LHD

重水素プラズマにおける核弾性散乱効果の観測実験

メタデータ	言語: jpn
	出版者:
	公開日: 2023-04-27
	キーワード (Ja):
	キーワード (En):
	作成者: MATSUURA, Hideaki, OGAWA, Kunihiro,
	ISOBE, Mitsutaka, OSAKABE, Masaki, NISHITANI,
	Takeo, KAWAMOTO, Yasuko, SUGIYAMA, Shota,
	KIMURA, Kento, UMEZAKI, Daisuke
	メールアドレス:
	所属:
URL	http://hdl.handle.net/10655/00013604
	This work is licensed under a Creative Commons

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial-ShareAlike 3.0 International License.





研究最前線

# LHD重水素プラズマにおける核弾性散乱効果の観測実験

# Observation Experiment of Nuclear Elastic Scattering Effects in LHD Deuterium Plasma

松 浦 秀 明,小川国大<sup>1,2)</sup>,磯 部 光 孝<sup>1,2)</sup>,長 壁 正 樹<sup>1,2)</sup>,西谷 健 夫<sup>3)</sup>, 川本靖子<sup>1)</sup>,杉山 翔太<sup>4)</sup>,木村 建 斗,梅 崎 大 介 MATSUURA Hideaki, OGAWA Kunihiro<sup>1,2)</sup>, ISOBE Mitsutaka<sup>1,2)</sup>, OSAKABE Masaki<sup>1,2)</sup>, NISHITANI Takeo<sup>4)</sup>, KAWAMOTO Yasuko<sup>1)</sup>, SUGIYAMA Shota<sup>4)</sup>, KIMURA Kento and UMEZAKI Daisuke 九州大学大学院工学研究院,<sup>1)</sup>核融合科学研究所,<sup>2)</sup>総合研究大学院大学, <sup>3)</sup>名古屋大学大学院工学研究院,<sup>4)</sup>量子科学技術研究開発機構

(原稿提出:2023年2月1日)

高温プラズマの散乱過程としては Coulomb 散乱が支配的であるが、イオンのエネルギーが高まると散乱過 程に核力の影響(核弾性散乱)が現れる.核弾性散乱が核燃焼プラズマに及ぼす影響については、古くより数値 解析による予測がなされてきたが、実験による検証は十分とは言い難い.近年、著者等は LHD (Large Helical Device)重水素プラズマを対象に核弾性散乱効果の検証実験に取り組んだ.核融合研究は、MeV オーダーのイ オンによって核燃焼を維持する核融合プラズマの実現に挑戦する段階にあり、核弾性散乱の影響はその大小はあ るにせよ計測値に様々な形で現れる可能性がある.本稿では、最近の LHD 実験における、核弾性散乱効果を対 象とした研究の現状を紹介する.

## Keywords:

nuclear elastic scattering, Coulomb scattering, DD fusion reactivity, neutron decay time, ion heating, Boltzmann–Fokker–Planck model

# 1. はじめに

粒子のエネルギーが高まると、散乱過程に核力の影響 が現れる.核燃焼の維持には、MeVオーダーのエネルギー を持つ核融合反応生成イオンが重要な役割を果たす.高 速イオンによるバルクプラズマの加熱は粒子の散乱を介 して行われるため、核燃焼プラズマにおける高速イオン の基本的な散乱現象・減速過程を正確に把握しておくこ とは重要である.

粒子のエネルギーが高まると、実測されるイオン間の 散乱断面積は、Coulomb 散乱断面積とは異なる値を取る. 実測値から純粋な Coulomb 散乱の寄与を除いたものは核 弾性散乱断面積と定義される[1]. 図1に陽子 – 重陽子 (p-d),陽子 – トリトン (p-t),陽子 – <sup>3</sup>He (p-<sup>3</sup>He)間の 核弾性散乱断面積を実験室系における陽子エネルギーの 関数として示す[2].核弾性散乱断面積の絶対値は、DT (deuterium-tritium)核融合断面積のピーク付近の値よ り若干小さい程度である.図に示した核弾性散乱断面積 は、陽子エネルギーが数 MeV程度まではエネルギーの増 加と共に増加し、その後緩やかに減少する.核弾性散乱 が有意に生じるには、およそ80 keV以上の陽子エネルギー が必要であるが、それ以上のエネルギー領域においては、 核融合反応断面積のように桁に及ぶ大きな変化がある訳 ではない. 核弾性散乱効果は, 粒子のエネルギーが増加 すると, より大きく現れると予想されている. それは, 核弾性散乱が一度の散乱で大きな割合のエネルギーを受 け渡す大角度散乱であり, また散乱によって輸送される エネルギーは粒子エネルギーと共に増大するためである.

