



小特集 核燃焼プラズマにおける核弾性散乱とその炉心特性への影響

6. 高温プラズマにおける核弾性散乱効果の検証法

6. Verification Scenario of Nuclear Elastic Scattering Effects in High-Temperature Plasmas

松浦 秀明

MATSUURA Hideaki

九州大学大学院工学研究院エネルギー量子工学部門

(原稿受付：2015年4月1日)

高温プラズマ中における核弾性散乱効果の実験的確認は十分になされたとは言い難い。本章では、(1) γ 線生成核反応、(2) 中性子放出スペクトルの計測に基づき、既存のプラズマを利用して、高温プラズマ中において高エネルギー陽子が引き起こす核弾性散乱効果の定量的確認に利用可能な現象と、検証法に対する考え方を示す。

Keywords:

knock-on tail, γ -ray-generating nuclear reaction, neutron emission spectrum, Gaussian distribution

6.1 はじめに

原子核物理分野では古くから核弾性散乱断面積の検討が積み重ねられてきた(第2章参照)。しかしながら、高温プラズマ中で核弾性散乱が引き起こす現象(核弾性散乱効果)については、実験的検証は不十分と考えられる。JETにおいて、アルファ粒子による燃料イオン分布関数上のノックオンテイルの形成を示唆する中性子放出スペクトルの広がり観測されているが[1, 2]、核弾性散乱効果を広く定量的に評価するには十分とは言い難い。特に、高温プラズマ中で高エネルギー陽子が引き起こす核弾性散乱効果については、実験的確認は為されていない。D- ^3He プラズマにおいては、核弾性散乱が炉心特性に重要な影響を及ぼすことも考えられ、その検証が必要である。

著者等は、既存の重水素プラズマを利用して、陽子が引き起こす核弾性散乱効果(第3章参照)を検証する方法について検討を行ってきた。方法は大きくふたつに分けられる。ひとつは、高エネルギー重陽子が引き起こす γ 線生成核反応を利用し、重陽子分布関数上にノックオンテイルが形成される(高エネルギー重陽子の存在割合が上昇する)ことを直接確認するものである。ふたつ目の方法は、この中性子放出スペクトルの歪みを見ることで、核弾性散乱効果を間接的に調べる方法である。第3章で示した通り、重陽子分布関数上にノックオンテイルが現れると、D(d, n) ^3He 反応で生成される中性子の放出スペクトルが Gauss 分布から歪む。本章では、これらふたつの方法を主体に、核弾性散乱効果の検証に利用可能と考えられる現象について、著者等の最近の研究を紹介する。

6.2 γ 線生成核反応を利用した核弾性散乱効果の検証法

ここでは、ある特定の相対運動エネルギー以上で急激に反応断面積が大きくなる、式(1)の γ 線生成核反応を利用してノックオンテイルの形成を確認する方法を紹介する[3, 4]。

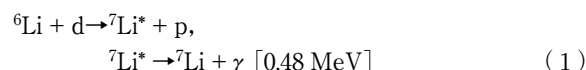


図1に上記 γ 線生成核反応の断面積を示す[5-8]。断面積は、数 keV から ~ 100 keV にかけて急激に増大することがわかる。図2に、電子温度 $T_e = 2$ keV、重陽子密度 $n_D = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の重水素プラズマに、100 $\sim$ 200 keV エネルギーの水素 beam を 10 MW のパワーで入射した場合の重陽

