

## اثر تغییر تابع توزیع انرژی فوتونها بر شرایط احتراق سوخت هم‌مولار دوتریوم-تریوم

مهدی نظیرزاده<sup>۱</sup>، عباس قاسمی زاد<sup>۲</sup> و بابک خان بابایی<sup>۳</sup>

۱. گروه فیزیک، دانشگاه خاتم الانبیاء، تهران

۲. گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت

۳. دانشکده فیزیک، دانشگاه دامغان، دامغان

پست الکترونیکی: ghasemi@guilan.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۰۹/۱۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۰۷/۰۷)

### چکیده

با شروع احتراق گرما هسته‌ای در یک پلاسمای گداخت، تابش ترمزی پدیده غالب اتلافی است، تابع توزیع فوتونها، پلانکی و پلاسمای از نظر اپتیکی ضخیم محسوب می‌شود. اما در انرژی مشخصی، آهنگ اتلاف تابش ترمزی و پراکندگی کامپتون با هم برابر شده و پلاسمای، گذاری از حالت اپتیکی ضخیم به حالت اپتیکی نازک انجام می‌دهد و تابع توزیع فوتونها نیز به توزیع بوز-اینشتین تغییر می‌کند. غالب شدن پراکندگی کامپتون و ثابت ماندن تعداد فوتونها در این پدیده باعث افزایش دمای فوتونها و کاهش اثر منفی پراکندگی کامپتون در معادله توازن انرژی الکترون‌ها می‌شود. در این مقاله اثر تغییر تابع توزیع فوتونها در محاسبه پارامتر بحرانی احتراق گرما هسته‌ای در یک سوخت هم‌مولار دوتریوم-تریوم با استفاده از یک کد فرتن بررسی شده و نتایج با حالت معمول که در آن فوتونها در کل فرایند احتراق، دارای توزیع پلانکی هستند مقایسه شده است.

واژه‌های کلیدی: پراکندگی کامپتون، تابش ترمزی، ضریب دقیق شدگی، پارامتر بحرانی احتراق

### ۱. مقدمه

انرژی پراکندگی کامپتون است. در مدل سه دمایی، تابع توزیع انرژی فوتونها در کل فرایند احتراق گرما هسته‌ای به صورت پلانکی در نظر گرفته می‌شود. با به کار گیری مدل چهار دمایی [۱] می‌توان بر اشکالات مدل سه دمایی غلبه کرد. مطابق این مدل، توزیع فوتونی در کمتر از انرژی فوتونی مشخصی به نام "انرژی برش" به صورت پلانکی خالص است و در بیشتر از آن، انرژی فوتونی جهشی ناپیوسته به توزیع بوز-اینشتین انجام می‌دهد. در این مدل میدان تابشی با دو دما توصیف می‌شود،

شکل توزیع فوتونی، تأثیر اساسی در ماهیت احتراق گرما هسته‌ای دارد. یک پلاسمای گداخت در شرایط غیرتعادلی معمولاً با مدل سه دمایی توصیف می‌شود که در آن یونها، الکترون‌ها و تابش، دماهای متفاوتی دارند. نتایج حاصل از این مدل، اختلاف قابل توجهی با مدل صحیح چند گروهی دارد. دمای یونها و الکترون‌ها در مدل سه دمایی خیلی کمتر از نتایج مدل چند گروهی است. نقص اصلی مدل سه دمایی، نحوه رفتار با تبادل

ساجمه‌های سوخت ICF بزرگ‌تر است، فرض می‌کنیم انرژی نوترون آزاد شده در واکنش D-T از سیستم فرار می‌کند. همچنین در این مدل فرض می‌شود همه انرژی ذرات آلفا ( $3.5 \text{ MeV}$ ) به طور همزمان با نسبت‌های  $f_{ai}$  و  $f_{ae}$  [۲] که وابسته به دما است، به ترتیب به یون‌ها و الکترون‌ها منتقل می‌شود. تابع توزیع یون‌ها و الکترون‌ها در تمام فرایند احتراق به صورت ماکسولی و توزیع فوتون‌ها به صورت پلانکی و با مشخصه دمایی  $T_R$  در نظر گرفته می‌شود.

