

نقش کاهش تریتیوم در تعیین بهره واکنش‌های همجوشی دوتریوم-تریتیوم با در نظر گرفتن احتراق سریع از طریق همجوشی لیزری

سیده نسرین حسینی مطلق*^۱، محمدعلی زارعی^۲

۱. دانشیار، فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی، شیراز، ایران

۲. دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

تاریخ دریافت: ۱۳۹۸/۰۲/۲۳ تاریخ پذیرش: ۱۳۹۸/۱۲/۱۳

The Role of Tritium Concentration Reduction in Determining the Reactions' Gains of Deuterium-Tritium Fusion by Considering Quick Combustion through Laser Fusion

S. N. Hosseinimotlagh*¹, M. A. Zarei²

1. Department of Physics, Shiraz Branch, Islamic Azad University, Shiraz, Iran

2. Ph.D Student, Department of Physics, Payam Noor University

Received: 2019/05/13 Accepted: 2020/03/03

Original Article

مقاله پژوهشی

Abstract

One of our current goals is the investigation of the fuel efficiency of DT by choosing a low Tritium fuel triac percentage, f_T , in the new achievements of ICF, through the concept of quick combustion engines. This calculation certainly determines the possibility of using a quick combustion, and in particular the possibility of an appropriate stimulator, and explains the pulse duplex in the compressed material as well. In fact, in this research, our main goal is the study of the rate of gain changes with the change in the tritium concentration fraction. The lower the tritium concentration, the more economical it would be, but this amount should not be so low that affect the appropriate gain for fusion.

Keywords

Laser Ignition, Fusion, Tritium, Concentration, Fuel.

چکیده

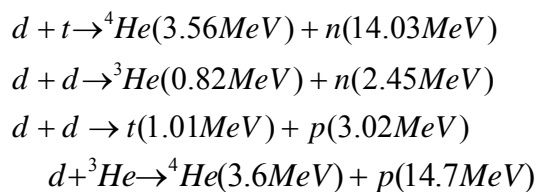
یکی از هدف‌های کنونی ما بررسی بهره سوخت DT با انتخاب درصد کسر بسیار ناچیز سوخت تریتیوم، f_T ، در دستاوردهای جدید ICF، از طریق مفهوم احتراق گره‌های سریع است. این محاسبات قطعاً فرض امکان استفاده از احتراق کننده سریع و به خصوص امکان یک تحریک کننده مناسب را مشخص می‌کند و به خوبی کوپل شدگی کافی پالس در ماده فشرده شده را توضیح می‌دهد. در واقع در این طرح هدف اصلی ما بررسی میزان تغییرات بهره با تغییر کسر غلظت تریتیوم بود که هر چه غلظت تریتیوم کمتر باشد از نظر اقتصادی مقرون به صرفه تر است البته در این خلال این میزان نباید به قدری کم باشد که بهره مطلوب برای همجوشی را تحت تاثیر خود قرار دهد.

واژگان کلیدی

احتراق لیزری، همجوشی، تریتیوم، غلظت، سوخت.

مقدمه

سوخت‌هایی که به طور غالب شامل دوتریوم با مقدار جزئی تریتیوم هستند و از طریق مفهوم احتراق گره‌های سریع همجوشی می‌کنند، در آن‌ها انرژی محرک توسط پروتون‌های پر انرژی تولید می‌شود. مهم‌ترین و متداول‌ترین واکنش‌های همجوشی که در راکتورهای تجاری استفاده می‌شوند، عبارتند از:



یکی از هدف‌های کنونی ما بررسی بهره سوخت DT با انتخاب درصد کسر بسیار ناچیز سوخت تریتیوم، f_T ، در دستاوردهای جدید ICF، از طریق مفهوم احتراق گره‌های سریع [۱]، است. سوخت ابتدا تا چگالی فوق‌العاده بالا در زمانی که نزدیک به ماکزیمم زمان فشردگی است، توسط منبع خارجی با تمرکز زیاد، فشرده می‌شود و لکه داغ احتراقی با توان بسیار بالا با استفاده از الکترون‌های داغ که از پرتو لیزر پر توان تولید می‌شوند، به وجود می‌آید. احتراق گره‌های سریع تحت استانداردهای ICF دارای مزایایی هستند که در آنها احتراق به وسیله یک نقطه داغ شروع می‌شود که لکه داغ نیز به نوبه خود از تخریب پوسته انفجاری تولید می‌شود. به علاوه احتراق گره‌های سریع اساساً تقارن انفجار و پایداری تجهیزات را کاهش داده و بهره بالاتری را با انرژی محرک کمتری به دست می‌دهند [۲]. خصوصیت دیگر احتراق گره‌های سریع مربوط به چگونگی تهیه ساختار سوخت مورد استفاده در آن‌ها می‌باشد. برای سوخت DT که از طریق احتراق گره‌های سریع همجوشی می‌کند، از ترکیب سوخت isocoric (دارای چگالی‌های یکسان)، در حالی که برای حالت DT تجاری و استاندارد که در راکتورهای همجوشی استفاده می‌شود، از ترکیب سوخت isobaric (فشار یکنواخت با لکه داغ مرکزی)

استفاده می‌شود. انواع ترکیبات مربوط به سوخت‌های DT عبارتند از [۳-۴]:

الف) سوخت‌های دوتریوم با تریتیوم جزئی

از متداول‌ترین سوخت‌های این مقوله دوتریوم تقریباً خالص است که با بذر DT سوزانده می‌شود، که با این طراحی مقدار مصرف تریتیوم و نیاز برای تولید تریتیوم کاهش یافته و تخریب ناشی از نوترون‌های با انرژی 14.1 MeV کاهش می‌یابد [۳-۴]. به علاوه هدف‌ها نیز خود قادر به زایش تریتیوم خالص داخلی با نسبت زایش تریتیوم $B_T > 1$ (در اینجا B_T به صورت کسر تعداد اتم‌های تریتیوم حاضر در هدف به تعداد اتم‌های تریتیوم اولیه موجود در هدف تعریف می‌شود) می‌باشند [۵-۸].

