

## انبساط خود- مشابه پلاسماهای دارای یونهای گرم به خلاء

رضا شکوهی<sup>۱</sup> و لیلی یزدانی<sup>۲</sup>

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بجنورد، بجنورد

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهرکرد، شهرکرد

پست الکترونیکی: shokoohi@aut.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۳/۱/۱۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۴/۱۱/۲۶)

### چکیده

انبساط پلاسماهای یک بعدی بدون برخورد به خلاء تحت تأثیر دماهای اولیه متفاوت، برای یون‌ها مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مطالعه از یک کد شبیه‌سازی استفاده شده است که در آن تحول الکترون‌ها توسط معادله ولاسف و تحول یون‌ها توسط معادلات سیالی بررسی می‌شود. نهایتاً اثر دماهای اولیه یونی در انبساط پلاسما به خلاء مورد بررسی قرار گرفته و نتایج حاصل با جواب‌های خود- مشابه برای انبساط پلاسماهای شامل یونهای گرم، مورد قیاس قرار گرفته است. نشان داده شده است، که در ناحیه قبل از جبهه یونی، که حالت شبه‌خنثایی برقرار است، بین جواب‌های خود- مشابه و جواب‌های حاصل از کد شبیه‌سازی انطباق وجود دارد.

واژه‌های کلیدی: انبساط پلاسما، خود- مشابه، جبهه یونی، شبیه‌سازی، معادله ولاسوف

### ۱. مقدمه

تحقیق بر روی انبساط پلاسما به خلاء مسئله‌ای است که در چند دهه اخیر به منظور درک ناپایداری‌ها و رفتارهای غیرخطی گازهای یونیده، مورد توجه پژوهشگران قرار گرفته است [۱-۷]. انبساط پلاسما به خلاء و شتاب‌گیری یون‌ها نقش مهمی در شناخت مسائل نجومی، بادهای قطبی، تابش کاتدی و ... بازی می‌کند. در سال ۱۹۳۰ تنبرگ مسئله خروج جت‌های پلاسما با سرعت زیاد از روی سطح کاتد را بیان کرد [۸]. در آن زمان امکان توضیح این اثر تنها بر مبنای سازوکار شتاب‌گیری یون‌ها به وسیله الکترون‌ها که در قرن شانزدهم توسط پلایتو، هندل و ریبول ارائه شده بود، وجود

داشت [۹ و ۱۰].

در اثر تابش پالس لیزر به یک سطح نازک، بر روی سطح، پلاسمایی تشکیل می‌شود که به خلاء اطراف خود منبسط می‌گردد. اولین بار در سال ۱۹۶۲ این اثر توسط برچ گزارش شد [۱۱] و به دنبال آن، انبساط پلاسماهای حاصل از برهم‌کنش لیزر با تیغه، توجه پژوهشگران را به خود جلب کرد. در اثر برهم‌کنش پالس لیزر با تیغه پلاسما و انبساط پلاسما به خلاء، یون‌ها چنان شتابی می‌گیرند که انرژی جنبشی آنها به حدود چند مگا الکترون ولت می‌رسد. در چند دهه اخیر مطالعات نظری و تجربی زیادی برای درک دلیل اصلی انبساط پلاسما و

جواب‌های خود- مشابه حالت کلی مربوط به انبساط پلاسما به خلاء را با در نظر گرفتن یون‌های سرد مورد بررسی قرار داده است [۱۶].

در این مقاله به بررسی اثر گرمای اولیه یون‌ها در فرایند انبساط پلاسما به خلاء می‌پردازیم. ساختار مقاله به صورت زیر است. در بخش ۲ انبساط خود- مشابه پلاسمایی با الکترون‌های ماکسولی را به صورت خلاصه مورد بررسی قرار می‌دهیم، در بخش ۳ اصول و نتایج حاصل از شبیه‌سازی را بیان می‌کنیم و در قسمت ۴ نتایج کلی آورده شده است

$$\langle \dots \rangle = -2\sqrt{1+3Tn^2} + \operatorname{arctgh}\left(\frac{1}{\sqrt{1+3Tn^2}}\right) - \operatorname{arctgh}\left(\frac{1}{\sqrt{1+3T}}\right) + \sqrt{1+3T}, \quad (1)$$