## ۲.۱. سیستم معادلات مدل سه دمایی

در این مدل برای محاسبه پارامتر بحرانی احتراق ( $\rho r_c$ ) که حداقل مقدار ممکن جهت شروع احتراق و تداوم آن است، باید سیستمی از ۵ معادله دیفرانسیل معمولی جفت شده غیرخطی که شامل تحولات چگالی عددی یون‌های دوتریوم و تریتیوم، تحولات دمای یون‌ها، دمای الکترون‌ها و دمای تابش است با استفاده از کد فرتن و به روش عددی رانگ- کوتای مرتبه چهارم حل می‌شوند. تغییرات چگالی یون‌ها نسبت به پارامتر احتراق ( $x = \rho r$ ) با معادلات زیر مشخص می‌شوند [۳]:

$$\frac{dn_T}{dx} = -\frac{1}{\rho_0 U_{\max}} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}, \quad (1)$$

$$\frac{dn_D}{dx} = -\frac{1}{\rho_0 U_{\max}} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT}, \quad (2)$$

و معادلات تحول دمای یون‌ها، الکترون‌ها و تابش نسبت به پارامتر احتراق به صورت زیر نوشته می‌شوند [۴-۸]:

$$\frac{dT_i}{dx} = -\frac{3}{x} T_i + \frac{q_i(x, T_i, T_e)}{C_{Vi} U_{\max}}, \quad (3)$$

$$\frac{dT_e}{dx} = -\frac{3}{x} T_e + \frac{q_e(x, T_i, T_e, T_R)}{C_{Ve} U_{\max}}, \quad (4)$$

$$\frac{dT_R}{dx} = -\frac{3}{4x} T_R + \frac{q_R(r, T_e, T_R)}{C_{Vr} U_{\max}}, \quad (5)$$

به طوری که  $n_T$  و  $n_D$  به ترتیب چگالی عددی یونی دوتریوم و تریتیوم،  $T_i$  دمای یون‌ها،  $T_e$  دمای الکترون‌ها،  $T_R$  دمای تابش پلانکی مربوط به چگالی انرژی تابشی  $E_R = (\frac{4}{3}\sigma/c) T_R^4$  و  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  سطح مقطع واکنش D-T است.  $C_{Vi}$  و  $C_{Ve}$  به ترتیب گرمای ویژه یون‌ها، الکترون‌ها و

$T_R$ ، که دمای تابشی استاندارد مدل سه دمایی است و متناسب با ریشه چهارم چگالی انرژی تابشی است و  $T_p$  که دمای ترمودینامیک توزیع فوتونی می‌باشد. نتایج حاصل از تئوری چهار دمایی از موافقت خوبی با نتایج مدل چند گروهی برخوردار است و این به منزله توصیف دقیق‌تر پلاسما در شرایط غیرتعادلی با مدل چهار دمایی در مقایسه با مدل سه دمایی می‌باشد.

در این مقاله به دنبال یافتن اثر تغییر تابع توزیع فوتونی بر نحوه احتراق سوخت دوتریوم- تریتیوم هستیم که به دلیل دارا بودن سطح مقطع واکنش بالا در دماهای پایین، مطلوب‌ترین سوخت در گداخت هسته‌ای محسوب می‌شود [۲]. برای رسیدن به این هدف، معادلات تحول دمای اجزای پلاسما گداخت در روش محصور سازی لختی (ICF) را نسبت به پارامتر احتراق که حاصل ضرب چگالی اولیه در شعاع احتراق در هر لحظه است به طور همزمان و به روش عددی رانگ- کوتای مرتبه چهارم حل می‌کنیم. سپس مقادیر پارامتر بحرانی احتراق را در دو حالت، ابتدا در حالتی که توزیع فوتونی در کل فرایند سوختن به صورت پلانکی خالص در نظر گرفته شده (مدل سه دمایی) و بعد در حالتی که تابع توزیع فوتونی در انرژی برش، گذاری از توزیع پلانکی به توزیع بوز- انیشتین را تجربه می‌کند (مدل چهار دمایی) محاسبه کرده و در پایان نتایج را در دو مرحله با هم مقایسه خواهیم کرد.

## ۲.۲. مدل پایه سه دمایی

در این مدل فرض می‌کنیم احتراق سوخت D-T به روش ICF در یک محیط بی نهایت بزرگ و یکنواخت و در پلاسمایی که از نظر اپتیکی ضخیم است انجام می‌پذیرد. واکنش گداخت بین دوتریوم و تریتیوم تنها واکنش مورد نظر در این مدل پایه است و برای سادگی محاسبات، سایر واکنش‌های شناخته شده بین دوتریوم، تریتیوم و ایزوتوپ‌های هلیوم در نظر گرفته نشده است. همچنین از ناخالصی‌ها، ناپایداری‌ها و عدم تعارن تابش باریکه لیزر در محاسبات صرف نظر شده است. به دلیل اینکه طول پویس آزاد متوسط نوترون‌ها در مقایسه با اندازه

