

磁場閉じ込めD-³Heプラズマの自己点火条件に対する核弾性散乱効果

御手洗, 修
東海大学熊本教養教育センター

<https://hdl.handle.net/2324/1544161>

出版情報 : Journal of plasma and fusion research. 91 (7), pp.463-467, 2015-07. The Japan Society of Plasma Science and Nuclear Fusion Research

バージョン :

権利関係 :

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

4. 磁場閉じ込め D-³He プラズマの自己点火条件に対する核弾性散乱効果

4. The Effect of the Nuclear Elastic Scattering on the Ignition Condition in the Magnetically Confined D-³He Plasmas

御手洗 修

MITARAI Osamu

東海大学熊本教養教育センター

(原稿受付：2015年2月9日)

高温度の D-³He 核融合プラズマで電子加熱が起きると、シンクロトロン放射によってエネルギーが失われ、自己点火領域に達することは困難となる。14.7 MeV プロトンによる核弾性散乱はイオンを優先的に加熱できる重要なメカニズムで、このおかげで D-³He 核融合炉の可能性が生じる。現在の実験データベースの範囲あるいはわずかの外挿で実現できそうな D-³He 核融合炉はトカマクだけである。ここでは高アスペクト比と低アスペクト比のトカマク炉について、自己点火に必要な核融合出力によるイオン加熱割合を比較し、核弾性散乱によるイオン加熱のみを考えた場合、ベータ値の高いスフェリカルトカマクだけが自己点火が可能であることを示す。さらに D-³He スフェリカルトカマク核融合炉の自己点火の詳細なパラメータについても述べる。

Keywords:

nuclear elastic scattering, ion heating, tokamak, D-³He ignition, spherical tokamak

4.1 はじめに

DT 核融合プラズマではアルファ粒子加熱によって主に電子が加熱される。中性粒子入射 (NBI) の電子加熱割合とイオン加熱割合の考えに、アルファ粒子を NBI の入射粒子として当てはめてみると、アルファ粒子のエネルギー 3.5 MeV は電子加熱のクリティカル温度 $T_c = 16 T_e \sim 300$ keV より一桁も大きくなるからである。電子の熱速度はアルファ粒子の速度よりも大きく、かつアルファ粒子の速度はイオンの熱速度よりも大きいので、アルファ粒子と電子の相互作用が大きくなるからと考えることもできる。このように DT 核融合反応では電子加熱になる可能性が高い。しかしながら、この電子加熱が D-³He 核融合でも起きると自己点火領域に達することは不可能となる。なぜなら、さらに高温度の D-³He 核融合で 14.7 MeV のプロトンによって電子加熱が優先的に起きると、シンクロトロン放射損失によってエネルギーが失われるので、自己点火領域に達することは不可能となるからである。したがって、D-³He 核融合では如何にしてイオンを優先的に加熱するかが重要となる。

この特集号で扱う核弾性散乱は、高エネルギー粒子の衝突過程によって起こるものであり、イオンを優先的に加熱できる非常に重要なメカニズムである。特に D-³He 核融合の場合、14.7 MeV プロトンによる核弾性散乱加熱が顕著であり、このメカニズムのおかげで D-³He 核融合炉の可能性が生じる。即ち、+ の電荷をもつ 14.7 MeV プロトンが + の

電荷をもつ重水素イオンに近づくと、最初クーロン反発力によって重水素イオンから押されるが、イオン間の距離が近づくと今度は核力による引力が働き、14.7 MeV プロトンが重水素イオンから引っ張られる結果プロトンの軌道が大きく曲げられ、大角度散乱となり、14.7 MeV プロトンのエネルギーが有効に重水素イオンに与えられることになる。

なお、現在の実験データベースの範囲あるいはわずかの外挿で実現できそうな D-³He 核融合炉はトカマクだけであり、高ベータ値が得られる FRC 等の装置は実験データベースが少なく外挿性も未知であり、ヘリカル炉についてもその可能性は大変に厳しい[1]。したがって、ここでは D-³He トカマク核融合炉の自己点火における核弾性散乱の効果について述べる。また、トカマクも大別すると高アスペクト比トカマクと低アスペクト比トカマクがあるが、これらを比較検討すると低アスペクト比トカマクが有利であることがわかる。