## ۲- حل خود- مشابه

ابتدا پلاسمایی را در نظر می‌گیریم که تابع توزیع سرعت الکترون‌ها در آن به صورت ماکسولی می‌باشد که  $n_e$  چگالی الکترونی در پلاسمای غیرمختل،  $v_{Te} = (T_{e0}/m_e)^{1/2}$  سرعت گرمایی الکترون‌ها،  $v_e$  سرعت الکترون‌ها،  $\{ \dots \}$  پتانسیل الکتریکی،  $e$  بار بنیادی یونی و  $T_{e0}$  و  $m_e$  به ترتیب دمای اولیه و جرم الکترون‌ها را نشان می‌دهند و انتگرال تابع توزیع بر روی فضای سرعت، چگالی الکترون‌ها را نیز به صورت

$$n_e = n_0 \exp(e\phi / T_{e0}), \quad (2)$$

می‌دهد. فرض بر آن است که در ابتدا یون‌ها سرد بوده و دارای چگالی اولیه  $n_0$  می‌باشند.

در صورت وجود شرط شبه‌خنثایی، انبساط پلاسما به خلاء در قالب جواب‌های خود- مشابه بررسی می‌شود که این جواب‌ها در دو حالت یون‌های سرد و یون‌های گرم به صورت زیر قابل محاسبه می‌باشند.

### الف) حل خود- مشابه با در نظر گرفتن یون‌های سرد

در این حالت انبساط یون‌ها به صورت انبساط یک سیال سرد در یک بعد محاسبه می‌شود و روابط زیر مورد استفاده قرار می‌گیرند

چگونگی شتاب‌گیری یون‌ها انجام گرفته است و در طی این تلاش‌ها پدیده‌های غیرخطی، مانند انبساط پلاسما به عنوان موج ضربه، شکست موج و اثرات پراکندگی غیرخطی نیز شناخته شده و مورد بررسی قرار گرفته‌اند. در فرایند انبساط پلاسما به خلاء، تیغه پلاسما به خاطر وجود اختلاف فشار به سمت خلاء اطراف خود منبسط می‌شود. در ابتدا الکترون‌ها به علت دارا بودن جرم کمتر، قبل از یون‌ها به خلاء پرتاب می‌شوند و یک میدان الکتریکی قوی بین الکترون‌ها و یون‌ها به وجود می‌آید که باعث شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلاء می‌گردد [۱۲].

بر اساس نظریه کلی پلاسما، انبساط پلاسما به وسیله دو مدل جنبشی و هیدرودینامیکی قابل توصیف است. معادلات حاکم بر انبساط پلاسما مجموعه پیچیده‌ای از معادلات را تشکیل می‌دهند که حل آنها به صورت تحلیلی امکان‌پذیر نبوده و حل عددی آنها نیز با دشواری‌های زیادی همراه است. بنابراین برای درک سازوکارهای اساسی در فرایند انبساط پلاسما به خلاء کافی است که مدل‌های ساده پیشنهاد شده توسط مشاهدات تجربی را بررسی کنیم. چنین مدل ساده شده‌ای، انبساط سطحی یک پلاسمای رقیق بدون میدان مغناطیسی را در یک بعد نشان می‌دهد. تغییر فضا- زمان پلاسمای رقیق، به وسیله دستگاهی از معادلات دینامیکی برای الکترون‌ها و یون‌ها و معادله پواسون برای پتانسیل الکتریکی بیان می‌شود. با فرض این که الکترون‌ها همیشه در تعادل با پتانسیل الکتروستاتیکی بوده و پلاسما رفتار شبه‌خنثی دارد، مجموعه معادلات به یک معادله (معادله یون-ولاسف) که یک معادله غیرخطی است تبدیل می‌شود. با فرض برقراری شرایط شبه‌خنثایی این معادله، می‌تواند به جواب‌های خود- مشابه، مورد استفاده در هیدرودینامیک معمولی، منجر شود [۱۳].