ب) سوخت‌های بدون تریتیوم

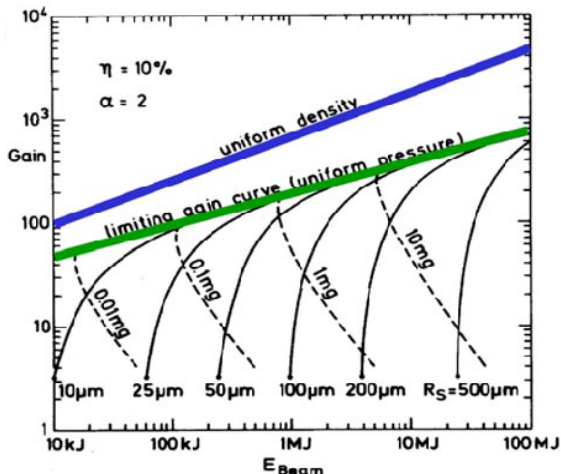
مانند $D^3\text{He}$ و $D^6\text{Li}$ ، که نیاز به زایش تریتیوم ندارند، ولی برای احتراق بسیار مشکل‌ساز هستند و هنوز تعداد قابل ملاحظه‌ای نوترون آزاد می‌کنند. تعدادی از محدودیت‌های $D^3\text{He}$ اخیراً به وسیله [۹Tabak] مورد مطالعه قرار گرفته است، در حالی که $D^6\text{Li}$ توسط [۱۰Fraley et al] و [۵Skupaky] مورد مطالعه قرار گرفته است.

ج) سوخت‌های بدون نوترون

مانند $P^{11}\text{B}$ که در نهایت از واکنش‌های ثانوی نوترون تولید نمی‌شود که این خود یک مزیت محسوب می‌شود ولی بهره سوخت‌های بدون نوترون نسبت به سوخت‌های نوترون‌دار تا حدی کمتر است [۱۱].

هدف ما در این مقاله محاسبه بهره و کارایی هدف‌های با مقادیر جزئی تریتیوم تحت شرایط احتراق کننده‌های سریع، یعنی با فرض جدایی مرحله فشردگی و احتراق، در چگالی نسبتاً یکنواخت DT می‌باشد که سیستم‌های با شرایط $B_T > 1$ را در نظر می‌گیریم.

شتاب به خارج پرتاب خواهد شد و در نتیجه این عمل (طبق قانون سوم نیوتن) سوخت متراکم و گرم می‌شود.



شکل ۱. (a) احتراق هم فشار، (b) احتراق هم چگال، (c) منحنی‌های مربوط به مدل بهره در $\alpha = 2$ و بازده هیدرودینامیکی $\eta = 10\%$ برای احتراق هم فشار و هم چگال را بر اساس مدل Mayer ten vehr (۱۹۸۲) و Atzeni (۱۹۹۵) نشان می‌دهد. همچنین منحنی‌های بهره برای جرم و شعاع لکه داغ ثابت R_s نیز آورده شده است [۱۲]

به منظور دستیابی به بهره بالا ایده خود احتراقی پیشنهاد شده است که در آن فقط قسمت مرکزی سوخت گرم می‌شود و سایر قسمت‌های سوخت سرد نگه داشته می‌شوند [۱۳]. سوخت اصلی و سرد توسط یون‌های پر انرژی که در منطقه مرکزی، لکه داغ، تولید می‌گردند، گرم شده و چیزی که باعث انتقال گرما به قسمت سرد و سوختن قسمت اعظم سوخت می‌شود، یک موج احتراقی گرمایی است. در این سناریو لازم نیست تا به سوخت اصلی مرتباً انرژی بدهیم و در نتیجه افزایش بهره امکان‌پذیر است. برای اینکه چنین سناریویی عملی شود، لازم است که به یک افزایش دمای قابل تحمل در منطقه مرکزی سوخت اصلی به وسیله یک مکانیزم خودگرمایشی دست یابیم. چنین شرطی را «شرط خود گرمایشی» گویند. در واکنش دوتریوم-تریتیوم یکی از جنبه‌های مهم محاسبه میزان مصرف مواد همجوشی کننده در خلال همجوشی است، حال برای نیل به این هدف معادلات توازن را حل می‌کنیم [۱۴-۱۵]:

مقایسه ترکیبات سوخت هم‌چگال (isobaric) با ترکیبات سوخت هم‌فشار (isocoric)

بر خلاف احتراق هم فشار که در راکتورهای متداول تجاری ICF استفاده می‌شود، احتراق گرهای سریع در شرایط غیر هم‌فشاری رخ می‌دهند. به طور ایده‌آل، فرایند گرم شدن سریع‌تر از انبساط هیدرودینامیکی است، به طوری که چگالی بدون تغییر باقی می‌ماند. حال با استفاده از نتایج آزمایشگاهی انجام شده نشان می‌دهیم که بر حسب انرژی به کار گرفته شده، احتراق هم‌چگال دارای بهره بالاتر از احتراق هم‌فشار است. در حالت هم‌فشار، فشاری که برای احتراق لازم است بایستی به سوخت سرد برسد که در این صورت نیاز به انرژی اضافی، خود را نشان می‌دهد و بهره سیستم پائین می‌آید که در شکل (۱) این امر به وضوح دیده می‌شود. همچنین در این شکل منحنی‌های مربوط به بهره در $\alpha = 2$ و بازده هیدرودینامیکی $\eta = 10\%$ برای احتراق هم‌فشار و هم‌چگال آورده شده است، که بر اساس مدل Mayer ten vehr (۱۹۸۲) و Atzeni (۱۹۹۵) این منحنی‌ها رسم شده‌اند [۱۲]. همچنین منحنی‌های بهره برای جرم ثابت و شعاع ناحیه مرکزی ثابت، R_s آورده شده‌اند. که این مدل ماکزیمم بهره برای حالت هم‌چگال را ۲ تا ۵ برابر بزرگتر از حالت هم‌فشار پیشگویی می‌کند. بایستی خاطر نشان کرد که ایجاد لکه داغ مرکزی جز سخت‌ترین مراحل در ICF است. رهایی از این شرط سخت، تنها نیاز به فشرده‌گی دارد که از مزایای استفاده از احتراق گرهای سریع است [۱۲].

