



مقیاس بندی دینامیک هدف های استوانه ای در همجوشی محصور شده لختی

مرضیه زارعی ، سهیل خوشبین فر*

دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک

چکیده

در رویکرد هیدرودینامیکی ایده آل در پلاسمای داغ همجوشی، اغلب در تقریب ساده، پلازما به صورت محیط بی درو مفروض می گردد. مطابق نتایج تجربی، اعمال شرایط اتلاف انرژی به واسطه نقش هدایت گرمایی الکترونی به خصوص در همجوشی محصور شده لختی با روش احتراق سریع جهت دست یابی به شرایط مطلوب احتراق و اشتعال سوخت الزامی است. لذا با در نظر گرفتن عبارت هدایت گرمایی الکترونی در معادلات هیدرودینامیکی حاکم بر رفتار پلازما، قوانین مقیاسی انفجار درونی پلاسمای همجوشی با هندسه استوانه ای مورد مطالعه قرار گرفت و مطابق نتایج بدست آمده، شرایط ناوردایی کمیت های اصلی نظیر چگالی، فشار و دما با کنترل دستی پارامترهای آزاد بر مقیاس بندی انرژی راه انداز با هندسه مفروض، مورد تحلیل و بررسی شد.

کلید واژه

پلازما داغ، همجوشی محصور شده لختی، حل خود مشابه، هدایت گرمایی

۱. مقدمه

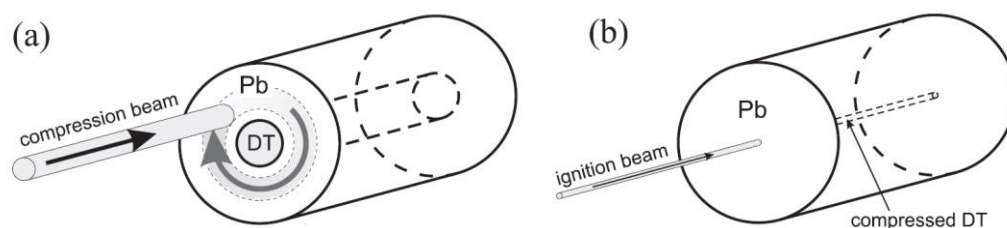
هم اکنون یکی از بزرگترین دغدغه های بشر در حوزه انرژی تولید و دستیابی به منابع جدید، مطمئن و پایدار بوده که در این میان انرژی گداخت هسته ای یکی از امید بخش ترین گزینه ها قلمداد می شود. در همین راستا، طراحی و آزمایشات در حوزه انرژی هسته ای از طریق گداخت هسته ای، تجربه ای بسیار گران و هزینه بر است [۱-۴]. لذا طراحی ساچمه های سوخت با بهره انرژی بالا از سوژه های داغ در این حوزه است. مضافاً، مشابه تحقیقات آزمایشگاهی اخترفیزیکی در همجوشی هسته ای نیز، امکان مقیاس پذیری طراحی ها جهت انجام آزمایشات بعدی نقشی کلیدی دارد. ساده ترین و مرسوم ترین روش مقیاس بندی کمیت های اصلی شعاع ساچمه، جرم و انرژی عبارتند از: $E' = \xi^3 E$, $M' = \xi^3 M$, $r' = \xi r$ که در آنها متغیر خود- مشابهی ξ پارامتر بدون بعد است [۵-۸].

در بیشتر پژوهش های مقیاسی اغلب شرایط هیدرودینامیکی بی دررو برای ساچمه سوخت مفروض است که با توجه به واقعیت حضور عوامل اتلافی و مهمترین آنها هدایت گرمایی باید در این محاسبات مد نظر قرار گیرد. فرآیند هدایت حرارتی به طور عمده توسط الکترون ها که سبک تر و سریع ترند انجام می شود، در حالی

که اثر یون های سنگین و کند در این مورد، می تواند تا حد بالایی ناچیز باشد. در تقریب اول فرآیند به صورت پخش الکترون ها در زمینه ای مرکب از یون های ساکن در نظر گرفته می شود. در همجوشی محصور شده لختی و بیشتر در حوزه احتراق مرکزی، با توجه به نقش کدری یا شفافیت تابشی ساچمه، بیشتر نقش هدایت گرمایی تابشی مطالعه شده است [۹]. در همجوشی محصور شده لختی به روش احتراق سریع، به علت ترابرد انرژی توسط الکترون های فوق نسبیتی، نقش اتلافی هدایت گرمایی الکترونی در پلاسمای داغ در مرحله احتراق و اشتعال محسوس است [۱۰-۱۳]. لذا گنجاندن سهم این عامل باعث درک بهتری از جزییات مقیاسی پارامترهای دینامیکی اصلی سوخت فشرده می گردد. بدین منظور با معرفی پارامترهای توصیف کننده دینامیک سیستم و اعمال تبدیلات خود مشابهی درون دسته معادلات هیدرودینامیکی پلاسمای به دنبال برقراری شرایط ناورداری کمیت های اصلی مقیاس بندی نظیر انرژی سوخت، دما، تبهنگی خواهیم بود.