۱. Inertial confinement fusion

### ۳. اصول فیزیکی مدل چهاردمایی

در این مدل، فوتونها برخلاف مدل سه دمایی که در آن در تمام فرایند احتراق دارای توزیع پلانکی هستند، در یک انرژی مشخص، گذاری از توزیع پلانکی به توزیع بوز-انیشتمین انجام می‌دهند. پدیده غالب اتلافی برای فوتونها در کمتر از این انرژی، تابش ترمزی است و پلاسما در این ناحیه انرژی از نظر اپتیکی ضخیم است، اما در "انرژی برش"، پلاسما از حالت اپتیکی ضخیم به حالت اپتیکی نازک تغییر می‌کند و در این حالت، پراکندگی کامپتون در مقایسه با تابش ترمزی به برتری می‌رسد. در توزیع بوز-انیشتمین، تعداد ذرات اشغال کننده تراز انرژی  $E$  به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۴]:

$$n_E = \frac{1}{e^{(\mu-E)/T_p - 1}} = \frac{1}{e^{\alpha+E/T_p - 1}} = \frac{1}{e^{\alpha+\varepsilon/\gamma - 1}}, \quad (10)$$

که در آن  $-\mu$  پتانسیل شیمیایی،  $T_p$  دمای فوتون،  $\alpha = \mu/T_p$  ضریب رقیق شدگی،  $\gamma = T_p/T_e$  نسبت دمای فوتون به الکترون و  $\varepsilon = E/T_e$  متغیر بدون بعد انرژی است. چگالی عددی فوتونها به صورت زیر بیان می‌شود [۱]:

$$N_\gamma = \frac{\Lambda \pi T_p^3}{h^3 c^3} \int_0^\infty dy y^2 \frac{1}{e^{\alpha+y} - 1} \equiv N_{\gamma_0}(T_p) D(\alpha), \quad (11)$$

که در آن  $N_{\gamma_0} = \Lambda \pi T_p^3 / h^3 c^3$  و  $D(\alpha)$  تابع مثبت و نزولی از ضریب رقیق شدگی است. چگالی انرژی تابشی نیز با عبارت زیر بیان می‌شود [۱]:

$$E_P = \frac{\Lambda \pi T_p^4}{h^3 c^3} \int_0^\infty dy y^3 \frac{1}{e^{\alpha+y} - 1} = \frac{\Lambda \pi T_p^4}{h^3 c^3} F(\alpha), \quad (12)$$

که در آن

$$F(\alpha) = \int_0^\infty dy y^3 \frac{1}{e^{\alpha+y} - 1}, \quad (13)$$

در حد پلانکی  $\alpha \rightarrow 0$ ، چگالی انرژی تابشی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$E_R = \frac{\Lambda \pi T_R^4}{h^3 c^3} F(0) = \frac{\Lambda \pi^5}{15 h^3 c^3} T_R^4 = \frac{4 \sigma_{SB}}{c} T_R^4, \quad (14)$$

که در آن  $T_R$  دمای تابش و  $\sigma_{SB} = 2\pi^5/15 h^3 c^2$  ثابت استفان-بولتزمن است. بنابراین چگالی انرژی تابشی در  $\alpha \rightarrow 0$  به شکل آشنای توزیع پلانکی در می‌آید.

حال با استفاده از رهیافت فرالوف [۴]، مشابه روشی که در

تابش در واحد جرم سوخت و  $U_{max}$  سرعت لحظه‌ای موج احتراق است که در ابتدا به صورت موج حرارتی و سپس به صورت موج انفجار منتشر می‌شود [۹-۱۰]. در معادلات (۳) تا (۵)، جماعات  $q_e(x, T_i, T_e, T_R)$ ،  $q_i(x, T_i, T_e)$  و  $q_R(r, T_e, T_R)$  به ترتیب آهنگ انرژی منتقل شده به یونها، الکترون‌ها و فوتونها در واحد جرم سوخت و در واحد زمان است. آهنگ انرژی منتقل شده به یونها به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۱-۱۳]:

$$q_i(x, T_i, T_e) = E_\alpha f_{ai} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - P_{ie}, \quad (6)$$

که  $E_\alpha = 3.5 \text{ MeV}$  انرژی ذرات آلفا و  $f_{ai} = \frac{T_e}{T_e + 32}$  کسری از انرژی ذرات آلفا است که به یونها منتقل می‌شود.  $P_{ie}$  آهنگ انتقال انرژی از یونها به الکترون‌ها ناشی از برخورد های کولنی است که با رابطه زیر بیان می‌شود [۱]:

$$P_{ie} = \frac{6}{\sqrt{\pi}} v_C n_i \left[ \frac{m_e}{m_D} + \frac{m_e}{m_T} + \gamma \left( \frac{n_{io} - n_i}{n_i} \right) \frac{m_e}{m_\alpha} \right] \times \left( \frac{m_e c^2}{2 T_e} \right)^{3/2} \ln(\Lambda) (T_i - T_e). \quad (7)$$