کسر مصرفی سوخت برای دوتریوم-تریتیوم

در روش همجوشی از طریق محصورسازی اینرسی، ICF، سوخت DT را توسط یک منبع انرژی خارجی در فاصله زمانی که لختی خود سوخت اثر می‌کند، گرم کرده و شرایطی را ایجاد می‌کنیم که در آن واکنش‌های گداخت شروع به انجام شوند. پرتو محرک (لیزر یا ذرات پر انرژی) انرژی را روی لایه سطحی هدف متمرکز می‌کند، لایه سطحی داغ شده و در نتیجه فشار بالایی ایجاد می‌شود و آنگاه دیواره خارجی تخریب شده و با

□ = کسر مصرفی سوخت (آهنگ واکنش) با رابطه (۱)

$$\frac{dn_b}{dt} = -n_D(t)n_T(t) \langle \sigma v \rangle_{DT} \rightarrow \frac{d}{dt}(n_D + n_T) = -2n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -n_T(t)n_D(t) \langle \sigma v \rangle_{DT}$$

با جایگزینی $n_i(\tau)$ در رابطه بالا برای کسر سوخت داریم:

$$\phi = \frac{\rho R}{\rho R + H_B} \quad (۵)$$

که ρ چگالی پلاسما می باشد و به صورت $\rho = \sum_i m_i n_i$ تعریف می شود.

$$\rho = n_D m_D + n_T m_T = n_i(t) [f_D 2(Am_i) + f_T 3(Am_i)]$$

$$\rho = n_i(t) \times 1.66 \times 10^{-24} [2f_D + 3f_T] \text{ (g/cm}^3\text{)} \quad (۶)$$

که در آن

$$H_B = \frac{2}{f_D f_T} \frac{m_i C_s}{\langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad (۷)$$

که در آن m_i جرم متوسط یونی، $\langle \sigma v \rangle$ سطح مقطع همجوشی سوخت DT می باشد؛ که ما در اینجا از روش بیوکی برای محاسبه سطح مقطع همجوشی استفاده می کنیم [۱۳].

$$\langle \sigma v \rangle = \exp\left(\frac{A_1}{T^r} + A_2 + A_3 T + A_4 T^2 + A_5 T^3 + A_6 T^4\right) \quad (۸)$$

رابطه (۸) به فرمول Bucky معروف است و در آن T ، بر حسب keV می باشد و مقادیر مربوط به ثابت های عددی $A_1, A_2, A_3, A_4, A_5, A_6$ در جدول (۱) آورده شده اند.

که در آن n_d و n_T چگالی دوتریوم و تریتیوم می باشند. $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ سطح مقطع همجوشی است که معیاری برای سنجش سرعت واکنش است. در حالت بسیار ساده با فرض یکسان بودن چگالی دوتریوم و تریتیوم برای معادله توازن داریم:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i^2}{2} \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad \text{for } n_i = n_D + n_T = n_i / 2 + n_i / 2 \quad (۲)$$

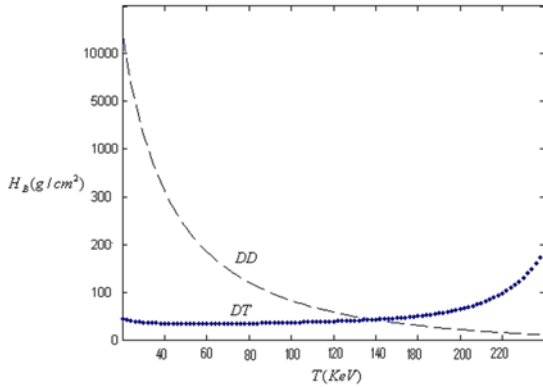
که این معادله دیفرانسیل درجه اول غیر خطی است و به معادله ریکاتی معروف است. اگر کسر دوتریوم و f_T کسر تریتیوم به کار رفته در قرص سوخت DT باشد، در این صورت چگالی های دوتریوم و تریتیوم عبارت اند از: $n_D = f_D n_i$ و $n_T = f_T n_i$ تغییر می کنند و $f_D + f_T = 1$ می باشد. که با استفاده از روابط بالا در معادله (۲) داریم:

$$\frac{dn_i}{dt} = -2 f_D f_T n_i^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (۳)$$

با حل معادله فوق نهایتاً برای چگالی یونی بر حسب زمان داریم:

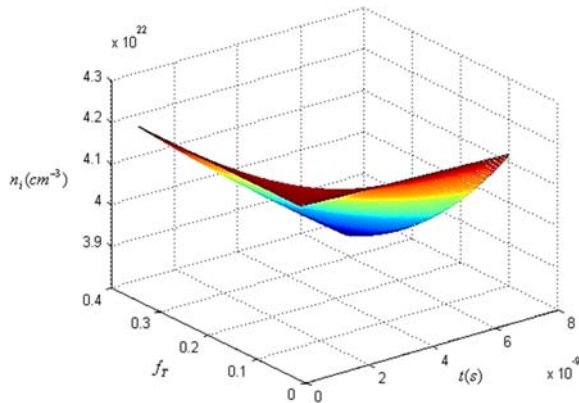
$$n_i(t) = \frac{1}{\frac{1}{n_0} - 2 f_D f_T \langle \sigma v \rangle_{DT} t} \quad (۴)$$

که در آن $\tau = \frac{1}{4 C_S} R$ زمان محصورسازی پلاسما می باشد و R شعاع قرص سوخت و $C_S = \left(\frac{3kT_i}{m_i}\right)^{1/2}$ سرعت صوتی یون می باشد.



شکل ۲. نمودار تغییرات پارامتر سوخت H_B بر حسب دما T_B را برای DT هم مول و DD

در شکل (۳) برای کسرهای مختلف مصرفی دوتریوم با گذشت زمان چگالی یونی را رسم کرده و آورده ایم. همان طور که دیده می‌شود با افزایش f_T چگالی یونی نیز افزایش می‌یابد.



شکل ۳. نمودار تغییرات چگالی یونی را بر حسب تغییرات کسر مصرفی دوتریوم با گذشت زمان

از طرفی در شکل (۴) برای کسرهای مختلف مصرفی دوتریوم مختلف، $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ چگونگی تغییرات پارامتر سوخت را بر حسب دما آورده ایم. که همان گونه که دیده می‌شود پارامتر سوخت با افزایش هرچه بیشتر کسرهای مصرفی دوتریوم کاهش می‌یابد.