4.2 高、低アスペクト比トカマク炉における自己点火条件に及ぼす核弾性散乱効果の比較[2]

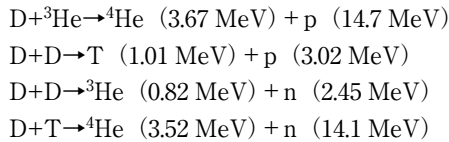
ここで述べる高アスペクト比トカマク炉とは低ベータ値と等価であり、低アスペクト比トカマク炉とは高ベータ値をもつ、と言い換えた方がむしろわかりやすいかもしれない。比較のために表 1 にこれらの装置パラメータを示す。

自己点火条件に及ぼす核弾性散乱効果を調べるために、

表1 高アスペクト比[1]と低アスペクト比[2]D-³He トカマク核融合炉のパラメータ.

			[1]	[2]
Major radius:	R	(m)	7.5	5.6
Minor radius:	a	(m)	3.2	3.4
Aspect ratio A:	A		2.33	1.7
Toroidal field:	B_0	(T)	5→7.0	4.4
Maximum field:	B_{max}	(T)	16.0 T	20.5
Plasma Current:	I_p	(MA)	50	90
Heating power:	P_{EXT}	(MW)	180→0	250→0
Confinement factor over IPB($\gamma, 2$) scaling:	γ_{HH}		2.0	2.5→2.0
Global confinement time:	τ_E	(s)	12	16.5
Proton and Helium ash density fraction:	f_{ash}	(%)	9.5	10.4
Ion to electron energy confinement time ratio:	τ_{Ei}/τ_{Ee}		2	2
Wall reflectivity:	R_{eff}		0.95	0.9
Density profile:	α_n		1.0	0.5
Temperature profile:	α_T		1.0	1.0
Electron density:	$n(0)$	(m^{-3})	3.1×10^{20}	2.5×10^{20}
Greenwald factor:	$n(0)/n(0)_{GW}$		1.33	0.77
Power fraction to ion:	F_{ion}		0.7	0.4
Ion temperature:	$T_i(0)$	(keV)	110	135
Electron temperature:	$T_e(0)$	(keV)	75	110
Temperature ratio:	$T_i(0)/T_e(0)$		1.47	1.22
Toroidal beta value:	$\langle \beta \rangle$	(%)	12.2	40.0
Poloidal beta value:	$\langle \beta_p \rangle$		1.78	1.3
Normalized beta value:	β_N		5.4	6.5
Allowable normalized beta:	β_{Nlimit}		6.0	7.8
Fusion power:	P_f	(MW)	3000	3000
Neutron power:	P_n	(MW)	100	62
Bremsstrahlung loss:	P_b	(MW)	952	1450
Synchrotron radiation loss:	P_s	(MW)	973	416
Plasma conduction loss:	P_L	(MW)	968	1074
Electric power ($\eta_c=40\%$):	P_e	(MW)	1028	1132
Average neutron wall loading:	Γ_n	(MW/m ²)	0.061	0.035
Average heat flux:	Γ_h	(MW/m ²)	1	1.05
Double null divertor heat flux:	Γ_{\div}	(MW/m ²)	10.3	15.2

下のような D-³He 核融合反応を 0 次元の粒子, パワーバランス方程式を用いて解く.



この計算においては, まず放物形状の密度, 温度分布を仮定し, 重水素, ³He, トリチウム, He 灰, プロトン灰の粒子バランス方程式, 電子とイオン別々のパワーバランス方程式を用いる. さらに高アスペクト比トカマク炉の場合, プラズマ電流の駆動は中心ソレノイド (Central solenoid, CS) で行い, ST の場合には中心ソレノイドを用いなくて初期プラズマを立ち上げ, その後は加熱と垂直磁場によってプラズマ電流を増加させる, いわゆる中心ソレノイドなしでのプラズマ電流立ち上げ法を用いる.