در رابطه فوق  $v_C = c \sigma_T n_e$  آهنگ کامپتون پایه [۱]،  $\sigma_T$  سطح مقطع کامپتون و  $\ln(\Lambda)$  لگاریتم کولمب می‌باشد. آهنگ انرژی منتقل شده به الکترون‌ها نیز به صورت زیر است [۱۱-۱۳]:

$$q_e(x, T_i, T_e, T_p) = E_\alpha f_{ae} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + P_{ei} - P_{rad} \quad (8)$$

که  $f_{ae} = 1 - f_{ai}$  کسر انرژی ذرات آلفای منتقل شده به الکترون‌ها و  $P_{rad}$  توان اتلافی الکترون‌هاست که به صورت مجموع توان پراکندگی کامپتون و توان تابش ترمزی است. همچنین آهنگ انرژی منتقل شده به فوتونها به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$q_p(x, T_e, T_p) = P_{rad} = \frac{\partial E_P}{\partial t} = P_B + P_C, \quad (9)$$

که برابر با انرژی اتلافی الکترون‌هاست که در جریان دو فرایند پراکندگی کامپتون و تابش ترمزی به فوتونها منتقل می‌شوند. با کامل شدن تشریح معادلات (۱) تا (۵)، می‌توان با شرایط اولیه مناسب، شرایط بهینه برای آغاز احتراق به طوری که بتواند حالت خود نگه دار پیدا کند را به دست آورد.

$P_B$  در رابطه فوق توان تابش ترمزی و  $P_C$  توان پراکندگی کامپتون است که با روابط زیر مشخص می‌شوند:

$$P_B = \nu_C n_e \frac{4}{\pi^{3/2}} Z_{eff} \frac{e^{\gamma}}{hc} \sqrt{\frac{T_e m_e c^2}{2}} \int_0^{\infty} d\varepsilon e^{-\varepsilon/\gamma} K_0(\varepsilon/2) \frac{(e^{\varepsilon/\gamma} - e^{\varepsilon})}{e^{\varepsilon/\gamma} - 1}, \quad (21)$$

$$P_C = 32\pi \nu_C \frac{T_P^*}{h^3 c^3} F(\alpha) \frac{(T_e - T_P)}{m_e c^2}, \quad (22)$$

به ازای  $\alpha \rightarrow 0$ ، معادله (۲۲) به توان پراکندگی کامپتون مدل سه دمایی تبدیل می‌شود. عبارت  $K_0(\varepsilon/2)$  در معادله (۱۹) و (۲۱) تابع بسل تعمیم یافته نوع دوم است.

#### ۴. تغییر تابع توزیع انرژی فوتونها

همان طور که پیش تر اشاره شد پلاسما در وضعیت غیرتعادلی در انرژی مشخصی به نام انرژی برش، گذاری از حالت اپتیکی ضخیم به حالت اپتیکی نازک انجام می‌دهد به طوری که پایین تر از این انرژی، پدیده غالب اتلافی، تابش ترمزی است و تابع توزیع فوتونها به شکل پلانکی است. اما برای مقادیر بزرگتر از این انرژی، پدیده غالب تابشی، پراکندگی کامپتون بوده و تابع توزیع فوتونها نیز بوز-اینشتینی است. در انرژی برش، آهنگ تابش ترمزی با آهنگ پراکندگی کامپتون برابر می‌شود که برای محاسبه آن از معادله سینماتیک فوتونها استفاده می‌شود. برای عدد فوتونی  $n_E$  (متوسط عدد فوتونی در حالت کوانتومی) به صورت زیر نوشته می‌شود [۱]:

$$\rho_e \frac{\partial n_E}{\partial t} = C_B(T_e, n_E) + C_C(T_e, n_E), \quad (23)$$

به طوری که  $C_B$  و  $C_C$  عملگرهای کامپتون و تابش ترمزی هستند و  $\rho_e = 4\pi T_e^3 \varepsilon^2 / h^3 c^3$  چگالی حالت فوتونهاست. عملگر تابش ترمزی به صورت زیر بیان می‌شود:

$$C_B = j_E - ck_E \rho_e n_E \sim -ck_E \rho_e n_E, \quad (24)$$

که در آن  $j_E = \nu_B n_e \sqrt{\frac{m_e c^2}{2T_e}} \frac{e^{-\varepsilon/\gamma} K_0(\varepsilon/2)}{\varepsilon}$  و

$$c \rho_e k_E = \nu_B n_e \sqrt{\frac{m_e c^2}{2T_e}} \frac{e^{-\varepsilon/\gamma}}{\varepsilon} K_0(\varepsilon/2) (e^{\varepsilon} - 1), \quad (25)$$