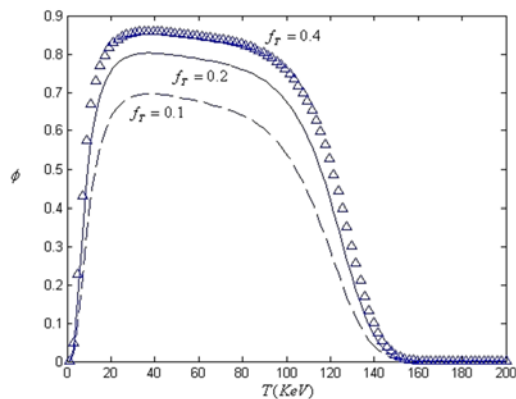
در شکل (۵) نمودار تغییرات کسر سوخت برای کسرهای مختلف مصرفی دوتریوم $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ در دمای ثابت $T = 100$ keV بر حسب تغییرات ρR رسم شده است.

جدول ۱. مقادیر عددی ثابت‌های داده شده در معادله (۸)

	DT	DD_{total}
A_1	-2.1377×10^1	-1.5511×10^1
A_2	-2.5204×10^1	-3.5518×10^1
A_3	-7.1013×10^{-2}	1.2904×10^{-2}
A_4	1.9375×10^{-4}	2.6797×10^{-4}
A_5	4.9246×10^{-6}	-2.9198×10^{-6}
A_6	-3.9836×10^{-8}	1.2748×10^{-8}
r	0.2935	0.3735

پارامتر سوخت H_B برای سوخت DT هم مول و DD (دوتریوم خالص با کاتالیزور تریتیوم) در شکل (۲) بر حسب دما T_B برای $m_i = 4.1 \times 10^{-24}$ رسم شده است. می‌توان دید که برای مخلوط هم مول DT، H_B در بازه سوخت ۳۰ تا ۲۰۰ keV به طور جزئی تغییر می‌کند، در ۴۵ keV مینیمم است، در حالی که برای دوتریوم خالص، DD، H_B بیشتر به دما بستگی دارد و در ۵۰۰ keV مینیمم است. که خارج از سناریوی واقعی کاهش و سقوط می‌کند. به علاوه محاسبات دقیق نشان می‌دهد که چنانچه بذر DT به کار گرفته شود، دمایی که سوخت‌های با تریتیوم جزئی به آن می‌رسند اساساً به پارامتر محصورشدگی ρR که در انرژی نسوخ نوترون تاثیر می‌گذارد بستگی دارند. به عنوان نتیجه پارامتر سوخت DD شدیداً تا DT بستگی به ρR دارد و چگالی‌های خیلی بالا و جرم‌های بزرگ‌تر برای گرفتن بازه بیشتر از سوخت نیاز است.

سوخت کاهش می‌یابد در حالی که مرتباً کسر سوخت افزایش می‌یابد.



شکل ۶. نمودار تغییرات کسر مصرفی سوخت بر حسب تغییرات دما را در $\rho R = 6 \text{ g/cm}^2$ برای کسرهای مختلف مصرفی دوتریوم $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ نشان می‌دهد

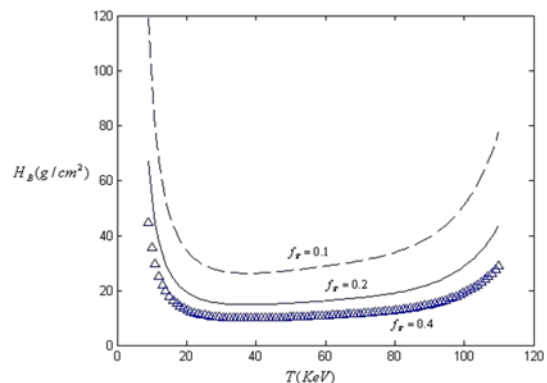
جدول (۲) برای مقادیر متفاوت کسر مصرفی تریتیوم f_T ، پارامتر سوخت H_B و کسر کل سوخت \square را در $\rho R = 6 \text{ g/cm}^2$ و $T = 100 \text{ keV}$ برای سوخت DT نشان می‌دهد.

جدول ۲. پارامتر سوخت و کسر کل سوخت برای f_T مختلف

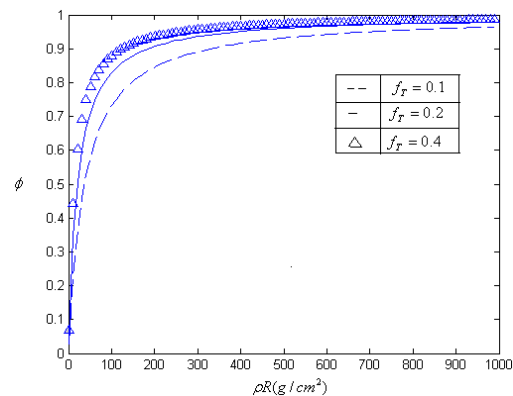
f_T	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
f_D	0.9	0.8	0.7	0.6	0.5
H_B	51.07	28.72	21.88	19.15	18.38
\square	0.011	0.020	0.026	0.030	0.030

تخمین انرژی احتراق در سوخت DT

با انتخاب ترکیب هم مولی از DT با چگالی ρ و مطالعه گسترده در دو بعد، کمترین مقدار E_{ig} با یک پرتو یونی از ذرات سریع موازی شده از طریق آزمایش تعیین شده است. تولید جرقه برای احتراق سریع، نیاز به یک منبع انرژی خارجی پر توان و متمرکز دارد. چون داشتن احتراقی کارآمد برای سوخت‌های با تریتیوم جزیبی نیاز به چگالی‌های بسیار بالا دارد ما یک تحلیل عددی در دو بعد که به کره‌های یکسان یا استوانه‌های هم چگال تا