イオンのパワーバランス方程式は,

$$\frac{dW_i}{dt} = \overline{P}_{FP}F_{ion} + P_{EXT}F_{Pi} / V_0 - \overline{P}_{ie} - \overline{P}_{Li} \quad (1)$$

電子のパワーバランス方程式は,

$$\begin{aligned} \frac{dW_e}{dt} = \overline{P}_{FP}(1 - F_{ion}) + P_{EXT}(1 - F_{Pi}) / V_0 \\ + \overline{P}_{oh} + \overline{P}_{ie} - \overline{P}_b - \overline{P}_s - \overline{P}_{Le} \quad (2) \end{aligned}$$

ここで $\overline{P}_{FP} = \overline{P}_{DHE3} + \overline{P}_{DDPT} + \overline{P}_{DDHE3N} + \overline{P}_{DT}$ は全核融合出力 (アルファ加熱, プロトン加熱等), F_{ion} は全核融合出力によるイオン加熱割合, P_{EXT} は外部加熱パワー, F_{Pi} は外部加熱パワーからのイオン加熱割合, V_0 はプラズマ体積, \overline{P}_{oh} はオーム加熱パワー, \overline{P}_b は相対論的効果を含む制動輻射損失, \overline{P}_s はシンクロトロン輻射損失である. \overline{P}_{ie} はイオンから電子に輸送されるパワーで, P_{Li} はイオンの熱伝導損失, P_{Le} は電子の熱伝導損失パワーである. ここでは F_{ion} がどの程度の値をもつかが重要である.

ここでイオンの熱伝導損失 P_{Li} を

$$\bar{P}_{Li} = \frac{1.5k(n_D + n_{He3} + n_T + n_p + n_\alpha)T_i}{\tau_{Ei}} \quad (3)$$

電子の熱伝導損失 P_{Le} を

$$\bar{P}_{Le} = \frac{1.5k(n_e)T_e}{\tau_{Ee}} \quad (4)$$

とすると、これらの和

$$\bar{P}_{Li} + \bar{P}_{Le} = \bar{P}_L \quad (5)$$

は全熱伝導損失 P_L であり、IPB98(y,2)閉じ込め時間のスケーリング則で与えられる。なお、 τ_{Ei} はイオンエネルギー閉じ込め時間、 τ_{Ee} は電子エネルギー閉じ込め時間である。全熱伝導損失 P_L のうち、イオンと電子による熱伝導損失割合を表すために、イオン/電子閉じ込め時間比 (τ_{Ei}/τ_{Ee}) を用いる。

表1に主半径 $R=7.5$ m, $a=3.2$ m, $B_t=7$ T と $R=5.6$ m, $a=3.4$ m, $B_t=4.4$ T の高アスペクト比と低アスペクト比の D-3He トカマク炉の装置のプラズマパラメータを示す。(注：高アスペクト比と呼ぶほどアスペクト比が大きいわけではないが、ここでは両者を区別するためにこのように表現する。)

上の0次元方程式のパラメータの時間発展をプラズマ電流も考慮して計算した結果を示す。図1に主半径 $R=7.5$ m, 小半径 $a=3.2$ m, トロイダル磁場 $B_t=7$ T, アスペクト比 $A=2.33$, プラズマ電流 $I_p=50$ MA, シンクロトロン輻射の壁からの反射率 $R=0.95$ の場合の高アスペクト比トカマク炉のプラズマパラメータの時間発展を示す。プラズマ電流はCSによって駆動している。初期加熱パワーは200 MW 近くであり、核融合出力は3 GW である。200 s で自己点火領域に入り、外部加熱パワーは自動的に0 になり、その後はずっと自己点火状態が続く。

図2に主半径 $R=5.6$ m, 小半径 $a=3.4$ m, トロイダル磁場 $B_t=4.4$ T, アスペクト比 $A=1.7$, プラズマ電流 $I_p=90$ MA, シンクロトロン輻射の壁からの反射率 $R=0.90$ の場合の低アスペクト比トカマク炉のプラズマパラメータの時間発展を示す。プラズマ電流はCSを用いず、加熱パワーと垂直磁場によって駆動している。即ちCSなしでプラズマ電流を駆動している。初期加熱パワーは250 MW であり、核融合出力は同じ3 GW であり、その結果、プラズマ電流は垂直磁場誘導によって90 MA まで増大し、定常となる。

この2つの炉について、全核融合出力のイオン加熱割合 F_{ion} と、シンクロトロン輻射の壁からの反射係数 R_{eff} が自己点火に与える影響を示したのが図3 である。一般に、シンクロトロン輻射は電子温度が高くなり、またトロイダル磁場が高くなると増えるが、ベータ値が大きくなると減る。従って、この図は、自己点火領域でのイオン温度を両炉とも同程度とすると、高アスペクト比、低ベータ値、強磁場トカマク炉ではシンクロトロン輻射が大きいので、イオン加熱割合が大きく相対的に電子温度が低くないとイグニッ