۲. معادلات هیدرودینامیکی پلاسمای داغ

یکی از هندسه های مرسوم در همجوشی محصور شده لختی به روش احتراق سریع، سوخت دوتریوم - تریتیوم با طراحی استوانه ای به همراه غلاف فلزی سنگین است که توسط باریکه یونی سنگین دوار احتراق و اشتعال می یابد (شکل ۱).



شکل ۱: مراحل احتراق و اشتعال ساچمه سوخت استوانه ای در روش احتراق سریع به کمک باریکه یونی [۱۳].

برای استخراج روابط مقیاسی، باید یک ستون استوانه ای از پلاسمای داغ فشرده در فضای خلاء احاطه کننده را در نظر بگیریم (پلاسمای فشرده با مرز آزاد). در این حالت معادلات هیدرودینامیکی سیال تک ذره ای یک بعدی (با تقارن سمتی) که شامل معادلات بقای جرم، تکانه و انرژی در نمایش لاگرانژی سیال است، به صورت معرفی می گردد [۱۴-۱۶]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (\rho \cdot u \cdot r) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varepsilon}{\partial t} + u \frac{\partial \varepsilon}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (u.r) = \frac{1}{\rho \cdot r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \cdot \kappa \cdot \frac{\partial T}{\partial r} \right) \quad (3)$$

که در آن معادله حالت گاز ایده آل برای پلاسما دوتریوم - تریتیوم مفروض گشته و برای پلاسما های مواد با Z پایین مجاز است و واحد دما به گونه ای انتخاب شده که برای فشار و انرژی ویژه سوخت داریم [۱۵]:

$$p = \rho T, \quad \varepsilon_{DT} = \frac{T}{\gamma - 1} \quad (4)$$

که در آن ضریب γ ، شاخص بی دررو پلاسمای دوتریوم - تریتیوم است و κ ضریب هدایت گرمایی است که به فرم تابعیت توانی زیر انتخاب می شود [۱۷]:

$$\kappa(\rho, T) = \kappa_* \rho^{-m} T^n \quad (5)$$

که در آن κ_* ، m و n ضرایب ثابت بوده و انتخاب ضرایب توانی m و n وابسته به نوع مکانیزم هدایت گرمایی و هندسه مورد مطالعه است. برای مقایسه روابط مقیاسی حاصل در شرایط حضور و عدم حضور جمله هدایت گرمایی، q_{th} ، در رابطه (۳)، مسئله مقیاس بندی را در دو وضعیت بررسی می کنیم. در مختصات استوانه ای، مقادیر اختیار شده در حالت هدایت گرمایی الکترونی نمای توان های $m=0, n=5/2$ و حالت بی دررو خالص $\kappa_* = 0$ هستند [۱۷-۱۸].

۳. حل خود - مشابه

شکل تابعیت مقیاسی کمیت های اصلی پلاسما به صورت کلی زیر نوشته می شوند:

$$t' = \xi^{\alpha_1} t, u' = \xi^{\alpha_2} u, T' = \xi^{\alpha_3} T, \rho' = \xi^{\alpha_4} \rho, \quad \xi \equiv \frac{r'}{r} \quad (6)$$

که در آن α_1 الی α_4 ضرایب نامعین و ثابت هستند. اگر موفق شویم توان های ξ را تعیین کنیم، به این معنی است که معادلات دارای جواب های خود - مشابه با ضرایب مشخص هستند. با جایگذاری مقادیر رابطه (۶) در معادلات بقای جرم، تکانه و انرژی (۱) الی (۳) داریم:

$$\xi^{\alpha_1} \left(\frac{\partial}{\partial t'} + u' \cdot \nabla' \right) \rho' + \xi^{1-\alpha_2} \rho' \nabla' \cdot u = 0 \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial t'} + u' \cdot \nabla' \right) u' \xi^{\alpha_1 - \alpha_2} + \xi^{1-\alpha_3} \nabla' (\gamma - 1) \varepsilon_0 T' = 0 \quad (8)$$

$$\xi^{\alpha_1 - \alpha_3 - \alpha_4} \rho' \left(\frac{\partial}{\partial t'} + u' \cdot \nabla' \right) \varepsilon_0 T' + \xi^{1-\alpha_2 - \alpha_3 - \alpha_4} \rho' T' \varepsilon_0 \nabla' \cdot u' - \xi^{1-(7/2)\alpha_3} \nabla' (k_0' T'^{5/2} \nabla' T') = 0 \quad (9)$$

