トカマクにおける中性子発生率測定

西 谷 健 夫

(日本原子力研究所那珂研究所)

(1992年4月15日受理)

Neutron Yield Measurement in Tokamaks

Takeo Nishitani

(Received April 15, 1992)

Abstract

Absolutely calibrated measurements of the neutron yield are important for the evaluation of the plasma performance such as the fusion gain Q in D-D operating tokamaks. Time-resolved neutron yield is measured with neutron detectors using fission chamber in large tokamaks. The neutron detectors are calibrated by moving the ^{252}Cf neutron source toroidally through the vacuum vessel. In JT-60U, the detection efficiencies were measured by the toroidal scan of the neutron point source resulting the uncertainty of $\pm 11\%$. The maximum neutron yield of 1.3×10^{16} n/s and the fusion gain Q_{DT} of 0.2 were obtained in the initial D-D experiment of JT-60U.

Keywords :

neutron yield measurement, tokamak, absolute neutron calibration, fission chamber, fusion reactivity, fusion gain,

1. はじめに

重水素放電を行うトカマクにおける中性子計測は、当初は中性子エネルギースペクトルのドップラー効果を利用したイオン温度測定法とみなされていたが¹⁾、この方法はOH放電のみで有効であり、現在のトカマク実験の主な興味の対象である中性粒子入射(NBI)加熱プラズマなどの追加加熱プラズマでは、次章の述べるようにビームなどの高速イオンによって発生する中性子が主になるため、中性子スペクトルからイオン温度を求めることは困難である。また中性子スペクトロメータのダイナミックレンジの制限からどの放電でもイオン温度を出すという訳にはいかず、適切な中性子発生率の放電において0.5~1s毎にイオン温度を得たのが現在までの最良の例であり、定常的なイオン温度測定手段とはなり得ていないのが現状である。

Naka Fusion Research Establishment, Japan Atomic Energy Research Institute, Ibaraki 319-11.

一方、JET, JT-60U, TFTR など、プラズマの性能がブレイクイーブン(核融合利得 $Q=1$) 条件に近づいてくると、核融合出力、重水素プラズマの核融合利得 Q_{DD} または、それから換算した DT プラズマの核融合利得 Q_{DT} の議論が重要になり、それを測定する手段として、中性子発生率の絶対測定が重要になってきている。またこれまでプラズマ性能のパラメータとして蓄積エネルギーが用いられてきたが、中性子発生率は蓄積エネルギーとは異なったプラズマパラメータ依存性を有している。例えば、中性子発生率は不純物による燃料希釈のために実効電荷数 Z_{eff} や H/D 比に敏感であるのに対し、蓄積エネルギーはそれらにそれほど敏感でない。また中性子発生率では NBI などによる高速イオンの存在がより強調されて現れる等の違いがある。したがって、トカマクプラズマの輸送解析を行う上で、蓄積エネルギーと同様に中性子発生率も巨視的パラメータとなってきている²⁾。

本稿では、トカマクで行われている中性子発生率測定の現状と、中性子発生率測定で最も大きな課題である、その絶対較正について述べ、最後に JT-60U における最近の測定結果を紹介する。

2. 中性子の発生過程

はじめに磁場閉じ込めプラズマ、特に NBI 加熱プラズマにおける中性子発生過程を簡単に復習しておく。NBI でなくともイオンの速度分布関数にテイルを有するような加熱方法であれば、議論は同じである。NBI 加熱プラズマにおいて中性子は、熱核融合反応(熱成分-熱成分)、ビーム成分-熱成分反応、ビーム成分-ビーム成分反応の3つの過程で発生する。中性子発生率を S_n とすると、

$$S_n = n_D^2 V K_1(T_i) + \left\langle \frac{n_D}{n_e} \right\rangle P T_e^{3/2} K_2(E_0, T_e, T_i) + \frac{P^2 T_e^3}{\langle n_e^2 \rangle V} K_3(E_0, T_e) \quad (1)$$