核弾性散乱はイオン-イオン間の散乱過程である.将 来の核融合炉で想定される高エネルギーNBI (neutral beam injection) 加熱 (Coulomb 散乱を仮定) や電子サ



Kyushu University, FUKUOKA 819-0395, Japan

corresponding author's e-mail: matsuura@kyudai.jp

イクロトロン共鳴加熱が電子加熱を促進する中で,イオ ン加熱を促進する核弾性散乱過程は重要な役割を果たす 可能性がある.

散乱の影響を観る際に,(1)散乱の起こり易さ(断面 積)と,(2)散乱が起こった時のインパクト(散乱当たり の輸送エネルギー),の両者を考慮する必要がある.両 者を勘案した物理パラメータとして"エネルギー損失率 [J/s]"と言う指標が存在する.核弾性散乱によるエネ ルギー損失率は,イオンエネルギーの増加と共に上昇し, 概ねイオンのエネルギーが1-3 MeV辺りでイオン同士の Coulomb散乱によるエネルギー損失率と同程度の値に近 づく[3,4].

Coulomb 散乱は微小角の散乱過程として取り扱われる 場合が多いが、核弾性散乱は大角度の散乱過程と見なす ことができる.微小角散乱過程では、散乱当たりの輸送 エネルギーが小さく、高速イオンは多数の散乱を繰り返 しながら徐々にエネルギーを失う.この様な現象は、一 般にFokker-Planck (FP) 方程式を用いて記述できるこ とが知られている.大角度散乱は、理論上、高速イオン が持っている全てのエネルギーを一回の散乱で失う場合 もある不連続(discrete)なエネルギー変化を伴う散乱現 象であり、FP方程式でその現象を正確に記述することは 難しい.

JET (Joint European Torus) において、DT反応で発 生したα粒子の核弾性散乱による中性子放出スペクトルの 歪みや高速イオンの増加を捕らえた実験が存在する[5,6] が、高エネルギーイオンによって引き起こされるこの様 な現象を、既存の装置で観測するのは簡単ではなく、工 夫が必要である。それは、これまで核弾性散乱効果に対 する検証実験が少なかった理由のひとつと思われる。著 者等は、2017年のLHD重水素プラズマの点火以降6年に 渡って、核弾性散乱効果を観るための実験を実施した[7-9].本稿では、主な観測データに基づいて、核弾性散乱効 果の検証実験研究の概要について紹介する。

#### 2. 核弾性散乱効果と実験の概要

現状、核弾性散乱が関わる全ての現象を一括りに核弾 性散乱効果と呼称している. 核弾性散乱そのものは、高 速イオンが存在すれば必ず生じる基本的な現象であり. 影響の大小はあるにせよ、その効果は様々な形で諸々の 事象に現れ得る[10]. 高速イオンはバルク粒子による散 乱を受けて減速 (バルク粒子にエネルギーを付与) するが, Coulomb散乱の場合、イオンのエネルギーが増加すると 電子へのエネルギー付与割合が高まることが知られてい る. Coulomb 散乱に加えて核弾性散乱を考慮に入れた場 合, 高速イオンとバルクイオン間に新たなエネルギー輸 送チャンネルが開かれ、核弾性散乱を考慮しない場合と 比べてバルクイオンへのエネルギー輸送率が増加する(高 速イオンの減速が促進される). 核弾性散乱による大角度 散乱を介して一度に大きなエネルギーを付与されたバル クイオンは、高速領域に反跳される、連続的な反跳の積 み重ねにより、高エネルギー領域に非Maxwell成分(ノッ

クオンテイル)が形成される.反跳されるバルクイオン が燃料イオン(例えば重陽子)の場合は,核融合(例え ばDD(deuterium-deuterium))反応率係数が変化する ことになる[8].核弾性散乱の影響は,核融合反応で生成 される粒子の放出スペクトルにも及び[11,12],その高速 イオン診断への応用が検討されている.