با مقایسه روابط اخیر با معادلات (۱) الی (۳) روابط جبری میان ضرایب α_1 الی α_2 به صورت زیر می‌گردد:

$$\begin{cases} \alpha_1 = 1 - \alpha_2 \\ 1 - \alpha_1 = \alpha_2 = \frac{1}{2}c \\ \alpha_4 + \alpha_3 - \alpha_1 = \alpha_4 + \alpha_3 + \alpha_2 - 1 = \frac{7}{2}\alpha_3 - 2 = 0 \end{cases} \quad (10)$$

با حل دسته معادلات جبری بالا، مقادیر پارامتری α ها بر حسب ضریب α_4 محاسبه و در جدول ۱ نمایش داده شده است. همان گونه که از شکل روابط حاصل مشاهده می‌شود برای کمیت های اصلی روابط مقیاسی با حضور هدایت گرمایی الکترونی تنها وابسته به پارامتر α_4 می‌باشد.

جدول ۱: تابعیت روابط مقیاسی کمیت های مهم دینامیکی در همجوشی محصور شده لختی با سوخت استوانه ای با حضور و عدم حضور هدایت گرمایی الکترونی

هدایت گرمایی الکترون ($m=0, n=5/2$)	فاقد هدایت گرمایی ($\kappa_e=0$)		
$\frac{3(\alpha_4+1)}{\xi}$	$\xi^{\alpha_3+\alpha_4+1}$	$\frac{p'}{p}$	فشار سوخت
$\frac{7(\alpha_4+1)}{\xi}$	$\xi^{\frac{3\alpha_3+\alpha_4+1}{2}}$	$\frac{I'}{I}$	شار انرژی تابشی
$\frac{9-\alpha_4}{\xi}$	$\xi^{\frac{3\alpha_3-2\alpha_4+3}{3}}$	$\frac{\alpha'}{\alpha}$	پارامتر آیزوتروپ
$\frac{7+3\alpha_4}{\xi}$	$\xi^{\alpha_3+\alpha_4+3}$	$\frac{E'}{E}$	انرژی سوخت
$\xi^{3+\alpha_4}$	$\xi^{3+\alpha_4}$	$\frac{M'}{M}$	جرم سوخت

مقیاس بندی معمول کمیت ها که در بخش نخست با معرفی روابط شعاع، جرم و انرژی به صورت، $r' = \xi r$ ، $M' = \xi^3 M$ ، و $E' = \xi^3 E$ آغاز گردید مطابق رابطه مندرج در ستون آخر جدول (۱) به ازای پارامتر های $\alpha_3 = \alpha_4 = 0$ ارضاء می‌گردد.

$$T' = \frac{E'}{M'} = T, \quad \rho' = \frac{M'}{r'^3} = \rho, \quad u' = \left(\frac{E'}{M'}\right)^{1/2} = u, \quad I' = \frac{E'^{3/2}}{r'^3 M'^{1/2}} = I \quad (11)$$

یکی از کمیت های فرعی در رفتار مسیر تحول فرایند احتراق و اشتعال سوخت مورد توجه است، پارامتر آنتروپی پلازما است که درجه تبهگنی کوانتومی سوخت را مشخص می‌کند. معمولاً تمایل داریم در موضوع مقیاس بندی درباره مقیاس پذیری این کمیت نیز اطلاعی داشته باشیم. مطابق جدول (۱) ناوردایی دینامیک

سوخت با حضور هدایت گرمایی با تغییر دستی پارامتر α_4 قابل حصول است. برای مثال، مقدار α_4 به ترتیب با اختیار مقادیر -1 ، -1 ، $+9$ ، $-3/7$ ، -3 قادر به نوردایی کمیت های M, E, α, I, p در ستون نخست جدول (۱) خواهد بود.

۴. نتیجه گیری

قوانین مقیاسی به دست آمده برای پلاسمای با هدایت حرارتی الکترونی و پلاسمای بی درو متفاوت است. وقتی سیستم هیدرودینامیکی با منابع دیگر انرژی همچون الکترون‌های داغ در ارتباط باشد همچنان قوانین تشابه با حضور منبع انرژی، حفظ خواهد شد و در توافق خواهد بود. قوانین مقیاسی که به صورت تحلیلی به دست آمده است معتبر بوده و اغلب به عنوان ابزاری کارآمد در شبیه سازی عددی طراحی سوخت مورد استفاده قرار می گیرند.