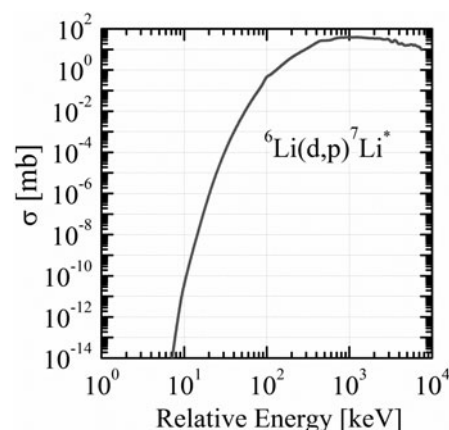


図1 ${}^6\text{Li}(d,p){}^7\text{Li}$ γ 線生成核反応断面積。

子エネルギー分布関数を示す。陽子の核弾性散乱により、重陽子分布関数上にノックオンテイルが形成されている様子がわかる。図2の分布関数を図1の反応断面積と比較することで、核弾性散乱によって、図2に示したノックオンテイル（高エネルギー成分）が生成された場合、(1)式で示した γ 線生成核反応率が急減に大きくなることが理解できる。図3に、水素 beam エネルギーの関数として、(a)核弾性散乱を無視した（重陽子分布関数はMaxwell分布）場合の γ 線生成核反応率係数、(b)ノックオンテイルが形成された場合の γ 線生成核反応率係数、及び(c) γ 線生成率の上昇度合い η を示す。解析において、 ${}^6\text{Li}$ の数密度は重陽子の1%とした。例えば、200 keVのbeamエネルギーで水素を入射した場合、核弾性散乱効果に起因する重陽子分布関数上のノックオンテイルが計算通りに形成されると、 γ 線生成反応率係数(0.48 MeV γ 線強度)は約60倍に増大することが予想される。 γ 線強度の変化量を捉えることで、ノックオンテイルの大きさを予測できる可能性があると考えている。