شرایط اولیه و منابع انرژی خارجی می‌توانند نوع انبساط را مشخص کنند. در پلاسماهایی با ابعاد نیمه‌نامحدود، انرژی موجود در پلاسما بسیار زیاد بوده و دمای الکترون‌ها در حین انبساط پلاسما ثابت باقی می‌ماند، اما در پلاسماهایی با ابعاد محدود در صورت عدم وجود یک منبع تأمین انرژی خارجی، دمای الکترون‌ها در حین انبساط کاهش می‌یابد و انبساط به صورت بی‌دررو بررسی می‌شود [۱۴ و ۱۵]. مطالعات اخیر،

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{c_i^2}{n_i} \frac{\partial n_i}{\partial x} = 0, \quad (15)$$

که

$$c_i = [1 + 3Tn_i^2]^{1/2}, \quad (16)$$

سرعت یون صوتی بوده و در پلاسماهای غیرمختل به  $c_{i0} = [1 + 3T]^{1/2}$  تبدیل می‌شود [۱۸].

$$\langle = x/t \quad (17)$$

حال با در نظر گرفتن کمیت خود- مشابه  $\langle = x/t$  مشتقات جزئی به مشتقات زیر تبدیل می‌شود که تغییرات، نسبت به کمیت  $\langle$  را نشان می‌دهند. با استفاده از رابطه (۱۷)، روابط (۱۴) و (۱۵) به صورت زیر تبدیل می‌شوند

$$(v_i - \langle) \frac{dn_i}{d\langle} + n_i \frac{dv_i}{d\langle} = 0, \quad (18)$$

$$(v_i - \langle) \frac{dv_i}{d\langle} + \frac{c_i^2}{n_i} \frac{dn_i}{d\langle} = 0, \quad (19)$$

و با حل دو رابطه اخیر سرعت یونی به صورت

$$v_i = \langle \pm c_i, \quad (20)$$

خواهد بود.

از آنجایی که سرعت یونی در پلاسماهای غیرمختل صفر بوده و موج ترقیق با سرعت یون صوتی به سمت بدنه اصلی پلاسما حرکت می‌کند، بنابراین علامت + برای  $c_i$  انتخاب می‌شود. حال با جایگذاری رابطه (۲۰) در رابطه حرکت به

$$1 + \left[ \frac{3Tn_i}{c_i} + \frac{c_i}{n_i} \right] \frac{dn_i}{d\langle} = 0, \quad (21)$$

و با حل رابطه (۲۱) به رابطه زیر بین چگالی یونی و کمیت خود- مشابه  $\langle$  خواهیم رسید

$$\langle = -2\sqrt{1 + 3Tn_i^2} + \operatorname{arctgh}\left(\frac{1}{\sqrt{1 + 3Tn_i^2}}\right) - \operatorname{arctgh}\left(\frac{1}{\sqrt{1 + 3T}}\right) + \sqrt{1 + 3T}, \quad (22)$$

در این رابطه  $n$  نشان دهنده چگالی یونی است که در حالت خود- مشابه با چگالی الکترونی برابر می‌باشد. با رسم نمودار مربوط به رابطه (۲۲) وابستگی چگالی یونی به کمیت خود- مشابه  $\langle$  نشان داده می‌شود و نمودار حاصل در حالت حدی ( $T = 0.01$ ) با نمودار مربوط به رابطه (۶)

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -c_s^2 \frac{\partial \xi}{\partial x}, \quad (4)$$

$$n_e = n_i. \quad (5)$$

که  $v_i$  و  $n_i$  به ترتیب چگالی و سرعت یونی و  $c_s = (T_{e0}/m_i)^{1/2}$  سرعت یون صوتی می‌باشند و چگالی الکترونی نیز با استفاده از رابطه (۲) به دست می‌آید. با در نظر گرفتن شرط شبه ختثایی و استفاده از کمیت  $\langle = x/t$  جواب‌های خود- مشابه در فرایند انبساط پلاسما به خلاء به صورت زیر محاسبه می‌شوند [۱۷]

$$n_i = n_0 \exp\left[-\frac{1}{c_s}(\langle + c_s)\right], \quad (6)$$

$$v_i = \langle + c_s, \quad (7)$$

$$\xi = -\frac{1}{c_s}(\langle + c_s), \quad (8)$$

$$E = -\frac{\partial \xi}{\partial x} = \frac{1}{c_s t}. \quad (9)$$

### ب) حل خود- مشابه با در نظر گرفتن یونهای گرم

در این حالت نیز الکترون‌ها در قالب دینامیک جنبشی و یون‌ها در قالب دینامیک سیالی بررسی شده، که در آن یون‌ها نیز به صورت گرم در نظر گرفته می‌شوند. معادلات زیر، دینامیک ذرات در این حالت را نشان می‌دهند