上述の通り, 高速イオンが核弾性散乱を起こすと, その減速(イオン加熱)が促進されるが, 状況によっては, あたかも高速イオンの減速が核弾性散乱によって遅れた かのように観える場合がある.ここでは, "高速イオン-高速イオン"間のエネルギー輸送を対象として議論する.

例えば、重水素プラズマに60 keVの重水素ビームを入 射した場合を考える. ビーム重水素とバルク重陽子のDD 核融合反応により中性子が発生する.ビーム入射をしばら く維持し、中性子発生率がほぼ一定となった後、60 keV の重水素ビームを切断すると、中性子発生率は速やかに 低下(減衰)する.中性子発生率がビーム切断時の1/eま で減衰するのに要する時間を中性子減衰時間τっと定義す る. 中性子発生率の減衰中に、もし180 keVの軽水素ビー ムが入射されていた場合、どの様なことが起こるであろ うか.LHDにおいては、軽水素ビームが入射されなかっ た場合と比較して、DD反応による中性子発生率の減衰が 遅れる(中性子減衰時間が増大する)様子が複数のプラズ マで観測されている「7.9」、中性子減衰時間の増加は、即 ち. 60 keVビームで形成された高速重陽子のMaxwell分 布への緩和時間が増加することを意味し、何らかのプロ セスで高速陽子から減速途中の高速重陽子にエネルギー が輸送された可能性が考えられる. 高速陽子から高速重 陽子へのエネルギー輸送過程には、大きく3種類のチャン ネルが存在すると考えている(図2).ひとつ目は、①軽 水素ビーム – 減速途中の高速重陽子間のCoulomb 散乱を 介したエネルギー輸送チャンネルである[13]. 二つ目と して, ②軽水素ビーム – 減速途中の高速重陽子間の核弾 性散乱を介したエネルギー輸送チャンネルがある. 但し, この過程は、僅かなビーム成分間の2次の衝突項であり、 加えて核弾性散乱断面積がCoulomb散乱と比較して小さ いため無視できる. 三つ目に③軽水素ビームのエネルギー が核弾性散乱を介して,一旦バルク重陽子に輸送され, 反跳されたバルク重陽子が減速途中の重陽子群のエネル ギーソースとなる現象が考えられる.これは、バルク重



図2 ビーム入射重水素プラズマにおける,高速陽子-高速重陽 子間のエネルギー輸送チャンネル.

陽子を介した核弾性散乱による高速イオン間の"間接的" なエネルギー輸送チャンネルと見なせる[9]. この過程で は、バルク重陽子の数密度が減速途中の高速重陽子密度 より数桁大きいため、核弾性散乱頻度がCoulomb散乱頻 度よりも小さいにもかかわらず、Coulomb散乱を介した 輸送過程①と同程度の値になり得る[9]. ①のエネルギー 輸送率は、重陽子ビームの切断後急速に低下するのに対 して、③のエネルギー輸送率は、バルク重陽子及び軽水 素ビーム分布関数が変化しなければ、ほぼ一定値を維持 することが特徴である. この様に、"高速イオン-高速イ オン"間においても、核弾性散乱がエネルギー輸送過程 に関わる可能性があり、ビームエネルギーが180 keV程度 であっても、条件によっては核弾性散乱効果を観測する ことが可能になると考えた.

図3に、核弾性散乱によって形成されるノックオンテ イル(赤線),及び軽水素ビームに不純物として含まれる 重水素により形成される減速重水素分布関数(青線及び 緑点線)の解析例を示す.解析では、180 keV,2 MWの 軽水素ビームを入射したイオン温度2keVの重水素プラズ マを想定し, Boltzmann-Fokker-Planck (BFP) 解析[14] により分布関数を評価した.予想されるノックオンテイル (赤線)の大きさはバルク Maxwell 分布のピークより 4-5 桁程小さく,軽水素ビームに1%程度のモル比(ε)で 含まれる重水素による減速分布(青線)と比較しても約1 桁小さい. このような状況でノックオンテイルを捕える ためには、工夫が必要である.実験では、重陽子分布関 数上のノックオンテイルとビーム入射による減速分布を 識別するため、入射するビームイオン種として軽水素を 選択した. ここで, 軽水素の中に天然存在比として僅か に含まれる重水素の存在に注意が必要である. 重水素の 天然存在比は0.015% (N/A) 程である. 天然存在比の重 水素を含むと仮定した軽水素ビームを入射した場合の減 速分布(核弾性散乱を考慮しない場合)を、図3に点線(緑 線)で示している.軽水素に含まれる重水素の混入割合は, 計測精度を高める観点から、できるだけ少なくすること が望ましい.実験では、含まれる重水素のモル比が1 ppm