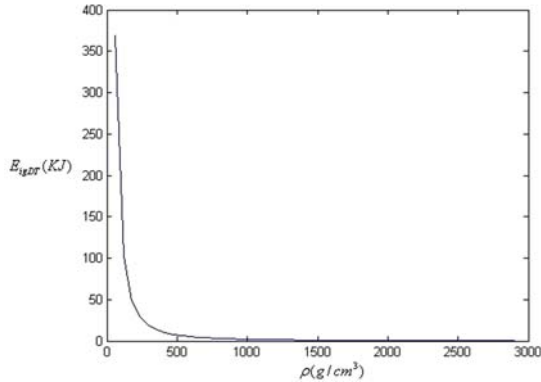
شکل ۸. چگونگی تغییرات پارامتر سوخت برای $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ را بر حسب دما نشان می‌دهد



شکل ۵. نمودار تغییرات سه بعدی ϕ را برای $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ در دمای ثابت $T = 100 \text{ keV}$ بر حسب تغییرات ρR نشان می‌دهد

در شکل (۵) نمودار تغییرات کسر مصرفی سوخت بر حسب تغییرات پارامتر ρR در دمای ثابت $T = 100 \text{ keV}$ برای کسرهای مصرفی دوتریوم $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ رسم شده است. همچنین در شکل (۶) تغییرات کسر مصرفی سوخت بر حسب تغییرات دما در $\rho R = 6 \text{ g/cm}^2$ برای کسرهای مصرفی دوتریوم $f_T = 0.1$ ، $f_T = 0.2$ و $f_T = 0.4$ رسم شده است. در جدول (۲) برای مقادیر متفاوت f_T ، پارامتر سوخت و کسر کل سوخت را در $\rho R = 6 \text{ g/cm}^2$ و دمای ثابت $T = 100 \text{ keV}$ برای DT محاسبه کرده و آورده‌ایم. همان طور که از مقادیر موجود در جدول (۲) دیده می‌شود با افزایش کسر مصرفی سوخت دوتریوم پارامتر

نیاز به مقادیر بالاتر انرژی ورودی را بیشتر می‌شود. در شکل (۷) نمودار تغییرات انرژی احتراق حدی E_{igDT} بر حسب تغییرات چگالی نشان می‌دهد که طبق شرط $E_p > E_{igDT}$ همواره بایستی انرژی ذرات در هر چگالی داده شده از مقدار مشخص شده در شکل (۷) بیشتر باشد.



شکل ۷. نمودار تغییرات انرژی احتراق حدی E_{igDT} بر حسب تغییرات چگالی

بهره انرژی همجوشی

برای مقایسه ساده‌ای بین سوخت‌های متداول تجاری همجوشی کننده از طریق محصورسازی اینرسی، ICF، با احتراق گرهای سریع، به مطالعه ترکیبات سوخت دارای تقارن کروی با جرم m که دارای شعاع R هستند و تا چگالی ρ فشرده شده‌اند و با یک پالس با انرژی E_{ac} با بازده کوپل شدگی η_c بمباران می‌شوند، می‌پردازیم. در این زمان لکه داغ با پالس دوم که دارای انرژی E_{dig} و بازده کوپل شدگی η_{ig} می‌باشد، تولید می‌شود. که در این صورت انرژی کل ورودی عبارت است از: $E_d = E_{ac} + E_{dig}$. در حالی که انرژی سوخت در احتراق عبارت است از: $E_F = E_c + E_{ig}$ که در آن $E_c = \eta_c E_{ac}$ و $E_{ig} = \eta_{ig} E_{dig}$ بهره همجوشی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$G = E_{fus} / E_d \quad (۱۷)$$

که نسبت انرژی خروجی همجوشی، E_{FUS} ، به کل انرژی ورودی، E_d ، است و بهره سوخت در احتراق به صورت

حداکثر چگالی $\frac{g}{cm^3}$ 3000 مربوط می‌شود را بیان می‌کنیم. در محاسبات ما لکه داغ تولید شده را به پرتو موازی از ذرات سریع، با $\rho R = 0.6 \text{ g/cm}^2$ ، نسبت می‌دهیم که انرژی الکترون‌های پلاسما را با توان توقف ثابت، منتقل می‌کند. Roth و گروهش [۱۶]، بهینه انرژی احتراق E_{igDT} ، مدت زمانی که پالس اثر می‌کند t_p ، شعاع لکه داغ r_b ، شدت پالس یونی I ، برای بازه چگالی $50 \leq \rho \leq 3000 \frac{g}{cm^3}$ و کمترین توان مورد نیاز برای تولید لکه داغ را برای سوخت هم مول DT، تا دقت ۱۲٪، با تکنیک فیت کردن داده‌های تجربی، با فرمول‌های زیر تخمین زدند [۱۶]:

$$E_{igDT} = E_{opt} = 140 \rho_{100}^{-1.85} \text{ (KJ)} \quad (۹)$$

$$t_{opt} = 54 \rho_{100}^{-0.85} \text{ (ps)} \quad (۱۰)$$

$$r_{opt} = 60 \rho_{100}^{-0.97} \text{ (\mu m)} \quad (۱۱)$$

$$I_{opt} = 2.4 \times 10^{19} \rho_{100}^{0.90} \text{ (W/cm}^2\text{)} \quad (۱۲)$$

$$P_{opt} = \frac{E_{opt}}{t_{opt}} = 2.9 \times 10^{15} \rho_{100}^{-1} \text{ (W)} \quad (۱۳)$$

که در آن $\rho_{100} = \rho / (100 \text{ g/cm}^3)$ می‌باشد. البته لازم به ذکر است که با داشتن توان و شدت از فرمول‌های داده شده می‌توان شعاع لکه داغ r_b را با فرمول $P = \pi r_b^2 I$ نیز به دست آورد. با داشتن این مقادیر کمینه داریم:

$$E_p > E_{igDT} = 140 \rho_{100}^{-1.85} \text{ (KJ)} \quad (۱۴)$$

$$P > P_{opt} = 2.9 \times 10^{15} \rho_{100}^{-1} \text{ (W)} \quad (۱۵)$$

$$I > I_{opt} = 2.4 \times 10^{19} \rho_{100}^{0.90} \text{ (W/cm}^2\text{)} \quad (۱۶)$$