で表される³⁾。右辺の各項はそれぞれ熱核融合反応、ビーム成分-熱成分反応、ビーム成分-ビーム成分反応に対応している。ここで、 P は入力パワー、 V はプラズマ体積、 K_i はそれぞれの過程の反応に寄与するイオンの速度空間で平均した核融合反応率 $\langle \sigma v \rangle$ である。第2項および3項の $T_e^{3/2}$ 、 T_e^3 は高速イオンの減速時間の電子温度依存性として現れる。重水素プラズマでは、核融合反応率 K_1 はイオン温度の強い関数であり、 $T_i \sim 3\text{keV}$ では T_i^{-4} 程度の依存性を持つ。一方、 K_2 、 K_3 は重水素ビーム入射の場合イオン温度に対し弱い増加関数である。 K_1 、 K_2 、 K_3 の具体的な形や数値は文献^{4~7)}を参照されたい。

3. 中性発生率計測

トカマクにおける中性子発生量の計測は放射化箔法と中性子検出器(中性子カウンター)で行われている。放射化箔法は金属箔を放電前に気送管で真空容器近傍に送り込み、放電後回収してその放射化量から中性子発生量を求めるもので、JET⁸⁾、TFTR⁹⁾等で行われている。測定量は放電中の積算値であるので、時間変化が解らないという欠点はあるが、 γ 線やその他のノイズに全く不感であり、本質的にその位置における中

中性子束に対しては絶対測定である。しかし実験上は、やはり中性子発生率の時間変化に興味を持たれる。そこで、本稿では中性子検出器による中性子発生率の時間変化測定を中心に述べる。

3.1 中性子検出器の選択

現在の大型トカマク装置のNBI加熱実験では高速イオンの減速時間程度(～100ms)のタイムスケールで中性子発生率が $10^4 \sim 10^6$ 変化するので、中性子検出器には広いダイナミックレンジと速い時間応答性が要求される。また γ 線や硬X線を容易に弁別することも必要である。このような広いダイナミックレンジと速い時間応答性を1つの中性子検出器で満たすためには、パルスを一つ一つ計測するいわゆるパルス計数モードのみでは不可能であり、DC的に測定できること(電流モードなど)が必要である。

中性子検出器としては、 BF_3 比例計数管、 ^3He 比例計数管、フィッションチェンバーなどがあるが、JT-60U¹⁰⁾、JET¹¹⁾、TFTR^{12,13)}など大型トカマク装置では、フィッションチェンバーが主流となっている。 BF_3 比例計数管や ^3He 比例計数管は $^{10}\text{B}(\text{n}, \alpha)^7\text{Li}$ と $^3\text{He}(\text{n}, \text{p})\text{T}$ 反応を利用しており、反応の発生エネルギーは、それぞれ2.78MeV、0.77MeVである。これに対し、ウランの核分裂反応の発生エネルギーは200MeV近く、バックグラウンドとなる、硬X線や γ 線(約10MeV以下)を容易に弁別することができる。また比例計数管では、高計数率になってくると電子に比べて移動度の小さい陽イオンが管内に残り、実効的な電界が低下し(空間電荷効果)、ガス増幅率が減少する。したがってパルスを一つ一つ計数できないような高計数率領域で電流モードによって測定しようとしても、出力電流と計数率の直線性は失われてしまう。それに対し電離箱では、ガス増幅を行わないので陽イオンによる空間電荷効果は起こりにくく、また起こって多少の電界が変動してもパルス波高(または検出中性子1個当たりの出力電流)に変化を生じないので電流モードで使用すれば、広い中性子束に対し、直線性が得られる。

フィッションチェンバーは電離箱領域で作動しているので、電流モードでの測定が可能であり、また核分裂によって放出されるエネルギーが大きいので一つ一つのパルスの電荷量が大きく、ガス増幅なしでもパルス計数モードでの使用も可能である。したがって、フィッションチェンバーはトカマクの中性子発生率測定に最も適した中性子検出器であるといえる。

3.2 フィッションチェンバーを用いた中性子検出器

大型トカマクでは ^{235}U と ^{238}U のフィッションチェンバーを用いた中性子検出器を一对で使用している。図1にJT-60Uに使用されているフィッションチェンバーの中性子検出器の構造を示す¹⁰⁾。よく知られているように ^{235}U の核分裂反応断面積は $1/v$ (v :中性子の速度)依存性をもっているの、核融合反応からの中性子に対する検出感度を大きくするために、ポリエチレンの減速材で、フィッションチェンバーを囲んでおり、さらに、実験室内で熱化した中性子の寄与を除くために、カドミウムで外側を被っている。ポリエチレンの減速材の厚さを変えたときの検出感度曲線(1次元中性子輸送コードANISNによる)を図2示す。