以下の高純度の軽水素を使用した.また、僅かなノック オンテイル成分を捕えるために、高速イオンに強い感度 をもつDD反応の利用を想定した。100 keVの重陽子エネ ルギーに対するDD反応の断面積は、2keVの値と比べて 約6桁大きくなるため、DD反応を用いることにより、僅 かな高速イオンの存在を確認することが可能となる. DD 反応率の変化は、反応で発生する中性子発生率を計測す ることで確認することができる. 但し、イオン温度が高 すぎると熱核融合反応率が高まるため、ノックオンテイ ル形成による反応率変化量が相対的に小さくなり、計測 の感度が低下する、反対にイオン温度が低すぎると、僅 かなプラズマ揺動で熱核融合反応率が敏感に変化するた め、反応率の変化をノックオンテイル形成によるものと 断定することが難しくなる.実験では、これらの考察か らイオン温度を2 keV程度にすることを目標とした. 最後 に重要なのは、電子温度である. Rutherfordの微分散乱 断面積は相対速度の4乗に逆比例するため、高速イオンは、 その大きな割合のエネルギーを相対速度がより小さい電 子に選択的に受け渡して減速する.電子温度が低いと減 速効果が強まる.今回の実験では、その効果は、高速ビー ム陽子と重陽子分布関数上のノックオンテイルの2種類 の高速イオン成分を介して2重に効くため、電子温度の 影響は大きな因子となることが予想された。特に、軽水 素ビームの通過領域(プラズマ中心部)の電子温度は重 要である.実験では、中心電子温度ができる限り10 keV 以上となることを目標とした.

## 3. 実験結果

本節では、LHDで観測された結果より、3.1 ノックオ ンテイル形成による核融合反応率の上昇、3.2 核弾性散 乱による高速イオン間のエネルギー輸送を示唆する中性 子減衰時間の遅れ、3.3 他に実施した実験の概要につい て述べる.

# 3.1 DD反応率に対する核弾性散乱効果の観測

最初に、第21サイクルLHD実験で得られた代表的な結 果を示す.実験では、電子密度0.5×10<sup>19</sup> m<sup>-3</sup>,イオン温 度2 keV, 中心電子温度10 keV程度の重水素プラズマに, 高純度の軽水素ビーム(ビームエネルギー180 keV,入射 パワー4MW)を放電開始後3.8sに入射した. 図4に. 入射前後の(a)ビームパワー,(b)電子温度,(c)電子 密度, (d) イオン温度, (e) 中性子発生率 S<sub>n</sub>の時間推移 を示す. 中性子発生率は,<sup>235</sup>U fission chamber (FC), <sup>10</sup>B及び<sup>3</sup>He比例計数管の3種類の検出器[15]で計測され るが、ここではFC及び<sup>10</sup>B比例計数管の値を示している. 水素ビーム入射直後(3.8 s)に中性子発生率が上昇を開 始し,1桁程度上昇している様子がわかる.水素ビーム入 射前に2.0 keV程であったイオン温度は、最大2.6 keV程 まで上昇しているが、この温度変化では、中性子発生率 の増加量を説明できない.図5にBFP解析の結果を示す. 点線(緑)は、熱核融合による中性子発生率の時間推移(橙 色点線は軽水素ビームを入射する直前の発生率)である。 実験では高純度の軽水素ビームを使用したが、NBI装置



図4 重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射した場合のプ ラズマ状態の時間推移.



図5 軽水素ビーム中の重水素混入割合毎の中性子発生率の時間 推移(実験条件は図4に相当).

