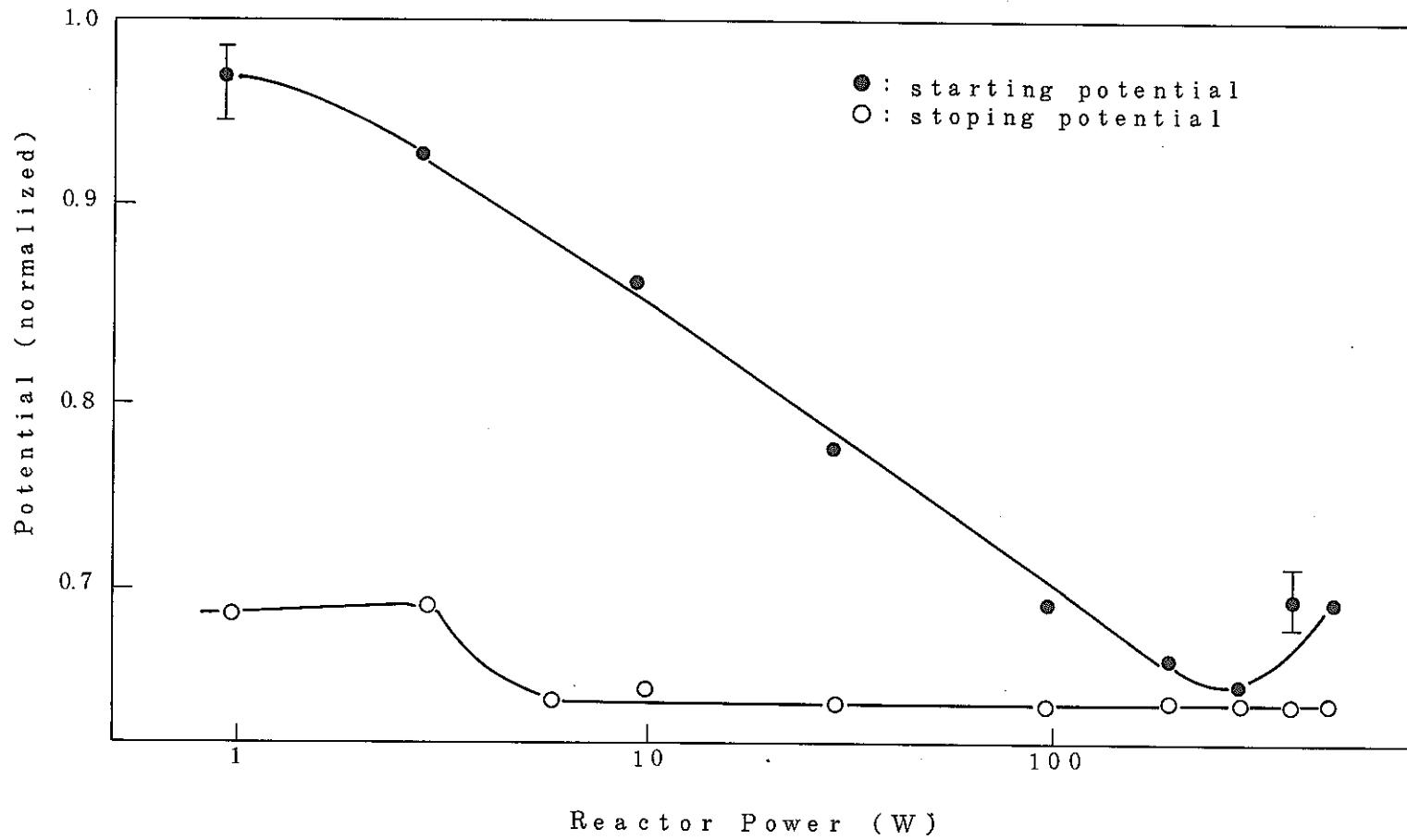


Fig.A. 2.6 A drop in starting and stopping potential by neutron irradiation.
(normalized by non-irradiation case)
中性子照射によるレーザー発振開始電圧の降下 (東大「弥生」炉)