به طوری که  $K_0(\varepsilon/2)$  تابع بسل تعمیم یافته مرتبه دوم و

استخراج معادلات (۳)، (۴) و (۵) استفاده شد می‌توان معادله تغییرات دمای فوتونها را بر حسب پارامتر احتراق  $x = \rho_e r$  به صورت زیر نوشت:

$$\frac{\partial T_P}{\partial x} = -\frac{3}{4x} T_P - \frac{1}{4} T_P \frac{\partial F}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial x} + \frac{q_P(r, T_e, T_P)}{h^3 c^3 T_P^* F(\alpha) \rho_e U_{max}}. \quad (15)$$

در حد پلانکی  $\alpha \rightarrow 0$ ، معادله (۱۵) به شکل زیر در می‌آید:

$$\frac{dT_R}{dx} = -\frac{3}{4x} T_R + \frac{q_R(r, T_e, T_R)}{h^3 c^3 T_R^* F(0) \rho_e U_{max}}, \quad (16)$$

که با معرفی  $C_{Vr} = 16 \frac{1}{\rho_e} \frac{\sigma_{SB}}{C} T_R^*$  به عنوان گرمای ویژه تابش داریم:

$$\frac{dT_R}{dx} = -\frac{3}{4x} T_R + \frac{q_R(r, T_e, T_R)}{U_{max} C_{Vr}}, \quad (17)$$

این معادله به طور کامل مشابه معادله تغییرات دمای تابش است که در مدل سه دمایی به دست آمده است [۵-۶]. به عبارت دیگر مدل سه دمایی، حالت خاصی از تئوری چهار دمایی با ضریب رقیق شدگی  $\alpha = 0$  است که در آن تابع توزیع فوتونها به طور خالص، پلانکی در نظر گرفته شده است. در معادله (۱۵)، آهنگ تغییرات ضریب رقیق شدگی نسبت به پارامتر احتراق است که به صورت زیر نوشته می‌شود [۱]:

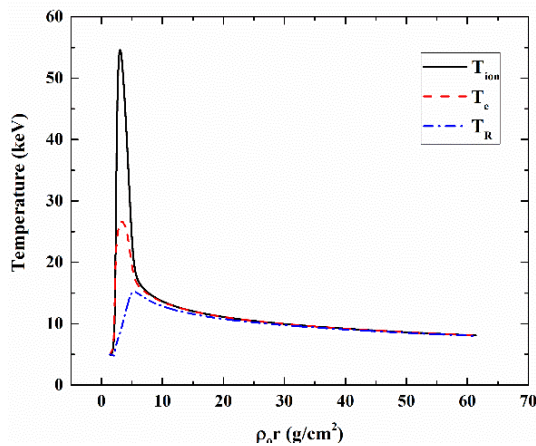
$$\frac{\partial \alpha}{\partial x} = \frac{1}{\rho_e U_{max} N_{\gamma_0} \left( I_0(\alpha) - \frac{I_1(\alpha)^2}{4F(\alpha)} \right)} \left( -\dot{N}_B + \frac{I_1(\alpha)}{4F(\alpha)} \frac{P_{rad}}{T_P} \right), \quad (18)$$

به طوری که  $\dot{N}_B$  آهنگ تولید فوتونهاست:

$$\dot{N}_B = \nu_C n_e \frac{4}{\pi^{3/2}} Z_{eff} \frac{e^{\gamma}}{hc} \sqrt{\frac{m_e c^2}{2T_e}} \times \int_0^{\infty} d\varepsilon \frac{e^{-\varepsilon/\gamma} K_0(\varepsilon/2) (e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - e^{\varepsilon})}{\varepsilon e^{\alpha+\varepsilon/\gamma} - 1}, \quad (19)$$

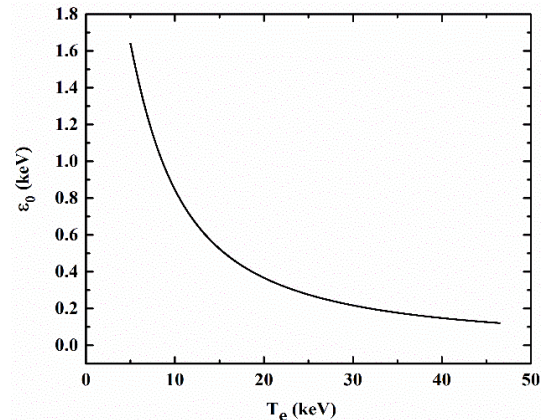
$\varepsilon$  در معادله فوق، انرژی برش است که در ادامه محاسبه خواهد شد.  $P_{rad}$  در معادله (۱۸) توان تابش شده از الکترون‌ها به فوتونهاست و به صورت زیر بیان می‌شود:

$$P_{rad} = q_P(x, T_e, T_P) = \frac{\partial E_P}{\partial t} = P_B + P_C, \quad (20)$$



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تغییرات دمای اجزای پلاسما در مدل سه دمایی با شرایط اولیه  $T_i = T_e = T_R = 5 \text{ keV}$ ،  $\rho_e r = 100 \text{ g/cm}^2$  و پارامتر بحرانی احتراق  $\rho_e r_c = 1.5 \text{ g/cm}^2$ .