図1. JT-60Uにおけるフィッションチェンバーを用いた中性子検出器の構造。

図2. ^{235}U フィッションチェンバーを用いた中性子検出器の感度曲線の減速材厚依存性(1次元中性子輸送コードANISNによる)。

これからポリエチレンの減速材厚を5cm にすれば MeV 領域から eV 領域に渡ってほぼ一定の検出感度が得られることがわかる。

同じウランの量を使用した場合、 ^{238}U のフィッションチェンバーを用いた中性子検出器の感度は ^{235}U の中性子検出器の約 10^{-3} である。現在の重水素放電では ^{235}U の中性子検出器のみで十分測定可能であるが、DT 放電の計画(JET, TFTR)や500keV 負イオン源 NBI の計画(JT-60U)があり、その際の高い中性子発生率に対応するため、 ^{238}U の中性子検出器も用意している。 ^{238}U の核分裂反応は約1MeV 以上の中性子に対して起こるので、 ^{238}U の中性子検出器の感度曲線は ^{235}U のものと大きく異なる。したがって単に感度

が小さい検出器が必要なだけならば ^{238}U を用いるより、ウランの量が少ない ^{235}U の検出器を用いる方が好ましいが、その感度曲線の違いを利用してDD反応に付随して発生する14MeV中性子の量などの情報を得ることができる¹⁴⁾。 ^{238}U の場合は、中性子検出感度が ^{235}U より小さいので、 γ 線の影響が、それだけ相対的に大きくなる。そのために、厚い γ 線遮蔽(JT-60Uでは鉛5cm厚)を必要としている。

パルス計数モードでは波高の違いによって γ 線の影響を容易に除去することができるが、電流モードでは、波高が小さくてもその量が多くなれば電流としては無視できなくなる。そこでJT-60Uでは、電流モードの一種であるキャンベルモード(MSVモード)を採用している。キャンベルモードは次のようなキャンベルの定理に基づき、出力電流の変動の2乗平均(分散)からパルス計数率を求めるものである。

$$\begin{aligned} \langle I \rangle &= \langle N \rangle \int_0^{\infty} i(t) dt \\ \sigma^2 &= \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2 = \langle N \rangle \int_0^{\infty} i^2(t) dt \end{aligned} \quad (2)$$

ここで I は検出器の出力電流、 $\langle I \rangle$ はその時間平均を表す。 $i(t)$ は1パルスの電流の時間変化であり、 $\langle N \rangle$ は計数率である。電流の分散 σ^2 は結局計数率とパルス波高の2乗に比例するため、フィッションチェンバーのように中性子による波高が γ 線によるものより十分大きい場合には、 γ 線の寄与を除くことができる。キャンベルモードは $10^4 \sim 10^{10}$ cps という広い計数率範囲で使用可能であり、パルス計数モード($\leq 10^6$ cps)と合わせて10桁のダイナミックレンジが得られる。またキャンベルモードとパルス計数モード間で2桁のオーバーラップ領域があるので相互較正を行う上からも好都合である。

JT-60Uでは図3に示すように、各フィッションチェンバーのパルス計数回路とキャンベル回路の両方を設けている。ここでは利得がそれぞれ10倍異なるキャンベル回路を3つ並列に使用しており、それぞれ、出力電流変化の σ^2 ではなく σ を出力するようになっている。各データをパルス計数モードを含めて計算機に取り込み、適切なモードまたは測定レンジを自動的に選択し、中性子発生率に変換している。実際に γ 線や

図3. JT-60Uにおけるフィッションチェンバーを用いた中性子検出器のブロックダイアグラム。

硬X線の影響がないことはJT-60Uの水素放電において、LHCDも含めた種々のプラズマで確認している。なおJETでは通常の電流モードを採用しており、 γ 線の影響を軽減するために、JT-60Uの ^{238}U の中性子検出器と同様な5cm厚の鉛の γ 線遮蔽をポリエチレン減速材の内側に設けている。