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial(n_i v_i)}{\partial x} = 0, \quad (10)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} + \frac{T_i}{n_i} \frac{\partial}{\partial x}(n_i T_i) + \frac{\partial \xi}{\partial x} = 0, \quad (11)$$

$$T_i = T_{i0} (n_i/n_{i0})^2, \quad (12)$$

$$\xi = \ln(n_i), \quad (13)$$

که  $T_i$  دمای یون‌ها و  $T_{i0}$  دمای اولیه یون‌ها را نشان می‌دهند. در روابطی که در ادامه این مقاله آمده دمای اولیه یونی به دمای اولیه الکترون‌ها به صورت  $T \equiv \frac{T_{i0}}{T_{e0}}$  بدون بعد شده است. با جایگذاری روابط (۱۲) و (۱۳) در (۱۱) روابط اخیر به صورت زیر تبدیل می‌شوند

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial n_i}{\partial x} + n_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = 0, \quad (14)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial (n_i v_i)}{\partial x} = 0, \quad (25)$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{1}{2} v_i^2 + \{ \} \right) + \frac{1}{n} \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (26)$$

$$\frac{\partial \{ \}}{\partial x} = n_e - n_i, \quad (27)$$

در روابط اخیر کمیت‌ها به صورت زیر به‌نجار شده‌اند

$$\tilde{S}_{pi} t \equiv t, \quad \frac{x}{\lambda_d} \equiv x, \quad \frac{n_i}{n_e} \equiv n_i \quad (28)$$

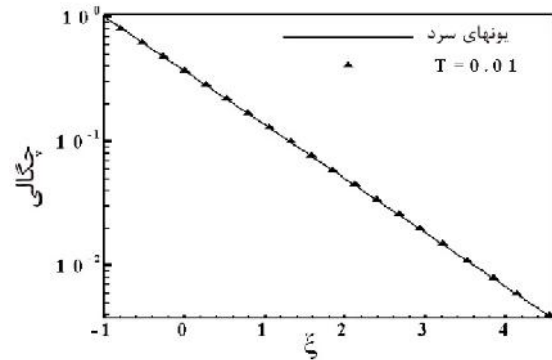
$$\frac{c_s f_e}{n_i} \equiv f_e, \quad \frac{v_e}{c_s} \equiv v_e, \quad \frac{e \{ \}}{T_e} \equiv \{ \}$$

که  $\tilde{S}_{pi} = \left( \frac{4 f_e n_e}{m_i} \right)^{1/2}$  بسامد پلاسما یونی و

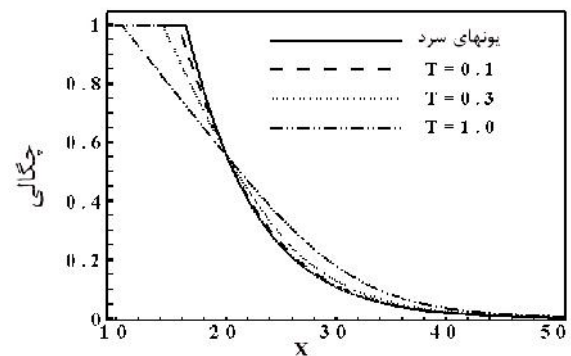
$\lambda_d = \left( \frac{T_e}{4 f_e n_e} \right)^{1/2}$  طول دمای می‌باشد. در کد شبیه‌سازی مورد

استفاده [۱۷] در این مقاله، فضای شبیه‌سازی با نقاط منظمی به نام نقاط شبکه، پیکربندی شده و معادلات دینامیکی یون‌ها و معادله پواسون روی این نقاط پیاده‌سازی می‌شوند و برای حل معادلات سیالی یون‌ها از روش پرش قورباغه‌ای استفاده می‌گردد. دینامیک الکترون‌ها در قالب معادلات جنبشی بررسی می‌شود. در این حالت برای ذرات تابع توزیعی تعریف می‌شود که در معادله و لاسوف صدق می‌کند. تابع توزیع الکترون‌ها روی نقاط فاز که بین نقاط شبکه پخش شده‌اند تعریف می‌گردد و اطلاعات الکترونی با استفاده از درون‌یابی به نقاط شبکه منتقل می‌شوند و به این ترتیب انبساط پلاسما در راستای محور مکان و بر روی نقاط شبکه نشان داده می‌شود. انبساط تیغه پلاسما نسبت به محور مکان متقارن است و بنابراین تنها نتایج مربوط به نیمه  $x > 0$  بیان می‌شود. انبساط پلاسما تا زمانی که موج ترقیق به مرکز تیغه نرسیده است مانند انبساط پلاسماهای نیمه‌نامحدود در نظر گرفته می‌شود، در این مقاله نیز انبساط پلاسما تا قبل از رسیدن موج ترقیق به مرکز تیغه در نظر گرفته شده است. طول تیغه  $\lambda_d = 22.5$ ، طول جعبه شبیه‌سازی  $\lambda_d = 150$  و  $m_i/m_e = 1836$  می‌باشد.