دمایی، به علاوه معادلات تحول دمای فوتونها و ضریب رقیق شدگی است، به طور همزمان بر حسب پارامتر احتراق  $(x = \rho_e r)$  حل شده‌اند. شکل ۲ تحولات دمای اجزای پلاسما را در مدل سه دمایی بر حسب  $x = \rho_e r$  و شکل ۳ این تغییرات را در مدل چهار دمایی نشان می‌دهد. در این معادلات به ازای مقادیر پارامتر احتراق که بزرگ‌تر از مقدار بحرانی آن  $(x_c = \rho_e r_c)$  است،  $x > x_c$ ، یک احتراق موفقیت آمیز خواهیم داشت و به ازای مقادیر کوچک‌تر از پارامتر بحرانی احتراق  $x < x_c$ ، فرایند احتراق متوقف خواهد شد. شرایط اولیه برای شروع احتراق، چگالی یونی یکسان  $n_D = n_T = 1.2044 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}$  برای دوتریوم، و تریتیوم، دمای اولیه یکسان برای اجزای پلاسما به صورت  $T_i = T_e = T_R = T_p = 5 \text{ keV}$  و ضریب رقیق شدگی  $\alpha = 0$  است. در هر دو مدل تابع توزیع یونها و الکترون‌ها در کل فرایند احتراق، ماکسولی است. تابع توزیع فوتونها در مدل سه دمایی، پلانکی خالص و پلاسما نیز در کل فرایند از نظر اپتیکی ضخیم در نظر گرفته می‌شود. با شرایط اولیه ذکر شده، مطابق نمودار ۱ مقدار بیشینه دمای یونها در این مدل حدود  $60 \text{ keV}$  و بیشینه دمای الکترون‌ها حدود  $25 \text{ keV}$  و پارامتر بحرانی احتراق برای شروع احتراق  $1.5 \text{ g/cm}^2$  محاسبه شده است. اما در مدل چهار دمایی در یک پلاسمای همگن بی



شکل ۱. تغییرات انرژی برش بر حسب دمای الکترون با شرایط اولیه  $T_i = T_e = T_R = T_p = 5 \text{ keV}$ ،  $\rho_e = 100 \text{ g/cm}^2$  و پارامتر بحرانی احتراق  $\rho_e r_c = 1.5 \text{ g/cm}^2$ .

که برای مقادیر کم  $\nu_B = \frac{4}{\pi^{3/2}} Z^2 \frac{e^2}{\hbar c} c \sigma_T n_i$   $\epsilon$  که در آن  $c \rho_e k_E \approx \nu_B n_e \sqrt{m_e c^2 / 2 T_e} (\ln 4 - C - \ln [\epsilon])$   $C = 0.577$  ثابت اولیر است. عملگر کامپتون به صورت زیر است:

$$\nu_C N_{\gamma_e}(T_e) \frac{T_e}{m_e c^2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[ \epsilon^2 \left( n_e (n_e + 1) + \frac{\partial}{\partial \epsilon} n_e \right) \right], \quad (26)$$

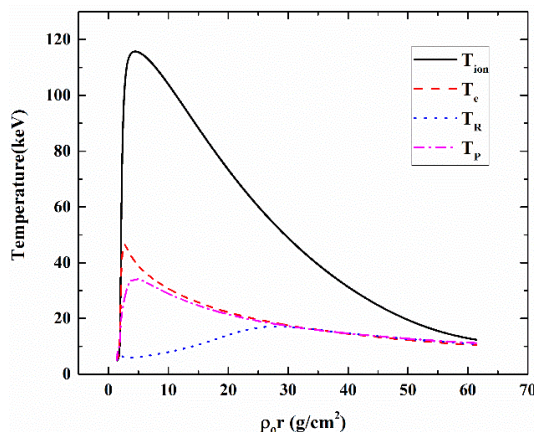
که در آن  $N_{\gamma_e}(T_e) = \pi T_e^3 / (h^3 c^3)$  با برابر قرار دادن این آهنگ‌ها، انرژی برش  $\epsilon_0$  به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{\sqrt{2\pi^3} \hbar c N_{\gamma_e}(T_e)}{Z_{\text{eff}} e^2 n_e} \left( \frac{T_e}{m_e c^2} \right)^{3/2} = \frac{(0.11 - \ln \epsilon_0)}{\epsilon_0^3}. \quad (27)$$