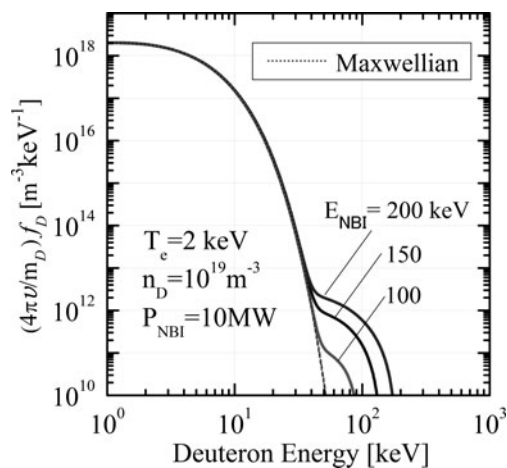


図2 水素 beam 入射時の重陽子分布関数。

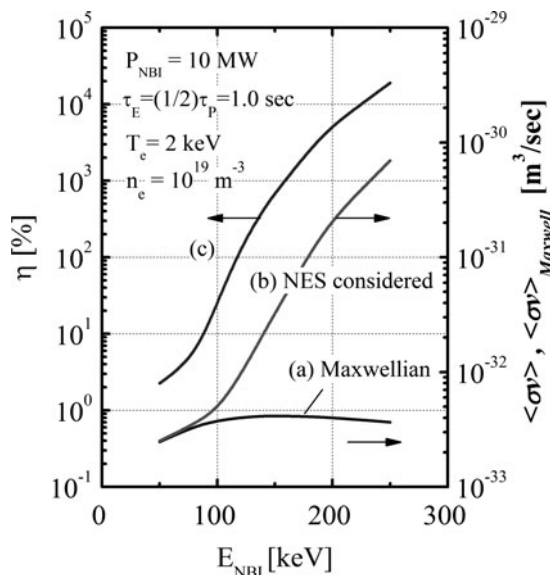


図3 0.48 MeV γ 線生成核反応の反応率係数とノックオンテイル形成による上昇度合い。

6.3 中性子放出スペクトルの歪みを介した核弾性散乱効果の検証法

重水素プラズマ中では、 D(d,p)T 反応により 3.02 MeV 陽子が生成される。また、わずかながら $\text{D(d,n)}{}^3\text{He}$ 反応で発生した ${}^3\text{He}$ と重陽子の ${}^3\text{He(d,p)}\alpha$ 反応で、14.7 MeV 陽子も発生する。これらの高エネルギー陽子は、核弾性散乱を介してバルク重陽子を高エネルギー領域に反跳させ、重陽子分布関数上にノックオンテイルを形成する。重陽子分布関数上にノックオンテイルが形成されると、 $\text{D(d,n)}{}^3\text{He}$ 反応で発生する中性子の放出スペクトルが Gauss 分布から歪む[9, 10]。この歪みを捉えることで、重陽子分布関数上のノックオンテイルの大きさを確認できる可能性がある[4, 11]。ここで、確認対象としている核弾性散乱は、陽子-重陽子間のものであることにご注意いただきたい。図4に、電子温度 $T_e = 20$ keV、重陽子密度 $n_D = 8 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の重水素プラズマに、2.5 MW の ${}^3\text{He}$ beamを入射した場合に対して、 $\text{D(d,n)}{}^3\text{He}$ 反応で発生する中性子の放出スペクトルを示す。計算上、中性子放出スペクトルの Gauss 分布からの歪みが現れ、beam 入射エネルギーが高まる程歪みの度合いが大きくなるが、Gauss 成分のピークと比較して、非 Gauss 成分は約 3 桁以上小さい。又、 D(d,p)T 反応で生成されたプラズマ中のトリトンが引き起こす $\text{T(d,n)}\alpha$ 反応の結果、僅かながら 14 MeV 中性子が発生し(図5参照)、その減速成分が $\text{D(d,n)}{}^3\text{He}$ 反応で発生する中性子の放出スペクトルの非 Gauss 成分の測定時のノイズとなる。この非 Gauss 成分を捉えることは容易でなく、工夫が必要である。

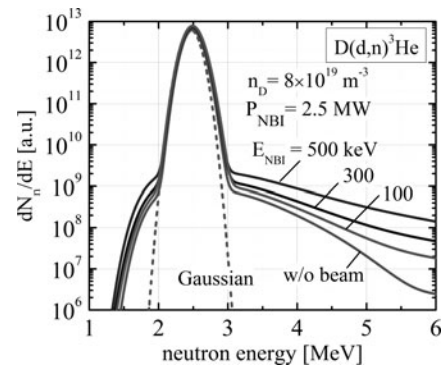


図4 重水素プラズマにおける $\text{D(d,n)}{}^3\text{He}$ 反応による中性子放出スペクトル[11]。

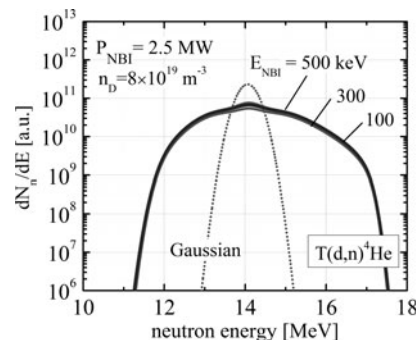


図5 重水素プラズマにおける $\text{T(d,n)}\alpha$ 反応による中性子放出スペクトル[11]。

中性子放出スペクトルにおける非 Gauss 成分は、重心系における放出角が小さい場合、或いは大きい場合の放出成分である。したがって、Gauss 成分が（壁面からみてプラズマが張る立体角の相違に基づく非一様性を除けば）ほぼ一様に壁面に達するのに対し、非 Gauss 成分はプラズマ内である特定の方向に偏って放出され、特定の壁面位置に到達することになる[12]。例として、図 6 に D-T プラズマにおける 2 重微分中性子放出スペクトルの解析結果を示す。計算においては、電子温度 $T_e = 20$ keV、電子密度 $n_e = 6.7 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ の D-T プラズマに、1 MeV エネルギーの重水素 beam を 40 MW のパワーで入射した場合を想定した。 θ_{lab} は beam 入射方向に対する中性子放出角度である。図より、beam 入射方向には、高エネルギー中性子、反対方向に低エネルギー中性子の放出割合が高まっている様子が伺える。磁場配位中の燃料イオンの軌道解析を行い、プラズマ内での燃料イオンの運動方向を考慮に入れた上で、装置に対する固定座標系で核融合反応による中性子（非 Gauss 成分）の放出方向を求め、放出された中性子が到達する壁面上の位置と方向を集計することで、高エネルギー中性子の到達割合が高まる壁面上の位置と方向を特定することが可能である。特定した壁面上の位置において、特定の方向に向かって検出器を設置することで、高エネルギー中性子計測における S/N 比を高められる可能性がある。現在、壁面上の任意の位置における中性子入射角、エネルギースペクトルを解析するための解析モデル及びコードを開発中である[13]。