قبل از شروع انبساط، چگالی الکترون‌ها و یون‌ها یکسان بوده و شرط شبه‌خنثایی برقرار است. توزیع اولیه چگالی الکترون‌ها و یون‌ها متناظر با تیغه پلاسما به صورت رابطه زیر است [۱۳].



شکل ۱. تطابق چگالی حاصل از رابطه (۶) با چگالی حاصل از رابطه (۲۲) برای یون‌های سرد ( $T = 0.01$ ).



شکل ۲. افزایش، پیشروی موج ترقیق به بدنه اصلی پلاسما با افزایش دمای اولیه یون‌ها، خط ممتد چگالی حاصل از رابطه (۶) و خط چین نشان دهنده چگالی یون‌های گرم با دمای  $T = 0.01$  بوده و نقطه چین و خط - نقطه چین به ترتیب چگالی یون‌ها با دمای  $T = 0.3$  و  $T = 1$  را نشان می‌دهند.

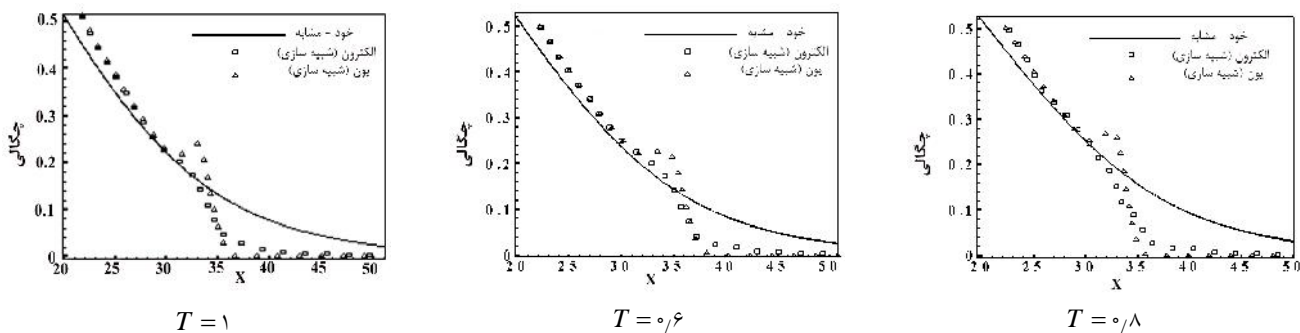
تطابق دارد (شکل ۱). با افزایش مقدار دمای اولیه یون‌ها انبساط با سرعت بیشتری رخ می‌دهد و مقدار پیشروی موج ترقیق به بدنه اصلی پلاسما بیشتر خواهد بود (شکل ۲).

### ۳- شبیه‌سازی

به منظور بررسی انبساط پلاسما به خلاء در حالت شبه‌خنثی در این بخش به شبیه‌سازی معادله و لاسوف می‌پردازیم. انبساط پلاسما در قالب روابط زیر شبیه‌سازی می‌گردد

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{1}{m_e/m_i} \frac{\partial \{ \}}{\partial x} \frac{\partial f_e}{\partial v_e} = 0, \quad (23)$$

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} f_e dv_e, \quad (24)$$



شکل ۳. نمودار تغییرات چگالی نسبت به مکان برای دماهای اولیه متفاوت. دمای اولیه یونها به دمای اولیه الکترونی به صورت  $T \equiv \frac{T_{i0}}{T_{e0}}$  بی بعد شده است. علائم مربع و دلتا به ترتیب نشانگر چگالی الکترونی و یونی حاصل از شبیه سازی در زمان  $t=6$  و خط، نشان دهنده چگالی یونی حاصل از جوابهای خود- مشابه است.