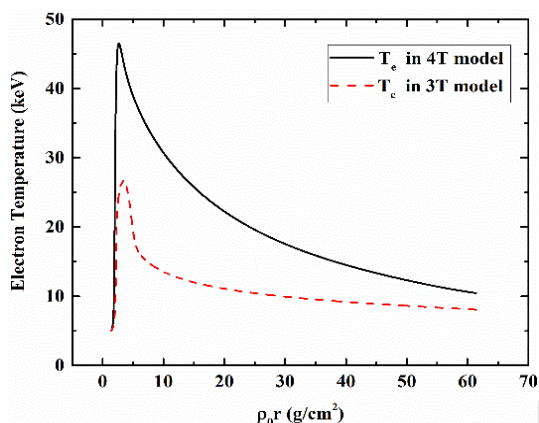
با حل عددی معادله فوق می‌توان انرژی برش  $\epsilon_0$  را بر حسب دمای الکترون‌ها به دست آورد. در شکل ۱ تغییرات انرژی برش بر حسب دمای الکترون‌ها نشان داده شده است.

## ۵. بحث و نتایج

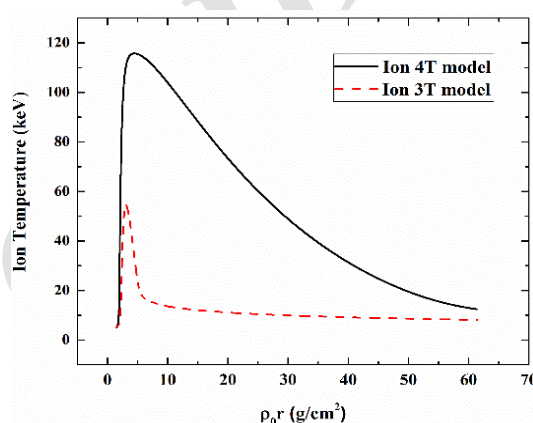
با استفاده از کد برنامه نویسی فرتن و روش حل عددی رانگ-کوتای مرتبه چهارم در دو حالت، ابتدا در مدل سه دمایی، ۵ معادله دیفرانسیل که شامل تحولات چگالی عددی یون‌های دوتریوم، چگالی عددی یون‌های تریتیوم، دمای یون‌ها، دمای الکترون‌ها و دمای تابش است و سپس در مدل چهار دمایی، ۷ معادله دیفرانسیل که شامل ۵ معادله مشابه معادلات مدل سه



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تغییرات دمای اجزای پلاسما در مدل چهار دمایی با شرایط اولیه  $T_i = T_e = T_R = T_p = 5 \text{ keV}$ ،  $\rho_0 r_0 = 100 \text{ g/cm}^3$  و پارامتر بحرانی احتراق  $\rho_0 r_c = 174 \text{ g/cm}^2$ .



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه دمای الکترون‌ها در مدل چهار دمایی و سه دمایی با شرایط اولیه یکسان  $T_i = T_e = T_R = T_p = 5 \text{ keV}$ ،  $\rho_0 = 100 \text{ g/cm}^3$  و پارامتر احتراق  $\rho_0 r_0 = 100 \text{ g/cm}^3$  و پارامتر بحرانی احتراق  $\rho_0 r_c = 174 \text{ g/cm}^2$ .



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه دمای یون‌ها در مدل چهار دمایی و سه دمایی با شرایط اولیه یکسان  $T_i = T_e = T_R = T_p = 5 \text{ keV}$ ،  $\rho_0 = 100 \text{ g/cm}^3$  و پارامتر احتراق  $\rho_0 r_0 = 100 \text{ g/cm}^3$  و پارامتر بحرانی احتراق  $\rho_0 r_c = 174 \text{ g/cm}^2$ .