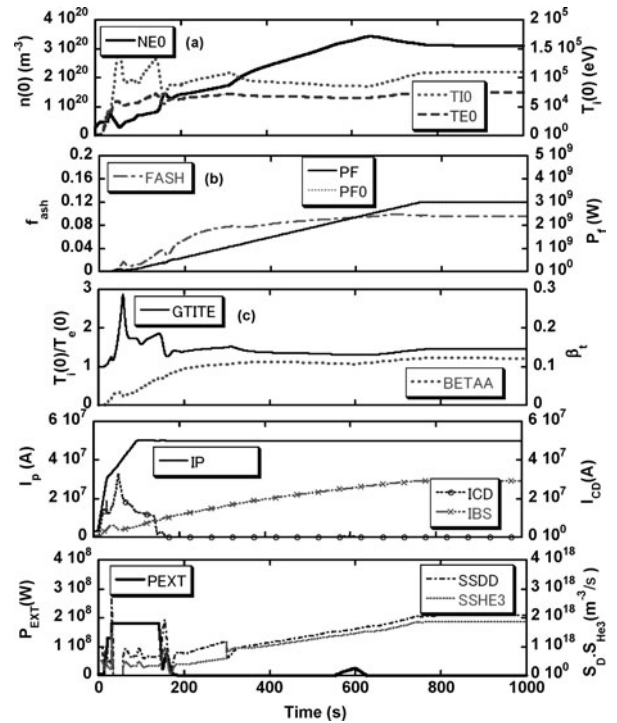


図1 D-3He 高アスペクト比炉のイオン加熱割合 $F_{ion}=0.7$ の場合のプラズマパラメータの時間発展。(a) 中心密度 $n(0)$, 中心イオン温度 $T_i(0)$, 中心電子温度 $T_e(0)$, (b) 核融合出力 P_f , アルファ灰とプロトン灰の和 f_{ash} (一点鎖線), (c) イオン・電子温度比 (実線), 平均トロイダルベータ β (点線), (d) プラズマ電流 (実線), 非誘導電流 I_{CD} (○), 自発電流 I_{BS} (×), (e) 外部加熱パワー P_{EXT} , 重水素 S_D , ヘリウム3 燃料供給率 S_{HE3} . (参考文献[2], Fig.1).

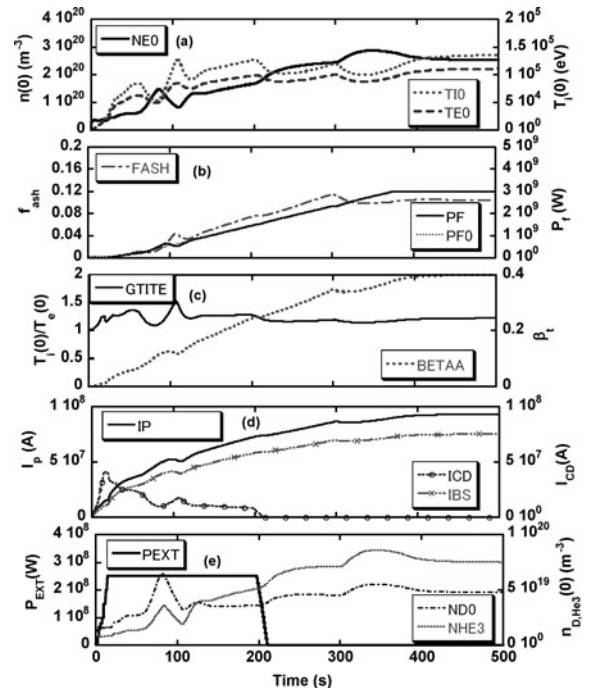


図2 D-3He ST 炉のイオン加熱割合 $F_{ion}=0.4$ の場合のプラズマパラメータの時間発展。(a)-(e) は図1 と同じ。(参考文献 [2], Fig.2).