3.3 中性子検出器の配置

分光測定、放射損失測定、中性粒子測定などの通常のプラズマ診断では、スリットやコリメータを使用して、測定するプラズマの体積を限定し、そこにおける、光子または粒子の放出密度からプラズマ全体の総放出量を評価することが行われているが、中性子は透過性と散乱性が大きく、これらの方法では、精度良く測定対象のプラズマの体積を限定することはできない。そこでトカマクでは、指向性のない中性子検出器をトカマク近傍に取付けて中性子の発生率を測定することが一般的である。図4にJT-60Uにおける中性子検出器の配置を示す。トカマクの赤道面上、トロイダル磁場コイルの外端の主半径の位置に、 ^{235}U および ^{238}U の中性子を一对として3ヶ所設置している。その内、2ヶ所には、較正のために高感度の ^3He 比例計数管を用いた中性子検出器を設置している。1ヶ所の検出器の故障を想定し、常時2ヶ所以上動作するという、信頼性確保の意味から3ヶ所設置している。もちろん中性子発生率のトロイダル一様性の確認の意味も持っているが、今までのところ有意なトロイダル方向の非一様性は見られていない。

JT-60Uでは、大きな計測器が取り付けられていないセクションを選んで中性子検出器を設置しており、できるだけ中性子検出器がプラズマを見込めるように配慮している。JETでは ^{235}U および ^{238}U の中性子検出器を変流機鉄心の側面に取り付けており、さらに検出器と真空容器の間にトロイダル磁場コイルや結構大きな計測器が据付けられているのでそれらによる中性子の散乱が大きい^{15,16)}。TFTRでも中性子検出器は真空容器斜め下に取り付けられており、コンプレッションパネルの陰になっている¹⁷⁾。

図4. JT-60Uにおける中性子検出器の配置。

4. 校正

中性子発生率測定において最も重要なことは、検出器の出力とトラス全体の中性子発生率との関係を校正することである。トカマクでは中性子源がトラス状に広がっており、かつ中性子検出器とこれらの間には、第一壁、真空容器、コイルなどの構造物が複雑に存在しているので、プラズマの各点で発生した中性子が検出器に与える寄与は $1/r^2$ だけでは決まらず極めて複雑である。そこで、トカマクの真空容器内に ^{252}Cf などの中性子源を置き、それを移動させて、真空容器内の各点から検出器の出力に与える寄与(応答関数)を求めることが行われている^{10,11,15~23)}。中性子発生率に基づく Q_{DD} や Q_{DT} によって各装置の性能を議論するようになると、互いに納得のいく測定方法と校正方法が望まれるようになってきており、1989年8月、プリンストンプラズマ物理研究所に、TFTR, JET, JT-60, ASDEX, DIII-D, TORE-SUPRA, FT, TEXTOR, ATF, JIPPT-II U など主だったトロイダル装置の中性子計測担当者が集まり、それぞれの装置の検出法、校正法の検討を行うワークショップが開かれた。この会議では最終的に、 ^{235}U フィッションチェンバーを検出器とし、 $\sim 10^7 \text{ n/s}$ の ^{252}Cf 中性子源を検出器からトロイダル角で $\pm 90^\circ$ の範囲で、プラズマ軸上40点以上、 $\pm 90^\circ$ の以外でさらに20点以上スキャンすることが、標準的方法として推奨された^{24,25)}。また校正用の球形ポリエチレ減速材付 ^3He 比例計数管をそれぞれの装置に持ち込み同一の検出器で校正を行うことも提案され、現在ロスアラモス研究所でその検出器の製作が行われている。

JT-60U では重水素実験に先立ち昨年7月に、この会議の推奨方法に基づき中性子検出器の校正を行った^{10,26)}。図5にJT-60Uにおける中性子検出器校正の概要を示す。真空容器内に周回レールを敷設し、 ^{252}Cf 中性子源(400MBq, 中性子発生率 $=4.8 \times 10^7 \text{ n/s}$)を取り付けたトロッコを遠隔操作で磁気軸上を移

図5. JT-60Uにおける中性子検出器校正の概要。

図6. ^{235}U フィッションチェンバー及び ^3He 比例計数管を用いた中性子検出器の ^{252}Cf 点線源に対する検出効率。

動させて、磁気軸上各点から発生する中性子 1 個当たりの計数率を測定した。線源位置はトロイダル角 5 度毎(検出器前面では 2.5 度毎)に 92 点とし、JT-60U の典型的な 2 つの配位、標準配位($R=3.42\text{m}$, $Z=+0.15\text{m}$)と高非円形配位($R=3.22\text{m}$, $Z=+0.15\text{m}$)の 2 とうりの磁気軸位置で較正を行った。