のコンディショニング等により、軽水素ビーム中に予期 せず重水素が含まれていた可能性もある。青線は、軽水 素ビーム中に0.02,0.2,1%モル比の重水素が混入してい たと仮定した場合の、ビーム重水素とバルク重陽子間の DD反応による中性子発生率でありFP計算により評価し た.赤線は、BFP解析によるノックオンテイル形成を考 慮した場合の中性子発生率の時間推移である。まず、仮 定したパラメータにおいてBFP解析は実験で観測された 約1桁の中性子発生率の上昇幅を概ね再現可能であるこ とがわかる.但し、実験においては、何らかの事由で軽 水素ビーム中に0.2%を超える重水素が含まれており、そ の影響で中性子発生率が上昇した可能性も完全には否定 できない.第21サイクルの実験でノックオンテイル形成 を示唆する結果は得られたものの、この実験のみではそ の断定には至らず、ノックオンテイルの形成を結論付け ることは断念した.

翌年度,再度実験に挑戦した.その結果を図6に示す. 図4と同様、入射前後の(a)ビームパワー、(b)電子温度、 (c)電子密度,(d)中性子発生率 S<sub>n</sub>の時間推移を示してい る。但し、イオン温度については、計測精度を高めるた め、CXS(charge exchange spectroscopy) による測定 を行った.図では,経過時間3.6及び4.6s付近の両時刻で 中性子発生率に鋭いピークが観られるが、これは、イオ ン温度を計測する目的で垂直方向の重水素ビームを短パ ルスで入射したためである.この実験においても、前年 度(図4)と同様に高純度軽水素ビームを入射した直後 (3.8 s) より1桁以上の中性子発生率の増加が観測された. 発生率の増加量はプラズマ条件によって変化するが、同 様の結果は複数のショットで確認されている. 高純度軽 水素ビーム入射前後において、イオン温度はそれぞれ2.11 及び2.37 keVであった.熱核反応による中性子発生率の 増加は、1.6倍程度と見積もられ、このショットにおいて も、実測された中性子発生率の増加はイオン温度では説 明できない.



図 6 高電子温度の重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射 した場合のプラズマ状態の時間推移.

第22サイクルLHD実験では、前年度の実験で懸念点 となっていた軽水素ビームへの重水素混入の可能性を調 べるための実験も実施した.結果を図7に示す.図には 3つのショットを重ねて示している. 中性子発生率Snは, 低発生率域で感度が高い<sup>3</sup>He比例計数管の値を示した. ショットでは、いずれも電子温度を2 keV 程度に抑えた. 前述の通り、このような低電子温度では、中性子発生率 にノックオンテイル形成の影響は現れ難くなる. これら のショットでは、いずれも中性子発生率は10<sup>11</sup>s<sup>-1</sup>程度の 値であった.発生率の一部には熱核融合やノックオンテ イル形成に起因するものも含まれると考えられるが、仮 に、もし全てが軽水素ビームに混入していた重水素によ るものと見なしても、その混入密度比は0.02%程度と推 定された.以上の議論から,我々は,中性子発生率の上 昇はノックオンテイル形成による可能性が高いと考えて いる[8].

#### 3.2 核弾性散乱を介したエネルギー輸送

本節では高速重陽子の減速挙動を観測することによっ て核弾性散乱を介したエネルギー輸送過程を捉えた実験 例を紹介する.図8に代表的な実験における(a)ビームパ ワー,(b)電子温度,(c)電子密度,(d)中性子発生率*S*<sub>n</sub>の 時間推移を示す.実験では,軽水素及び重水素ビームを入 射した重水素プラズマにおいて,放電開始後4sに重水素 ビームのみを切断した.切断後,中性子発生率が速やか に低下している様子がわかる.中性子発生率が重水素ビー ム切断前の値の1/eとなる中性子減衰時間に注目する.図 9に,図8の中性子減衰過程(緑)に加えて,軽水素ビー



図7 低電子温度の重水素プラズマに高純度軽水素ビームを入射 した場合のプラズマ状態の時間推移.

ムが無い場合(青の点線),2本の軽水素ビームを入射し た場合(赤),の3ショットについて,中性子発生率(縦軸) を自然対数表示として示す.軽水素ビームを入射した場 合,軽水素ビームが無い場合と比較して,その入射パワー に応じて中性子減衰時間が増加している様子が観られる. これらのショットでは,中性子減衰時間の増加は,軽水 素ビーム入射による電子温度・電子密度変化からは説明 できなかった[9].

温度,密度,入射パワーが異なる複数のショット条件 に対して,FPモデルで計算した中性子減衰時間(*τ*<sub>FP</sub>)を 横軸として,FP・BFP解析値(丸印),実験による観測 結果(四角)を同じ図面にまとめた(図10).解析値(丸 印)は,(1)軽水素ビームの入射が無い場合(黒),(2)軽 水素ビームを入射しているが核弾性散乱を考慮しない場



図8 重水素ビーム切断後の重水素プラズマ状態の時間推移.