6.4 まとめ

本章では、 γ 線放出反応を利用する方法、中性子放出スペクトルの Gauss 分布からの歪みを捉える方法のふたつの手法を掲げ、陽子が引き起こす核弾性散乱効果を既存の重水素プラズマを用いて計測するために利用可能性がある現象を紹介した。実際の測定に対しては、プラズマの空間分布や、コリメート手法、中性子エネルギースペクトルの計測法などを具体的にすることが必要である。今後の継続的な検討が必要である。

謝 辞

核弾性散乱効果の実験的検証法に関する検討を進めるに際し、核融合科学研究所の共同研究（「先進核融合燃料と

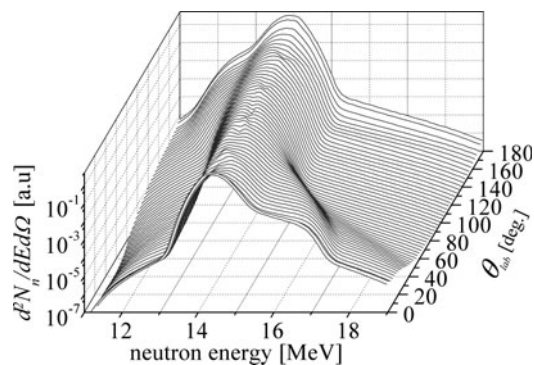


図 6 D-T プラズマの 2 重微分中性子放出スペクトル[12]。

先進核融合炉方式とに関する理論研究」[代表：渡辺二太，所内世話人：富田幸博]，「先進燃料核融合炉の核燃焼特性と高性能化に関する研究」[代表：松浦秀明，所内世話人：富田幸博]，「先進燃料核融合炉の革新技術」[代表：高橋俊樹，所内世話人：富田幸博]，「先進燃料核融合炉の安全性に関する定量的評価」[代表：高橋俊樹，所内世話人：柳長門]，「炉心プラズマにおける核弾性散乱効果とその検証法の検討」[代表：松浦秀明，所内世話人：後藤拓也]，科学研究費特定領域研究「プラズマ燃焼実験のための先進計測」[代表：笹尾真実子][14]を通しての議論の場が大変有意義でした。ここに深く感謝申し上げます。

参考文献

- [1] J. Källne *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 1246 (2000).
- [2] A.A. Korotkov *et al.*, Phys. Plasmas **7**, 957 (2000).
- [3] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **2**, S1078 (2007).
- [4] H. Matsuura *et al.*, Fusion Sci. Tech. **60**, 630 (2011).
- [5] V.T. Voronchev *et al.*, Phys. Rev. E **63**, 26413 (2001).
- [6] V.T. Voronchev *et al.*, Mem. Fac. Eng. Kyushu Univ. **51**, 63 (1991).
- [7] A.J. Elwyn *et al.*, Phys. Rev. C **16**, 1744 (1977).
- [8] S.N. Abramovich *et al.*, Bull. Kazakh. Acad. Sci. Phys. Math. **4**, 24 (1984).
- [9] L. Ballabio *et al.*, Phys. Rev. E. **55**, 3358 (1997).
- [10] H. Matsuura *et al.*, Phys. Plasmas **16**, 042507 (2009).
- [11] H. Matsuura *et al.*, Plasma Fusion Res. **8**, 2403064 (2013).
- [12] H. Matsuura *et al.*, J. Plasma Fusion Res. SERIES, **9**, 48 (2010).
- [13] S. Sugiyama *et al.*, Plasma Fusion Res. **10**, 3403055 (2015).
- [14] 笹尾真実子 他：プラズマ・核融合学会誌 **83**, 957 (2007).