図 6 に、磁気軸上各点発生した中性子に対する ^{235}U と ^3He の中性子検出器の検出効率(応答関数)を示す。ここで検出器のあるセクション(トロイダル磁場コイルとトロイダル磁場コイルの間)の中心軸を 0 度としている。線源が中性子検出器の反対側の真空容器の陰に入ると検出効率が急激に減少することがわかる。また ^3He の中性子検出器の応答関数は ^{235}U のものとはほぼ相似形をしており、約 60 倍になっている。このことは ^{235}U と ^3He の中性子検出器の相対感度を調べておけば、もっと強度の弱い中性子源でも較正が可能であることを示している。

この測定データを 3 次スプラインでフィットした曲線を $\epsilon(\theta)$ (θ :トロイダル角)とするとトーラス状線源 1 個に対する検出効率 $\langle \epsilon \rangle$ は、

$$\langle \epsilon \rangle = \frac{\int_{-180^\circ}^{+180^\circ} \epsilon(\theta) d\theta}{\int_{-180^\circ}^{+180^\circ} d\theta} \quad (3)$$

で表される。較正で得られた各検出器の検出効率 $\langle \epsilon \rangle$ を表 1 に示す。 $R=3.42\text{m}$ と $R=3.22\text{m}$ で各検出器とも検出効率が 2 % 異なっていることがわかる。

表 1. トロイダル線状線源に対する中性子検出器の検出効

検出器位置	検 出 器	$\langle \epsilon \rangle (R=3.42\text{m})$	$\langle \epsilon \rangle (R=3.22\text{m})$
P-3 セクション	^{235}U フィッションチェンバー (^{235}U 1.5g)	5.35×10^{-8}	5.26×10^{-8}
P-3 セクション	^3He 比例計数管	3.27×10^{-6}	3.22×10^{-6}
P-7 セクション	^{235}U フィッションチェンバー (^{235}U 0.3g)	1.78×10^{-8}	1.74×10^{-8}
P-7 セクション	^3He 比例計数管	2.83×10^{-6}	2.79×10^{-6}
P-13 セクション	^{235}U フィッションチェンバー (^{235}U 0.3g)	1.92×10^{-8}	1.88×10^{-8}

図 7 は応答関数の測定値と中性子モンテカルロコード MCNP²⁷⁾による計算値の比較を示している。計算では建屋壁を含めた JT-60U を 3 次元でモデル化している。検出器自体の感度が正確には解っていないので(据付け後、ディスクリレベル等を最終的に設定していることによる)、0 度の位置で計算値と測定値を規格化している。トロイダル角の絶対値が大きくなるにつれて計算値の方が大きくなっており、中性子の散乱・吸収が過小評価になっていることが伺える。計算値から求めたトーラス状線源に対する検出効率は測定値より 24% 大きくなっている。この原因としてはモデル化の精度、検出器の感度曲線(図 2 参照)の誤差などが考えられるが、さらに精度の高いモデル化を行った TFTR でも計算値の方が 20% 大きく、モデル化した全ての物質の原子数密度を 20% 増加させると点線源に対する検出効率が全ての点で測定値と良く一致することを示しており、MCNP で使用している断面積に問題がある可能性もある。

図7. ^{235}U フィッションチェンバー中性子検出器の ^{252}Cf 点線源に対する検出効率の測定値とモンテカルロ計算(MCNP)との比較.

図8. ^{252}Cf 及び DD 中性子源に対する中性子検出器位置における中性子エネルギースペクトル(MCNPによる).

表2. JT-60U における中性子発生率の測定誤差

^{252}Cf 中性子源強度	$\pm 1.5\%$
較正の統計誤差	$\pm 0.3\%$
トロツコ, レールによる散乱	$\pm 5\%$ *
Cf と DD のエネルギーによる誤差	$\pm 5\%$ *
中性子発生分布	$\pm 5.5\%$ *
プラズマ位置変化	$\pm 2\%$
キャンベル/パルス計数の相対較正	$\pm 5\%$
キャンベルモード直線性	$\pm 1\%$
合計 (2乗平均)	$\pm 11\%$

(*モンテカルロ計算による)