پراکندگی کامپتون در معادله توازن انرژی الکترون‌ها کمتر شده و این عامل، سبب افزایش دمای الکترون‌ها و یون‌ها در مقایسه با مدل سه دمایی می‌شود؛ به طوری که با شرایط اولیه مشابه شرایط مدل سه دمایی، بیشینه دمای یون‌ها در مدل چهار دمایی تقریباً  $120 \text{ keV}$  و بیشینه دمای الکترون‌ها حدود  $50 \text{ keV}$  است. در شکل‌های ۴ و ۵ دمای یون‌ها و الکترون‌ها در هر دو مدل مقایسه شده است. از طرف دیگر به دلیل کاهش نقش اتلافی پراکندگی کامپتون، شرایط مناسب برای شروع احتراق گرما هسته‌ای در مدل چهار دمایی سریع‌تر از مدل سه دمایی فراهم

نهایت، تابع توزیع فوتون‌ها در یک انرژی خاص از حالت پلانکی به بوز-انیشتمین تغییر شکل می‌دهد و بعد از این انرژی، پراکندگی کامپتون، پدیده غالب اتلافی است که در طی آن هیچ فوتونی تولید نمی‌شود و تعداد آنها پایستار است. بنابراین مطابق معادله (۱۱) باید میزان رقیق شدگی پلاسما افزایش یابد تا افزایش دمای فوتون‌ها جبران شده و  $N_\gamma$  یا چگالی تعداد فوتون‌ها ثابت بماند. پس در یک پلاسما رقیق شده که در آن دمای فوتون‌ها افزایش یافته، اختلاف دمای الکترون‌ها با فوتون‌ها،  $T_e - T_p$ ، کاهش می‌یابد و در نتیجه نقش اتلافی

آن آهنگ تابش ترمزی با آهنگ پراکندگی کامپتون برابر است گذاری از حالت اپتیکی ضخیم به حالت اپتیکی نازک انجام می‌دهد و تابع توزیع فوتونها نیز از حالت پلانکی به بوز-انیشترین تغییر می‌کند. با غالب شدن پراکندگی کامپتون در یک پلاسمای رقیق شده با  $\alpha > 0$  و افزایش دمای فوتونها، اختلاف دمای الکترونها و فوتونها کاهش یافته و از اثر کاهش پراکندگی کامپتون کاسته می‌شود و در نتیجه دمای یونها و الکترونها به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش می‌یابد که در این صورت حداقل شرایط لازم برای شروع یک احتراق خود نگه دار در مقایسه با مدل سه دمایی بهبود پیدا می‌کند، به طوری که با شرایط اولیه یکسان، مقدار پارامتر بحرانی احتراق محاسبه شده در مدل چهار دمایی کمتر از مقدار آن در مدل سه دمایی است.

می‌شود به طوری که با شرایط اولیه ذکر شده، مقدار پارامتر بحرانی احتراق در مدل چهار دمایی  $x_c = 1/4 \text{ g/cm}^2$  محاسبه شده است.

## ۶. نتیجه‌گیری

در این مقاله، شرایط احتراق گرما هسته‌ای ICF در سوخت هم‌مولار از دوتریوم و تریوم در یک پلاسمای غیرتعادلی مورد مطالعه قرار گرفت و اثر تغییر تابع توزیع انرژی فوتونها از پلانکی خالص به حالت بوز-انیشترین بررسی شد. مطابق مدل سه دمایی، پلاسمای در کل فرایند احتراق از نظر اپتیکی ضخیم و تابع توزیع انرژی فوتونها نیز پلانکی (تابش جسم سیاه) است. در مقابل در مدل چهار دمایی، پلاسمای در انرژی مشخصی که در

## مراجع

- 60 (1986) 898.
9. E N Avrorin, L P Feoktistov, and L I Shibarshov, *Sov. J. Plasma Phys.* **6** (1980)527.
10. Y B Zel'dovich and Y B Raizer, "Physics of Shock Waves and High-Temperature Hydrodynamic Phenomena", Academic Press, New York (1966).
11. S Eliezer, Z Henis, J M Martinez-Val, and I Vorobeichik, *Nucl Fusion* **40** (2000)195.
12. M M Basko, *Nucl Fusion* **30** (1990) 2443.
13. S Atzeni, *Jpn. J. Appl. Phys.* **34** (1995) 1980.
14. S J Blundell and K M Blundell, "Concepts in Thermal Physics", Oxford University Press, New York (2006).
1. K Molvig, M Alme, R Webster, and C Galloway, *Phys. Plasmas* **16** (2009) 023301.
2. S Atzeni and T V Meyer, "The Physics of Inertial Fusion", Oxford University Press, Oxford (2007).
3. J M Martinez-Val, S Eliezer, Z Henis, and M Piera, *Nucl. Fusion* **38** (1998)1651.
4. A M Frolov, V H Smith, and G T Smith, *Can. J. Phys.* **80** (2002) 43.
5. B Nayak and S V G Menon, *Laser Part Beams* **30** (2012) 517.
6. D A Knoll, R B Lowrie, and J E Morel, *J. Comput. Phys.* **226** (2007) 1332.
7. S Atzeni, *Comp. Phys. Commn.* **43** (1986) 107.
8. N A Tahir, K A Long, and E W Long, *J. Appl. Phys.*