تأثیر می گذارد و باعث شتاب گیری آنها به سمت خلاء می شود. از نظر مکانی سه ناحیه مجزا به شرح زیر برای یونها در نظر گرفته می شود، ناحیه اول قبل از جبهه یونی قرار دارد. در این ناحیه چگالی الکترونی و یونی در هر نقطه تقریباً برابر بوده و شرط شبه خنثایی فراهم می باشد. جبهه یونی در ناحیه دوم قرار دارد و در آنجا چگالی یونها بسیار بیشتر از چگالی الکترونها می باشد. در ناحیه سوم که در جلوی جبهه یونی قرار دارد، یک ابر الکترونی خالص پیش رونده به سوی خلاء وجود داشته و اثرات جدایی بار به روشنی قابل مشاهده است. بنابراین تنها ناحیه اول به وسیله جوابهای خود- مشابه قابل توصیف می باشد.

در این قسمت تطابق نمودارهای مربوط به انبساط پلازما در حالت شبه خنثی با نمودارهای حاصل از شبیه سازی در ناحیه قبل از جبهه یونی را نشان می دهیم. این نمودارها برای دماهای اولیه یونی مختلف آورده شده اند. در رسم نمودارها از نوزدهای حاصل از شبیه سازی چشم پوشی شده است. در شکل ۳ تطابق چگالی های حاصل از شبیه سازی با جوابهای به دست آمده از روش خود- مشابه و رابطه (۲۲) نشان داده شده است. همان طور که در شکل دیده می شود در ناحیه قبل از جبهه یونی، نمودار خود- مشابه با نمودار حاصل از شبیه سازی منطبق بوده و در محل جبهه یونی این نمودارها از هم جدا می شوند و اثرات شبه خنثایی از بین می رود.

حال به مقایسه جوابهای حاصل برای پتانسیل می پردازیم. در کد شبیه سازی مورد استفاده، پتانسیل الکتریکی از رابطه (۱۳)

$$n_e(x,0) = n_i(x,0) = n_0 \frac{\gamma}{f} \arctan \left[ \exp \left( -\frac{|x| - \frac{L}{2}}{d} \right) \right], \quad (29)$$

که در آن  $L$  ضخامت تیغه و  $d$  شیب در مرز بین پلازما و خلاء می باشد که در این مقاله مقدار آن برابر با ۱ در نظر گرفته شده است.

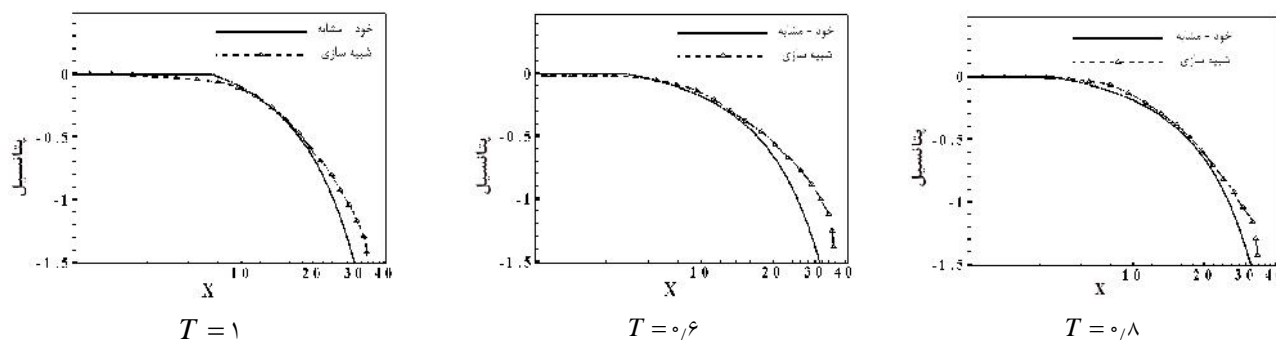
در بسیاری از مطالعات مرز بین پلازما و خلاء به صورت یک مرز تیز در نظر گرفته شده است. وجود چنین مرزهای تیزی در واقعیت به اثرات غیر فیزیکی منجر می شود، زیرا اگر چه یونها را بسیار سنگین تر از الکترونها در نظر گرفته ایم اما در اثر برهم کنش لیزر و تیغه پلازما تعدادی از یونها نیز به سمت خلاء پرتاب می شوند و وجود مرز تیز یک فرض ایده آل بوده و بنابراین توزیع چگالی بیان شده در رابطه (۲۹) نسبت به چگالی پله ای برای یک تیغه در حال انبساط به واقعیت نزدیک تر است.