این روابط به بهینه شرایط کانونی کردن و ذخیره‌سازی انرژی مربوط می‌شوند و هرگونه انحرافی از این شرایط بهینه مانند هر مشکلی در ایجاد ذرات سریع،

$$G_F = \frac{Ym\phi}{E_c + E_{ig}} \quad (20)$$

که در آن Y بازده برهمکنش و Φ کسر مصرفی سوخت است. انرژی سوخت فشرده شده $E_c = m\epsilon_c$ می‌باشد که در آن ϵ_c انرژی ویژه است که از حاصلضرب پارامتر ایزوتروپ α در انرژی ویژه ماده تبهنگن، $\epsilon_d = C_d \rho^{2/3}$ ، به دست می‌آید، $\epsilon_c = \alpha C_d \rho^{2/3}$ ، که C_d ثابتی است که تنها به نوع مواد بستگی دارد، پس در نهایت برای E_c داریم:

$$E_c = m\alpha C_d \rho^{2/3} \quad (21)$$

از طرفی برای E_{ig} از مقدار تقریبی آن $E_{igDT} = 140\rho_{100}^{-1.85} (KJ)$ استفاده می‌کنیم و همچنین مقادیر مربوط به C_d و Y در جدول (۳) برای سوخت هم مول DT، برای دوتریوم خالص با کاتالیزور دوتریوم D_{cat} و برای دوتریوم خالص با تنها کاتالیزور تریتیوم D_{catT} آورده شده است. در شکل (۸) نمودار تغییرات E_c را بر حسب تغییرات چگالی برای $\alpha = 1.24$ و جرم سوخت $m = 20 \text{ mg}$ را رسم کرده و آورده‌ایم.

جدول ۳. انرژی احتراق D_{cat} و D_{catT}

Parameter	DT	D_{catT}
$Y \left(\frac{GJ}{g}\right)$	335	237
$C_d (MJ \cdot g^{-1} (\frac{g}{cm^3})^{-2/3})$	0.32	0.46
$\left(\frac{E_{ig}}{E_{ig}(DT)}\right)$	1	$\approx 2 \times 10^4$

برای انرژی احتراق D_{cat} و D_{catT} در جدول (۳) نسبت $E_{ig} / E_{ig}(DT)$ آورده شده است. حال با تمام

نسبت انرژی خروجی همجوشی، E_{fus} ، به انرژی سوخت در همجوشی، E_F ، تعریف می‌شود.

$$G_F = E_{fus} / E_F \quad (18)$$

به طور کلی G و G_F با رابطه زیر به هم ربط داده می‌شوند:

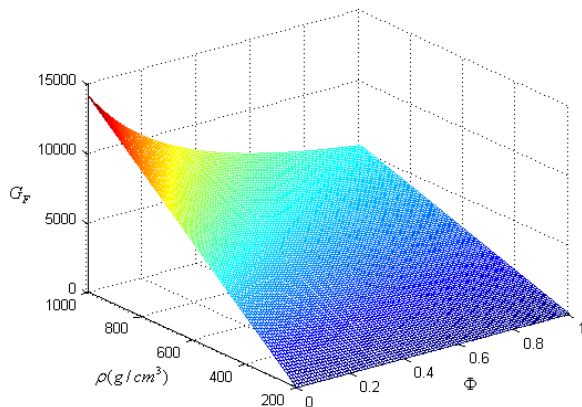
$$G = \tilde{\eta} G_F = \left(\eta_c \frac{E_{dc}}{E_d} + \eta_{ig} \frac{E_{dig}}{E_d}\right) G_F \quad (19)$$

چنانچه $E_{igDT} \ll E_{dc}$ یا $\eta_c \approx \eta_{ig}$ باشد، معادله (۱۹) به صورت $G = \eta_c G_F$ در می‌آید. شرطی که بهره سوخت در همجوشی بایستی در آن صدق کند، عبارت است از [1] $\epsilon_{He} \epsilon_{el} G_F > 1$ که در آن ϵ_{He} ، ضریب انتقال انرژی گرماسته‌ای ذخیره شده ناشی از همجوشی به انرژی الکترون‌ها، f_e کسر تبدیل انرژی پرتو لیزر به انرژی الکتریکی به وجود آمده، ϵ_{el} ضریب انتقال انرژی داده شده به لیزر به انرژی گرفته شده از آن (یا بهره ورودی سیستم) و G_F بهره سوخت در همجوشی است. برای مثال مینیمم مقدار G_F در رابطه (۱۸) با فرض

$$\epsilon_{el} = 0.05, f_e = 0.25, \epsilon_{He} = 0.4$$

هنگامی است که $G_F = 200$ باشند [very good9]. از طرفی شرطی که بهره همجوشی بایستی در آن صدق کند عبارت است از: $G\eta_d > 10$ ، (که در آن G بهره همجوشی سیستم و η_d بازده ورودی می‌باشد) و با شرط $E_{dig} \ll E_{dc}$ می‌توان نوشت $G_F > 10 / (\eta_c \eta_d)$.

برای مثال چنانچه $\eta_c \eta_d = 0.01$ در آن صورت $G_F > 1000$ لازم است. به علاوه لازمه انفجارهای خفیف و کوچک این است که انرژی خروجی همجوشی، E_{fus} ، از چند گیگا ژول بیشتر نباشد. با قرار دادن انرژی همجوشی به صورت $E_{fus} = Ym\phi$ ، برای بهره سوخت در همجوشی داریم:



شکل ۹. نمودار تغییرات سه بعدی G_F بر حسب تغییرات چگالی و کسر سوخت برای DT هم مول

در شکل (۱۰) بهره همجوشی سوخت DT برای سه مقدار متفاوت $\alpha = 1.5$ ، $\alpha = 2$ و $\alpha = 3$ ، برای جرم سوخت $m = 10\text{mg}$ و $\Phi = 0.3$ بر حسب تغییرات چگالی رسم شده است. در اولین نگاه سوالی که مطرح می‌شود این است که چنین ارقامی برای G_F ممکن است غیر واقعی به نظر نیاید چرا که چنین بهره‌های بالایی در عمل غیر ممکن است، اما خاطر نشان می‌کنیم که G_F بهره سوخت در همجوشی است طبق رابطه:

$$G = \tilde{\eta} G_F = \left(\eta_c \frac{E_{dc}}{E_d} + \eta_{ig} \frac{E_{dig}}{E_d} \right) G_F \quad (۲۳)$$