実際の DD プラズマの中性子エネルギーは2.45MeVであるのに対し、較正に使用した ^{252}Cf は平均エネルギー2.1 MeVのマックスウェル分布である。この中性子源のエネルギーの違いによる影響は、MCNPによる計算で評価している。MCNPによる計算は上記のように絶対値では20%程度の誤差はあるが、相対的な評価では信頼性があると考えている。DD 中性子源と ^{252}Cf 中性子源に対する、中性子検出器位置における中性子エネルギースペクトルの計算結果を図8に示す。1MeV以下では、両者は良く一致していることがわかる。このスペクトルから計算した検出効率の比は、 $\langle \epsilon \rangle_{\text{DD}} /$

$\langle \epsilon \rangle_{\text{Cf}} = 0.99 \pm 5\%$ であり、両者の検出効率は良く一致した。しかし、この比は、検出器の感度曲線、トロツコ装置の構造、検出器の取付位置にある程度依存するので、この結果が一般性を持つ訳ではない。ちなみにTFTRの計算では、 $\langle \epsilon \rangle_{\text{DD}} / \langle \epsilon \rangle_{\text{Cf}} = 1.08 \pm 7\%$ が得られている。

同様に、MCNPを使用して、レールなどの較正用機器による散乱の効果、実際のプラズマでは中性子発生源がポロイダル面内で分布を持つことによる効果を評価した。また較正に使用したパルス計数モードとキャンベルモード間の相対較正は重水素のOH放電を利用して行った。さらにキャンベルモードの直線は原子炉を使用し、その出力を6桁に渡って、変化させることによって確認した。それらによる、中性子発生率の測定誤差を表2に示す。最終的な測定誤差は各誤差原因の2乗和から $\pm 11\%$ であり、TFTRの $\pm 13\%$ を上回る精度を得ている。

5. JT-60U における測定例と核融合利得 Q の評価

JT-60U では昨年(1991年) 7月より重水素実験を開始したが、昨年9月に高イオン温度モードの放電により最大中性子発生率 $1.3 \times 10^{16} \text{ n/s}$ を得た。その放電の波形を図9に示す。OH フェーズで 10^{10} n/s 以下の中性子発生率であったものが、約20MW の NBI 加熱を行うと約100ms で 10^{15} n/s まで達成し、その後も中性子発生率は上昇するが、NBI 加熱900ms で β_p コラプスが発生し、中性子発生率が急落している。最大中性子発生率時のイオン温度は $r/a=0.16$ で22keV、電子温度は $r/a=0.18$ で6.6keV であった。

核融合利得 Q の評価は中性子発生率測定の大
きな目的の1つである。重水素プラズマでは、
良く知られているように下記の2つの核融合反
応が主に起こる。

①と②の反応はほぼ同じ確率で起こるため、
中性子発生率を S_n 、全核融合反応率 (Fusion
Reactivity) を R_{DD} とすると、 $R_{DD} \sim 2S_n$ であ
る。また核融合出力は $P_{\text{FUSION}(DD)} = E_{DD} \cdot R_{DD}$
($E_{DD} = 3.27 + 4.04\text{MeV}$) となる。しかし②の反
応では生成粒子が全て荷電粒子であるため、複
合核のクーロン障壁により、反応断面積が①よ

り数%~10%小さい。また①と②の断面積の比は入射重水素のエネルギーに依存するため、正確には、解析
コードを使用して中性子発生率を熱核融合反応、ビーム成分-熱成分反応、ビーム成分-ビーム成分反応の
3成分に分け、各成分毎に②の反応率を計算して核融合出力を評価しなければならない。

核融合利得 Q はプラズマへの入力と核融合出力の比($P_{\text{FUSION}}/P_{\text{INPUT}}$)として定義されるが、具体的な計
算方法は装置によって異なっている。核融合利得 Q 、特にDT 換算の Q_{DT} は物理/工学的な意味ばかりでな
く、各装置にとって予算獲得、宣伝など戦略的意味合いも大きい。まずJET では下記の式を用いている²⁸⁾。

$$Q = \frac{P_{\text{TT}}}{P_{\text{abs}} - \dot{W}} + \frac{P_{\text{BT}} + P_{\text{BB}}}{P_{\text{abs}}} \quad , \quad P_{\text{abs}} = P_{\text{OH}} + P_{\text{NB}} - P_{\text{Shinethrough}} \quad (4)$$

ここで P_{TT} 、 P_{BT} 、 P_{BB} は核融合出力の内、熱核融合反応、ビーム成分-熱成分反応、及びビーム成分-ビ
ーム成分反応の各成分を表している。また $\dot{W}$ は蓄積エネルギーの時間微分、 $P_{\text{Shinethrough}}$ は NBI の突き