ションには届かないということを示している。一方、低アスペクト比、高ベータ値、弱磁場トカマク炉では、シンクロトロン輻射が小さいので、イオン加熱割合が小さくて相

対的に電子温度が高くても自己点火領域に届くということである。

具体的には図3からわかるように、高アスペクト比のトカマクでは核融合出力のイオン加熱割合が0.6~0.7でなければ自己点火領域には到達できない。このように自己点火を成立させるためには、イオンを主に加熱できるメカニズムが必要である。そのために、N.J. Fisch はアルファ粒子チャネリング（アルファ粒子のエネルギーが、それによって生じる波動によってイオンを選択的に加熱するという仮説。D-³He核融合では14.7 MeVプロトンによって起こることを想定）という考え方を提案した。しかしながら、このようなメカニズムはまだ全く実験的に観測されていない[3-6]。次に可能性があるのは、NSTXにおけるイオン加熱の観測である。これは磁場揺動によるストカスティック（統計）加熱ではないかと思われるが[7]、その後の詳しい研究がないので、さらなる研究が必要であろう。一方、D-³He核融合における核融合出力のイオン加熱割合は核弾性散乱を考えた場合、電子温度100 keVの場合0.4程度であることが松浦の計算より明らかになっているので[8]、このメカニズムしか存在しない場合、高アスペクト比強磁場トカマク炉ではD-³He核融合の自己点火は成立しないということが図3から理解できる。一方、低アスペクト比のトカマク炉では0.3以上あれば自己点火領域に到達できる。核弾性散乱はこの小特集にあるようにその断面積は昔から知られていた事実であり、クーロン散乱よりも核力による引力の分だけ散乱断面積が増加し、その結果イオン加熱をもたらすことになる。

したがって、現在得られている確かな知識によればD-³Heトカマク炉を実現するには低アスペクト比STでなければならないということになる。現在筆者が行っているD-³HeST炉の研究はこの核弾性散乱による効果を根拠にしており、その意味で現実的であることが理解できる。他のD-³He炉の研究においてはこのようなイオン加熱の考慮

はなされていないことを指摘したい。

4.3 D-³He ST 炉におけるイオン/電子閉じ込め時間比とイオン/電子温度比の関係[9]

どのようなアスペクト比のトカマクがD-³He炉に有利かを調べた結果、ST炉が一番最適であることがわかった。そこで、今度は不純物量を若干増やし、より厳しい条件に設定した場合の、 $R=5.6$ m, $a=3.4$ m, $B_t=4.4$ TのST炉を成立させるために必要なパラメータをさらに詳しく調べた。

シンクロトロン放射の壁からの反射係数が0.9のときの自己点火領域でのイオン/電子温度比が、イオン加熱割合 F_{ion} とイオン/電子閉じ込め時間比 τ_{Ei}/τ_{Ee} にどのように依存するかを詳しく調べた結果を図4に示す。この図では、イオン加熱割合 F_{ion} が大きいほど高イオンモードになることがわかる。即ち、イオン加熱割合とイオン/電子温度比はほぼ対応関係がある。ここで松浦論文[8]に従って、核弾性散乱によるイオン加熱割合 $F_{ion}=0.4$ 程度とすると、イオン/電子閉じ込め時間比が5よりも大きくないと自己点火領域は存在しない。したがって、ここで提案しているD-³HeST炉では $\tau_{Ei}/\tau_{Ee}=6$ を仮定する。また、核弾性散乱で0.4となる場合、自己点火領域のパラメータは密度 $\sim 2.53 \times 10^{20}$ m⁻³, 電子温度 ~ 110 keV, イオン/電子温度比 ~ 1.25 である。またこの図から、ここで提案しているD-³HeST炉の自己点火領域の存在条件は核融合出力のイオン加熱割合が0.36以上でなければいけないことがわかる。

なお、CSなしプラズマ電流立ち上げについては、最近STOR-Mトカマクにおいて鉄心を用いれば容易にプラズマ電流の立ち上げが行えることが明らかとなり[10-12]、主半径の少し大きいD-³HeST鉄心炉の設計が進んでいる。そこでも14.7 MeVプロトンの核弾性散乱は同様に大きな役割を果たしている。このように着実に進んでいるD-³HeST炉の研究において、核弾性散乱は重要な位置を占