از آنجا که در بی نهایت ذره ای وجود ندارد، چگالی و سرعت ذرات در آنجا صفر و شرایط مرزی برای پتانسیل و میدان به شکل زیر است.

$$\frac{\partial \phi}{\partial x}(x \rightarrow \pm\infty, t) = 0, \quad (30)$$

$$\phi(x \rightarrow \pm\infty, t) = -\infty. \quad (31)$$

با شروع انبساط پلازما، الکترونها به دلیل دارا بودن جرم کمتر، قبل از یونها به سمت خلاء پرتاب می شوند و یک میدان الکتریکی قوی ایجاد می شود. این میدان الکتریکی بر یونها



شکل ۴. تغییرات پتانسیل الکتریکی نسبت به مکان برای دماهای اولیه متفاوت، علائم دلتا مربوط به پتانسیل الکتریکی حاصل از معادله پواسون مورد استفاده در کد شبیه سازی در زمان  $T = 6$  و خط، پتانسیل الکتریکی حاصل از رابطه (۱۳) می باشد. دمای اولیه یونها به دمای الکترونی به صورت  $T \equiv \frac{T_i}{T_e}$  بی بعد شده است.

نتایج به دست آمده در انبساط خود- مشابه مقایسه گردید. با افزایش دمای اولیه یونها فرایند انبساط با سرعت بیشتری رخ داده و میزان پیش روی موج ترفیق به بدنه اصلی پلاسما بیشتر می شود. در ناحیه قبل از جبهه یونی که چگالی الکترونی و یونی تقریباً برابر بوده و حالت شبه خنثایی برقرار است جواب های حاصل از شبیه سازی با جواب های روش خود- مشابه مطابقت دارند.

حاصل می گردد. در شکل ۴ تطابق پتانسیل الکتریکی حاصل از کد شبیه سازی در زمان  $t=6$  و پتانسیل الکتریکی حاصل از رابطه (۱۳) نشان داده شده است. این دو نمودار در ناحیه قبل از جبهه یونی بر هم منطبق می باشند.

#### ۴. نتیجه گیری

در مطالعه بالا تأثیر دمای اولیه یونها در انبساط پلاسما به خلاء در حالت خود- مشابه بررسی شد و نتایج حاصل با

#### مراجع

1. A Diaw and P Mora, *Phys. Rev. E* **84** (2011) 036402.
2. A Diaw and P Mora, *Phys. Rev. E* **86** (2012) 026403.
3. K H Wright Jr, N H Stone, and U Samir, *J. Plasma Phys.* **33** (1985) 71.
4. P B Parks and R J Turnbull, *Phys. Fluids* **21** (1978) 1735.
5. E L Clark, K Krushelnick, J R Davies, M Zepf, M Tatarakis, F N Beg, A Machacek, P A Norreys, M I K Santala, I Watts, and A E Dangor, *Phys. Rev. Lett.* **84** (2000) 670.
6. M Borghesi, J Fuchs, S V Bulanov, A J Mackinnon, P K Patel, and M Roth, *Fusion Sci. Technol.* **49** (2006) 412.
7. J Fuchs, P Antici, E D'Humières, E Lefebvre, M Borghesi, E Brambrink, C A Cecchetti, M Kaluza, V Malka, M Manclossi, S Meyroneinc, P Mora, J
8. R Tanberg, *Phys. Rev.* **35** (1930) 1080.
9. H W Hendel and T T Reboul, *Phys. Fluids* **5** (1962) 360.
10. F Brech and L Cross, *Appl. Spectrosc.* **16** (1962) 59.
11. J E Crow, P L Auer, and J E Allen, *J. Plasma Phys.* **14** (1975) 65.
12. Ch Sack and H Schamel, *Phys. Rep.* **156** (1987) 311.
13. P Mora, *Phys. Rev. E* **72** (2005) 056401.
14. P Mora, *Phys. Rev. Lett.* **90** (2003) 185002.
15. Y Huang, *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* **92** (2008) 031501.
16. R Shokoohi and H Abbasi, *J. Appl. Phys.* **106** (2009) 033309.
17. Y V Medvedev, *Plasma Phys. Controlled Fusion* **53** (2011) 125007.

Schreiber, T Toncian, H Pépin, and P Audebert, *Nat. Phys.* **2** (2006) 48.