図9. JT-60U において最大中性子発生率
($1.3 \times 10^{16} \text{ n/s}$) を得た放電の波形。

抜けパワーである。JET では多くの放電において中性子発生率や蓄積エネルギーの増加がカーボンブルームの発生で制限されているという事情があり、さらに $\dot{W}$ が P_{abs} の約50%もあるので、 $\dot{W}$ の補正の効果は大きい。これに対し TFTR は $\dot{W}$ や $P_{\text{Shinethrough}}$ の補正を行うべきでないと主張しており、

$$Q = \frac{P_{\text{FUSION}}}{P_{\text{IN}}}, \quad P_{\text{IN}} = P_{\text{OH}} + P_{\text{NB}} \quad (5)$$

を使用している²⁹⁾。TFTR では、NBI 加熱時に定常状態が得られているので $\dot{W} \approx 0$ であり、また NBI は接線入射なので $P_{\text{Shinethrough}} \approx 0$ という事情もある。JT-60U では、NBI の突き抜けは回収可能のパワーであるが、 $\dot{W}$ を補正する理由がないとの考えから、図9の放電は $\dot{W} \sim 0.3P_{\text{abs}}$ ではあるが、次のように $P_{\text{Shinethrough}}$ のみ補正している。

$$Q = \frac{P_{\text{FUSION}}}{P_{\text{abs}}}, \quad P_{\text{abs}} = P_{\text{OH}} + P_{\text{NB}} - P_{\text{Shinethrough}} \quad (6)$$

Q_{DD} の評価では、 P_{FUSION} は中性子発生率から容易に求まるが、重水素プラズマから DT プラズマに換算した Q_{DT} では、解析コードを使用し、実測された温度、密度、 Z_{eff} 等を固定し、プラズマの種類のみを DT に代えて、その時の核融合出力を計算する必要がある。NBI 加熱プラズマの場合、プラズマ及びビームの種類として、① $D^0 \rightarrow T$, ② $T^0 \rightarrow D$, ③ $D^0 \rightarrow D+T$, ④ $T^0 \rightarrow D+T$, ⑤ $D^+ + T^+ \rightarrow D+T$ の5通りが考えられる。JET, TFTR では、それぞれ計画している DT 実験を想定して、①及び⑤を採用している。JT-60U では DT 実験の計画を有していないので、ITER 等で想定している③によって Q_{DT} を評価している。ちなみに図9に示した JT-60U の放電は、 $P_{\text{Shinethrough}}$ を補正すると $P_{\text{abs}} \sim 17\text{MW}$ であり、 $Q_{\text{DD}} = 0.9 \times 10^{-3}$ となる。熱核融合反応、ビーム成分-熱成分反応、及びビーム成分-ビーム成分反応の各成分はそれぞれ27%, 53%, 20%になっている。③の条件で核融合出力を計算すると、 $P_{\text{FUSION}} = 3.4\text{MW}$ であり、 $Q_{\text{DT}} = 0.2$ を得ている。

5. おわりに

以上、JT-60U を中心にトカマクで行われている中性子発生率測定の現状と、その絶対較正について述べてきた。いずれの大型トカマク装置でもフィッションチェンバーを使用した中性子検出器によって中性子発生率を測定しており、その較正方法として²⁵²Cf 中性子源を真空容器内でスキャンする方法が共通に行われている。さらに共通の較正中性子検出器を ALCATOR C-MOD, TFTR など持ち込んで較正を行うことも計画されており、重水素プラズマに対する中性子発生率の測定と較正に関してはかなり標準化が進んでいる。TFTR および JET ではそれぞれ1993年、1994年に本格的な DT 実験を計画しているが、²⁵²Cf と DT 中性子(14MeV)ではエネルギーが大きく異なるので、この較正方法では精度が悪くなる。JET では²⁵²Cf による較正をあきらめ、放射化箔法で較正することになっているが、放射化法でも測定点の中性子フルエンスと全発生量の関係を較正する必要性は残る。この較正は MCNP によるモンテカルロ計算で行っているが、放射化箔法の測定点はプラズマに近く、その分計算の精度も上がるという利点はあるものの、計算だけでは