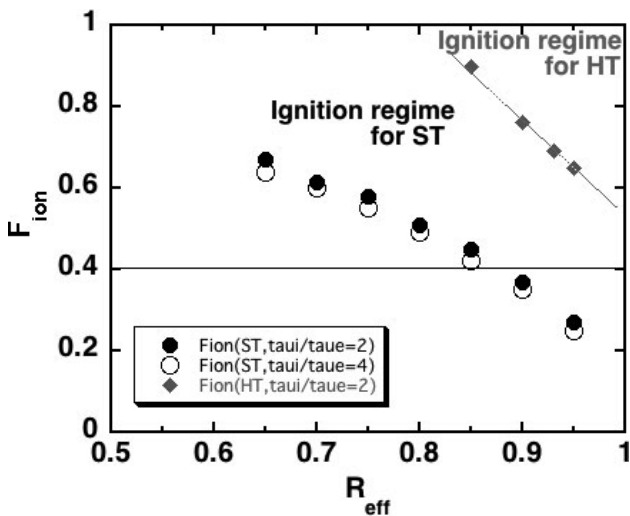


図3 D-³He高アスペクト比トカマク (HT) と低アスペクト比STにおける自己点火を達成するための核融合出力のイオン加熱割合 F_{ion} とシンクロトロン放射の壁からの反射係数 R_{eff} の関係。(参考文献[2], Fig.3).

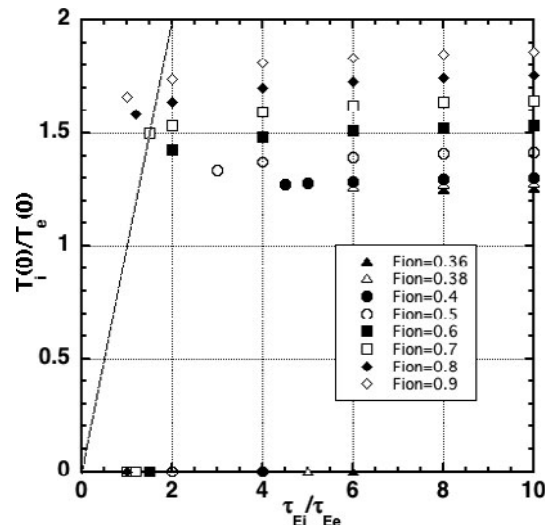


図4 D-³HeSTにおける核融合出力のイオン加熱割合とイオン/電子閉じ込め時間比とイオン/電子温度比の関係 (参考文献[9], Fig. 4).

めていることが理解できる。

参考文献

- [1] O. Mitarai *et al.*, J. Plasma Fusion Res. **6**, 303 (2004).
- [2] O. Mitarai *et al.*, Fusion Eng. Des. **81**, 2719 (2006).
- [3] N.J. Fisch and M.C. Herrmann, Nucl. Fusion **34**, 1541 (1994).
- [4] N.J. Fisch and M.C. Herrmann, Nucl. Fusion **35**, 1753 (1995).
- [5] M.C. Herrmann and N.J. Fisch, Phy. Rev. Lett. **79**, 1495 (1997).
- [6] N.J. Fisch and M.C. Herrmann, Plasma Phys. Control. Fusion **41**, A221 (1999).
- [7] D.A. Gates *et al.*, Phy. Rev. Lett. **87**, 205003-1 (2001).
- [8] H. Matsuura *et al.*, "Effect of Nuclear Elastic Scattering on Plasma Confinement Condition in D-³He Tokamak Fusion Energy Systems" 12th International Conference on Emerging Nuclear Energy Systems (Brussels, Belgium, Aug. 21-26, 2005).
- [9] O. Mitarai "A D-³He spherical tokamak reactor with the plasma current ramp-up by vertical field" in "Nuclear Reactors, Nuclear Fusion and Fusion Engineering," (Nova Science Publishers, Inc., 2009), Edited by A. Aasen and P. Olsson.
- [10] O. Mitarai *et al.*, Fusion Eng. Des. **89**, 2467 (2014).
- [11] O. Mitarai *et al.*, Rev. Sci. Instrum. **86**, 033508 (2015).
- [12] O. Mitarai *et al.*, "Plasma Current Start-up Experiments without Central Solenoid in the Iron Core STOR-M Tokamak", in 25th IAEA FEC (Oct.13-18, St. Petersburg, Russia) EX/P5-46, and accepted in Nuclear Fusion (Apr. 28, 2015).