منابع

- [۱] W. Hogana, E. Moses, B. Warner, M. Sorem and J. Soures, "The National Ignition Facility," *Nuclear Fusion*, vol. ۴۱, no. ۵, pp. ۵۶۷-۵۷۳, ۲۰۰۱.
- [۲] E. Henestroza and B. Grant Logan, "Progress towards a high-gain and robust target design for heavy ion fusion," *Physics of Plasma*, vol. ۱۹, no. ۷, pp. ۰۷۲۷۰۶-۰۷۲۷۰۶-۷, ۲۰۱۲.
- [۳] D. Callahan, M. Tabak, G. Bennett, M. Cuneo, R. Vesey, A. Nikroo, D. Czechowicz and D. Steinman, "Advances in target design for heavy ion fusion," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۴۷, no. ۱۲B, p. B۳۷۹-B۳۸۷, ۲۰۰۵.
- [۴] S. Pollaine, D. Bradley, O. Landen, R. Wallace, O. Jones, P. Amendt, L. Suter and R. Turner, "National Ignition Facility scale hohlraum asymmetry studies by thin shell radiography," *Physics of Plasma*, vol. ۸, no. ۵, pp. ۲۳۵۷-۲۳۶۴, ۲۰۰۱.
- [۵] S. Slutz and R. Vesey, "Fast ignition hot spot break-even scaling," *Physics of Plasma*, vol. ۱۲, no. ۶, pp. ۰۶۲۷۰۲-۰۶۲۷۰۲-۵, ۲۰۰۵.
- [۶] M. Herrmann, M. Tabak and J. Lindl, "Ignition scaling laws and their application to capsule design," *Physics of Plasma*, vol. ۸, no. ۵, pp. ۲۲۹۶-۲۳۰۴, ۲۰۰۱.
- [۷] W. Levedahl and J. Lindl, "Energy scaling of inertial confinement fusion targets for ignition and high gain," *Nuclear Fusion*, vol. ۳۷, no. ۲, pp. ۱۶۵-۱۷۳, ۱۹۹۷.
- [۸] M. Herrmann, M. Tabak and J. Lindl, "A generalized scaling law for the ignition energy of inertial confinement fusion capsule," *Nuclear Fusion*, vol. ۴۱, no. ۱, pp. ۹۹-۱۱۱, ۲۰۰۱.
- [۹] E. Minguez, P. Martel, J. Gil, J. Rubiano and R. Rodriguez, "Analytical opacity formulas for ICF elements," *Fusion Engineering and Design*, vol. ۶۰, no. ۱, pp. ۱۷-۲۵, ۲۰۰۲.
- [۱۰] J. Meyer-ter-Vehn, "Fast ignition of ICF targets: an overview," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۴۳, no. ۱۲A, p. A۱۱۳-A۱۲۵, ۲۰۰۱.
- [۱۱] J. Badziak, S. Jablonski and J. Wolowski, "Progress and prospect of fast ignition of ICF targets," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۴۹, no. ۱۲B, p. B۶۵۱-B۶۶۶, ۲۰۰۷.
- [۱۲] J. Honrubia and J. Meyer-ter-Vehn, "Fast ignition of fusion targets by laser-driven electrons," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۵۱, no. ۱, p. ۰۱۴۰۰۸ (۱۲pp), ۲۰۰۹.



- [۱۳] M. Basko, "New developments in the theory of ICF targets, and fast ignition with heavy ions," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۴۵, no. ۱۲A, p. A۱۲۵-A۱۳۲, ۲۰۰۳.
- [۱۴] A. Piel, *Plasma Physics: An Introduction to Laboratory, Space, and Fusion Plasmas*, Springer, ۲۰۱۰.
- [۱۵] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion: Beam plasma interaction hydrodynamics and hot dense matter*, Clarendon : Oxford university press, ۲۰۰۴.
- [۱۶] R. P. Drake, *High-Energy-Density Physics: Fundamentals, Inertial Fusion, and Experimental Astrophysics*, Springer, ۲۰۰۶.
- [۱۷] M. Basko and M. Murakami, "Self-similar implosions and explosions of radiatively cooling gaseous masses," *Physics of Plasma*, vol. ۵, no. ۲, pp. ۵۱۸-۵۲۸, ۱۹۹۸.
- [۱۸] D. Clark and M. Tabak, "A self-similar isochoric implosion for fast ignition," *Nuclear Fusion*, vol. ۴۷, no. ۹, p. ۱۱۴۷-۱۱۵۶, ۲۰۰۷.