やはり不安がある。TFTR では14MeV の中性子発生装置(小型の加速器)を真空容器内に持ち込んで較正を行っているが、中性子源の非等方性や中性子発生装置自体による散乱・呼吸のために精度がでないと報告している¹⁹⁾。近づく本格的な DT 実験に向けて、新たな較正法の確立が必要である。

一方、中性子発生率測定の大きな目的の1つである核融合利得 Q の評価では、各者各様の定義式を使用している。特に Q_{DT} は、その値のみが一人歩きしやすいので早急にその統一が計られることを望んでいる。

謝 辞

JT-60U の中性子検出器較正に参加・協力頂いた、竹内 浩、長島 章、近藤 貴、逆井 章、伊丹 潔、飛田健次、永島圭介、関谷 譲、小出芳彦、河野康則、井手俊介、根本正博、栗山正明、伊藤孝雄、宇佐美 広次、国枝俊介、井口哲夫、金子純一、中山田憲昭、田中信彰、笹尾真実子、杉山 隆、畑山明聖、北 好夫、関 英治、Cris W. Barnes の各氏に深く感謝いたします。また有意義な議論を頂いた、J.D. Strachan、D.L. Jassby、O.N. Jarvis の各氏に謝意を表します。

参 考 文 献

- 1) H. Brysk : Plasma Phys. **15** (1973) 611.
- 2) M.C. Zarnstorff *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1988 (Proc. 12th Conf., Nice)* IAEA, Vienna (1989) Vol. 1, p.183.
- 3) J.M. Adams, B. Balet, D.A. Boyd, D.J. Campbell *et al.* : Nucl. Fusion **31** (1991) 891.
- 4) B.H. Duan : BNWL-1685, (1972).
- 5) L.M. Hively : Nucl. Fusion **17** (1977) 873.
- 6) J.D. Strachan, P.L. Colestock, S.L. Davis *et al.* : Nucl. Fusion, **21** (1981) 67.
- 7) S. Niikura, M. Nagami and H. Horiike : Fusion Eng. Design **6** (1988) 181.
- 8) M. Pillon *et al.* : Fusion Technology **15** (1989) 1420.
- 9) E.B. Nieschmit : Rev. Sci. Instrum. **57** (1986) 1757.
- 10) T. Nishitani *et al.* : JAERI-M 91-176, (1989).
- 11) O.N. Jarvis *et al.* : JET Joint Undertaking Rep. JET-IR (84) 02, (1984).
- 12) A.C. England, H.W. Hendel *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **57** (1986) 1754.
- 13) H.W. Hendel, A.C. England *et al.* : J. Fusion Energy **5** (1986) 231.
- 14) D.L. Jassby, H.W. Hendel, H.-S. Bosch : Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1688.
- 15) O.N. Jarvis *et al.* : JET Joint Undertaking Rep. JET-IR (85) 06, (1984).
- 16) O.N. Jarvis *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3172.
- 17) Cris W. Barnes, M. Bell, H.W. Hendel *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3151.
- 18) H.W. Hendel, D.L. Jassby, H.S. Bosh *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **59** (1988) 1682.
- 19) H.W. Hendel, R.W. Palladio, Cris W. Barnes *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 1900.
- 20) G. Zankel, J.D. Strachan, R. Lewis *et al.* : Nucl. Instrum. Methods **185** (1981) 321.
- 21) K. Hubner *et al.* : *16th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Physics*, (Venice, 1989) part 4, p.1453.
- 22) M. Angelone, P. Batistoni, L. Bertalot *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3157.
- 23) C.L. Fiore and R.S. Grenetz : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3166.
- 24) 笹尾真実子, 西谷健夫 : 核融合研究 **62** (1989) 415.
- 25) J.D. Strachan, J.M. Adams *et al.* : Rev. Sci. Instrum. **61** (1990) 3501.
- 26) T. Nishitani *et al.* : to be published in Rev. Sci. Instrum.
- 27) Los Alamos Monte Carlo Group, LANL, Report LA-7396-M, Rev. 2 (1986).
- 28) B. Belet *et al.* : *17th Europ. Conf. on Controll. Fusion and Physics*, (Amsterdam, 1990) part 1, p.106.
- 29) D.M. Meade *et al.* : *Plasma Phys. and Controll. Nucl. Fusion Research 1990 (Proc. 13th Conf. Washington DC)* IAEA, Vienna (1991) Vol. 1, p.9.