図10 FP 解析に基づく中性子減衰時間(τ<sub>FP</sub>)に対する中性子減 衰時間の測定値及び BFP・FP 解析値(τ<sub>n</sub>).

合(FP,緑),(3)軽水素ビームを入射し核弾性散乱を考 慮した場合(BFP,赤),の3種類である.解析では重陽 子の閉じ込め時間を40 msとした.実験結果(四角)は, 軽水素ビーム入射が無い場合(黒)と有る場合(赤)の2 種類である.中性子減衰時間は,軽水素ビームから減速 途中の重陽子への,Coulomb散乱,及び核弾性散乱によ るバルク重陽子の反跳を介した"間接的"なエネルギー 輸送によって増加する.核弾性散乱を考慮した場合の中 性子減衰時間は,実験で得られた値とほぼ同程度の値と なっていることがわかる.

最後に、軽水素ビームから減速途中の重陽子への Coulomb 散乱による加熱率と、核弾性散乱によるバルク 重陽子の反跳を介した"間接的"な加熱率をBFP解析に より評価し、比較した、解析では、図8で示したショッ トを想定した.重水素ビームを切断した後の、軽水素ビー ムから重陽子減速成分へ輸送されるパワーの時間推移を 図11に示している.(1)緑色の実線は、高速陽子から減速 途中の重陽子に、Coulomb 散乱を介して輸送されるパワー である.一方赤線は、(2)高速陽子の核弾性散乱によりバ ルク重陽子が反跳され、重陽子の減速成分へ"間接的" に輸送されるパワーを示している.Coulomb 散乱を介し た輸送パワー(1)は重水素ビーム切断後、重陽子減速分布 がMaxwell分布へ緩和するにつれ急速に減少する.一方, 核弾性散乱を介して"間接的"に輸送されるパワー(2)



図11 ビーム入射高速陽子からビーム入射高速重陽子への Coulomb及び核弾性散乱を介した輸送パワーの時間推移.

は、高速陽子及びバルク重陽子分布関数が重水素ビーム 切断後少なくとも100 ms程は定常に維持されるため、ほ ほ一定値を取る.注目点は、この実験条件において、ビー ムエネルギーが180 keV程度、かつ核弾性散乱断面積が Coulomb散乱断面積より数桁小さいにも関わらず、バル ク重陽子密度が減速途中の重陽子密度より数桁大きいた め、両輸送パワーが同オーダーの値となり得る点である. 間接的な輸送パワーは核弾性散乱効果が有意に現れるか 否かの、ひとつの指標となると考えている.

#### 3.3 その他の実験

核弾性散乱効果の確認のため、他にもいくつかの実験 を試みたので紹介する.ひとつは、僅かな軽水素を含む 重水素プラズマ(トロイダル磁場2.75 T)に、37.5 MHz, 1.45 MW程の高周波加熱を施し、生成される高速陽子の 核弾性散乱による重陽子速度分布関数上のノックオンテ イル観測を試みた実験である.軽水素ビームを入射した場 合と同様に、高周波入射直後に、加熱だけでは説明でき ない中性子発生率の上昇が観測された.実験では、NPA (neutral particle analyzer)による、重陽子・陽子の高 速成分の計測も実施しており、現在、解析・検討を進め ているところである.

本稿では、DD中性子を利用した観測実験・解析につ いて述べてきたが、DD反応と比べて断面積により急峻 なエネルギー依存性を持つ<sup>6</sup>Li (d, p) <sup>7</sup>Li\*反応の利用も 考えられる。同反応で生成される励起状態の<sup>7</sup>Li\*は、基 底状態に遷移する際に0.48 MeVのガンマ線を放出する. <sup>6</sup>Li (d, p) <sup>7</sup>Li\*ガンマ線生成核反応は,DD反応と異なり, 100 keV以下のエネルギーを持つ重陽子が反応にほとん ど関与しないため、バルク状態の揺動を気にせずノック オンテイルの形成を観測できる可能性がある.実験では、 LiF (95%濃縮<sup>6</sup>Li)粉末を加熱整形して,直径1.3 mm高 さ1mm程度の円柱状焼結ペレットを製作し、これを、高 純度軽水素ビーム加熱を施した重水素プラズマに入射し た.ペレット入射後の<sup>6</sup>Li (d, p) <sup>7</sup>Li\*反応で発生するガン マ線を十分な鉛遮蔽を施したLaBr (Ce) シンチレーショ ン検出器で、同時にLiの空間分布をCXSで計測した。結 果については、現在、解析・検討を進めているところで ある.