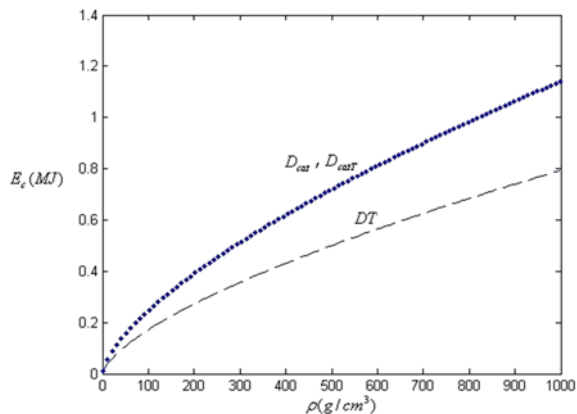
با فرض

$$\begin{aligned} \eta_c &\approx \eta_{ig} \\ E_{dig} &\ll E_{dc} \\ G &= \eta_c G_F \end{aligned}$$

می‌باشد. که با داشتن η_c ، می‌توان بهره سیستم، G ، را به دست آورد. همچنین در شکل (۱۱) بهره سیستم برای η_c های مختلف $\eta_c = 0.01$ ، $\eta_c = 0.05$ ، $\eta_c = 0.1$ و $\eta_c = 0.3$ رسم شده است.

فرضیات بیان شده برای بهره سوخت در احتراق، G_F ، داریم:

$$G_F = \frac{Ym\phi \times 10^3 (MJ)}{m\alpha C_d \rho^{2/3} (MJ) + 0.14 \rho_{100}^{-1.85} (MJ)} \quad (۲۲)$$



شکل ۸. نمودار تغییرات E_c را بر حسب تغییرات چگالی برای DT، D_{cat} و D_{catT} نشان می‌دهد

با استفاده از مقادیر مربوط به Y و C_d در جدول (۱)، در شکل (۹) نمودار تغییرات سه بعدی G_F بر حسب تغییرات چگالی و کسر سوخت هم مول DT آورده شده است. همان طور که از شکل (۱۰) واضح است بهره سوخت در همجوشی با کسر یکسان از دوتریوم و تریتیوم بسیار بالاست در حالی که نشان خواهیم داد با کاهش کسر غلظت تریتیوم این مقدار نیز کاهش می‌یابد ولی در حدی است که برای ما مطلوب باشد؛ البته خاطر نشان می‌کنیم که چنانچه $\eta_c \approx \eta_{ig}$ یا $E_{dc} \ll E_{dig}$ باشد، این رابطه به صورت $G = \eta_c G_F$ در می‌آید. که با داشتن η_c به راحتی بهره همجوشی به دست می‌آید.

جدول ۴. بهره سوخت همجوشی در $\phi = 0.5$ برای DT.

D_{catT} و D_{cat}				
$\rho (\frac{g}{cm^3})$	300	500	800	1000
$G_F(DT)$	8.65	8.65	3.02	2.61
$G_F(D_{cat})$	0.41	0.29	0.21	0.18
$G_F(D_{catT})$	0.18	0.10	0.07	0.06

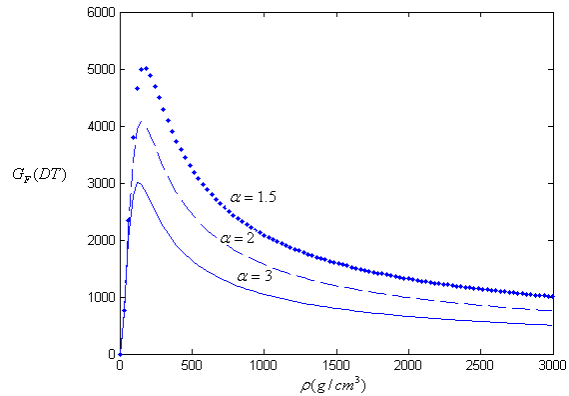
با این تفاوت که برای کسر سوخت داریم:

$$\phi = \frac{\rho R}{\rho R + \frac{2}{f_D f_T} \frac{m_i C_s}{\langle \sigma v \rangle_{DT}}} \quad (25)$$

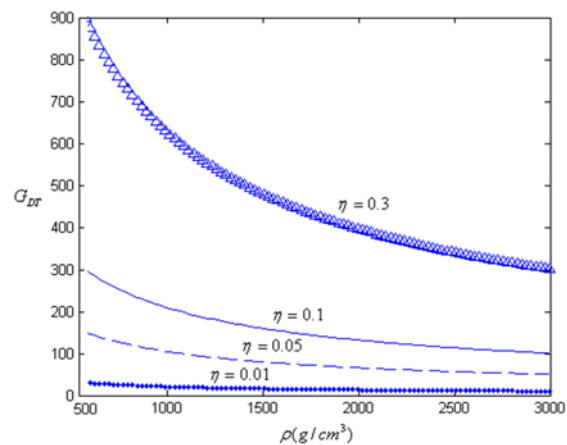
همان طور که طبق داده‌های جدول (۲) دیده می‌شود برای f_T های کمتر از 0.5 و $\rho R = 0.6 \text{ g/cm}^2$ مقادیر \square فوق‌العاده پایین است که این به دلیل کسر بسیار جزیی تریتیوم می‌باشد. حال با در نظر گرفتن تمام جزییات، بهره این سیستمی را به دست آورده و بهره را برای کسرهای مختلف تریتیوم محاسبه و با هم مقایسه می‌کنیم و نتیجه‌ای کلی به دست می‌آوریم. برای بهره سوخت در همجوشی داریم:

$$G_F = \frac{Ym\rho R / (\rho R + \frac{2}{f_D f_T} \frac{m_i C_s}{\langle \sigma v \rangle_{DT}}) \times 10^3 (MJ)}{m\alpha C_d \rho^{2/3} (MJ) + 0.14 \rho_{100}^{-1.85} (MJ)} \quad (26)$$

برای $m=100 \text{ mg}$ سوخت دوتریوم تریتیوم جزیی در دمای $T=100 \text{ keV}$ و $\alpha = 1.5$ در شکل (۱۲) نمودار تغییرات سه بعدی بهره سوخت در همجوشی را بر حسب تغییرات ρ و f_T برای $R = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ، محاسبه و رسم کرده‌ایم.



شکل ۱۰. بهره همجوشی DT هم مول برای سه مقدار $\alpha = 1.5, \alpha = 2, \alpha = 3$ ، با جرم سوخت $m=100 \text{ mg}$ و $\phi = 0.3$ ، بر حسب تغییرات



شکل ۱۱. بهره سیستم برای η_c های مختلف $\eta_c = 0.01$ ، $\eta_c = 0.05$ ، $\eta_c = 0.1$ و $\eta_c = 0.3$ بر حسب چگالی برای $\alpha = 1.5$

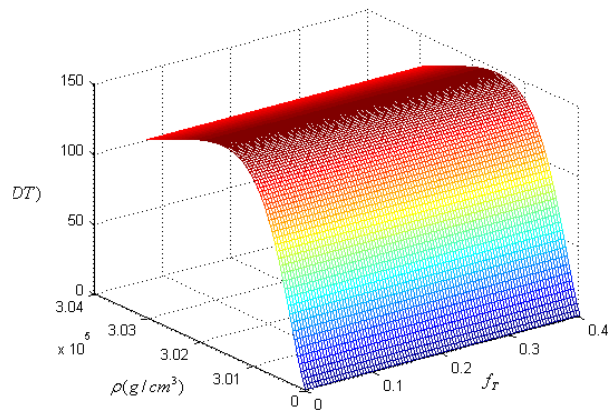
در جدول (۴) برای مقدار ثابت $\square = 0.5$ بهره برای DT، D_{cat} و D_{catT} هم مول محاسبه و آورده شده است. حال بیایید بهره سوخت دوتریوم تریتیوم با تریتیوم جزیی را به دست آوریم. طبق فرمولی که برای بهره سوخت داشتیم:

$$G_F = \frac{Ym\phi \times 10^3 (MJ)}{m\alpha C_d \rho^{2/3} (MJ) + 0.14 \rho_{100}^{-1.85} (MJ)} \quad (24)$$

بحث و نتیجه‌گیری

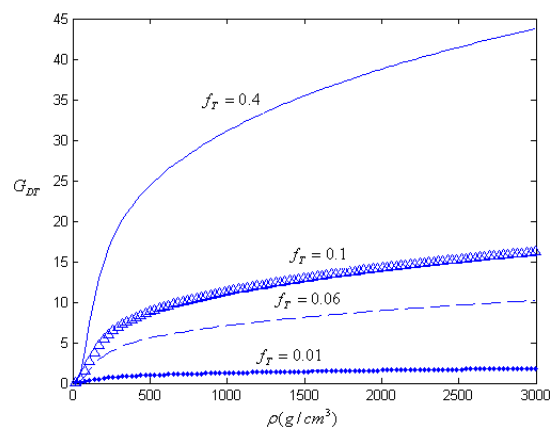
با استفاده از محاسبات در دو بعد ما بهره و کارایی سوخت‌های دوتریوم تریتیوم جزئی در احتراق گرهای سریع را مورد بحث و بررسی قرار دادیم و وابستگی بهره انرژی سوخت به انرژی ورودی و جرم و چگالی و میزان تریتیوم را مطالعه کردیم و منحنی‌های بهره محدود برای مقادیر ثابت پارامترهای همسانگرد و میزان تریتیوم را رسم کردیم.

که این محاسبات قطعاً فرض امکان استفاده از احتراق کننده سریع و به خصوص امکان یک تحریک کننده مناسب را مشخص می‌کند و به خوبی کوپل شدگی کافی پالس در ماده فشرده شده را توضیح می‌دهد. در واقع در این طرح هدف اصلی ما بررسی میزان تغییرات بهره با تغییر کسر غلظت تریتیوم بود که همان طور که گفته شد هر چه غلظت تریتیوم کمتر باشد از نظر اقتصادی مقرون به صرفه است البته در این خلال این میزان نباید به قدری این غلظت کم باشد که بهره مطلوب برای همجوشی را تحت تاثیر خود قرار دهد.



شکل ۱۲. نمودار تغییرات سه بعدی بهره سوخت در همجوشی بر حسب تغییرات ρ و f_T برای $R = 2 \times 10^{-4} \text{ cm}$

در شکل (۱۳) برای مقادیر متفاوت f_T بهره سیستم با فرض $\eta_c = 0$ بر حسب تغییرات چگالی رسم شده است.



شکل ۱۳. برای مقادیر متفاوت f_T بهره سیستم با فرض $\eta_c = 0$ بر حسب تغییرات چگالی رسم شده است

References

- [1] Tabak, M., Et Al., Phys. Plasmas **1** (1994) 1626.
- [2] Basov, N.G., Gus'kov, S.Yu., Feokistov, L.P., J. Sov. Laser Res. **13** (1992) 399.
- [3] Miley, G.H., In Laser Interaction And Related Plasma Phenomena, Vol. 5 (Schwartz, J., Ed.), Plenum Press, New York And London (1981) 313.
- [4] Dawson, J.M., Fusion, Vol. 1, Part B (Teller, E., Ed.), Academic Press, New York (1981) 453.
- [5] Skupsky, S., Nucl. Fusion **18** (1978) 843.
- [6] Kawata, S., Takase, S., Niu, K., J. Phys. Soc.
- [7] Takase, S., Kawata, S., Niu, K., J. Phys. Soc.

- [8] Ragheb, M., Miley, G., Stubbins, J., Choi,
- [9] Tabak, M., Nucl. Fusion **36** (1996) 147.
- [10] Fraley, G.S., Linnebur, E.J., Mason, R.J.,
- [11] Levush, B., Cuperman, S., Nucl. Fusion **22**.
- [12] J Meyer-Ter-Vehn, Plasma Phys. Control. Fusion **43** (2001) A113–A125.
- [13] “Principles Of Inertial Confinement Function – Physics Of Implasion And The Confinement Of Inertial Fursion Energy, S. Nakai And H. Takabe, Institute Of Laser Engineering, Osaka University, Suita, Osaka 565. Japan, 1997
- [14] “Nuclear Fusion”, Keishiro Niu, Tokyoinstitutue Of Technology, English Edition. Cam Bridge University Presst, 1986.
- [15] "Plasma Physics",By T. Fangster, 2003
- [16] Roth M. *Et Al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 436.