#### 4. おわりに

核弾性散乱の影響は様々な形で現れる可能性があるが, 一連のLHD実験においては,反応率係数及び高速イオン の減速に関する基本的ないくつかの現象に絞って,その観 測に挑戦した.観測においては,LHDに備わっていた下 記の特徴が幸いしたと考えている.(1)180 keV negative-NBI装置が設置されていたこと,(2)プラズマ体積30 m<sup>3</sup> に対して,10 MWを超えるビームが設置されており,ビー ム加熱パワー密度が大きかったこと,(3)イオン及び電子 温度のカップリングが弱く,ノックオンテイルの成長に 必要な高電子温度と,計測感度を高めるための低イオン 割合を低下させ軽水素の純度を高めるための設備が予め 設置されていたこと,また,(5)高性能の計測機器が充実 していたこと,等である.

イオン及び電子温度が同程度となる装置では、LHD実 験で採用した手法そのままでは、計測感度が低下する可 能性も考えられ、測定にはさらに工夫が必要となるかも しれない.しかし、核弾性散乱に伴うエネルギー輸送率 自体は、ビームエネルギーや温度の上昇と共に大きくな ることを強調しておきたい. 今後, より高いビームエネ ルギーに対してそれなりの工夫をし、将来的な炉心プラ ズマに、より近い状態で核弾性散乱効果を捕える実験が 望まれる. ノックオンテイル形成と言う現象自体は, 言 わば核弾性散乱効果のひとつの象徴にすぎない. ノック オンテイルの形跡を確実に確認しておくことは重要であ るが、そこに留まらず、核弾性散乱が生み出す新しいイ オン間のエネルギー輸送チャンネル,その核燃焼プラズ マ内のパワーフローへの影響について理解を進めておく ことが本質であろう.併せて、エネルギー輸送過程を解 析するための、より詳細なモデルについても検討が必要 である.実験では、正確な高速イオン速度分布関数を想 定可能なNBI加熱を用いたが,核弾性散乱研究が本来対 象としてきたものは,核融合反応で生成される1 MeVを 超える核融合反応生成イオンであることは言うまでもな い. 未来の核融合プラズマの核燃焼維持に重要な役割を 果たす高速イオンの散乱現象・減速過程の、より正確な 理解に引き続き取り組んでいくことが望まれる.

#### 謝辞

本研究はNIFS一般共同研究(17KLPH029,20KLPH047) で実施されました.実験において多くの有益なアドバイ スをいただきましたLHD実験グループの皆様に深く感謝 申し上げます.

# 参考文献

- [1] J.J. Devaney and M.L. Stein, Nucl. Sci. Eng. 46, 323 (1971).
- [2] S.T. Perkins and D.E. Cullen, Nucl. Sci. Eng. 77, 20 (1981).
- [3] Y. Nakao et al., Nucl. Fusion 21, 973 (1981).
- [4] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion 39, 145 (1999).
- [5] J. Källne et al., Phys. Rev. Lett. 85, 1246 (2000).
- [6] A.A. Korotkov et al., Phys. Plasmas 7, 957 (2000).
- [7] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion 60, 066007 (2020).
- [8] H. Matsuura et al., Nucl. Fusion 61, 094001 (2021).
- [9] H. Matsuura et al., Phys. Plasmas 29, 092502 (2022).
- [10] 松浦秀明 他:プラズマ・核融合学会誌 91,449 (2015).
- [11] L. Ballabio et al., Phys. Rev. E 55, 3358 (1997).
- [12] M. Nocente et al., Nucl. Fusion 53, 053010 (2013).
- [13] H. Nuga et al., Nucl. Fusion **59**, 016007 (2019).
- [14] H. Matsuura *et al.*, Plasma Phys. Control. Fusion 53, 3035023 (2011).
- [15] M. Isobe et al, Nucl. Fusion 58, 082004 (2018).