

## شبیه‌سازی جت پلاسمای فشار اتمسفری هلیوم با استفاده از معادلات سیالی

فاطمه جعفرزاده یزد و سمیه مهرابیان\*

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی شاهرود، شاهرود

(دریافت مقاله: ۱۴۰۰/۱/۲۸ - دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۰/۸/۴)

**چکیده-** در این پژوهش، به بررسی جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری هلیوم پرداخته می‌شود. جت از نوع تخلیه سد دی‌الکتریک بوده و متشکل از یک تیوپ دی‌الکتریک با دو الکترود حلقوی فلزی است. برای شبیه‌سازی از معادلات پیوستگی، تکانه و پایداری انرژی به همراه معادله پواسون جهت محاسبه پتانسیل و میدان الکتریکی و معادلات حاکم بر گاز کامل استفاده می‌شود. نتایج نشان می‌دهد که چگالی الکترونی و یونی، پتانسیل و میدان بارفضا، انرژی درونی، دما و سرعت الکترون‌ها با زمان روندی افزایشی دارند. نیز افزایش طول پلاسما و حرکت رو به جلوی آن در امتداد محور جت، با زمان قابل مشاهده است. بنابراین انتظار می‌رود تا با افزایش زمان، مقادیر کمیت‌های مذکور افزایش یافته و طول شعله جت پلاسما بیشتر شود.

واژه‌های کلیدی: جت پلاسمای فشار اتمسفری، تخلیه سد دی‌الکتریک، پلاسما، معادلات سیالی.

## Simulation of a Helium Atmospheric Plasma Jet Using Fluid Equations

F. Jafarzadeh yezd and S. Mehrabian \*

Department of Physics, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran.

**Abstract:** In this study, a cold atmospheric He plasma jet is investigated. The jet is of dielectric barrier discharge type, consisting of a dielectric tube with two metal ring electrodes. The continuity, momentum and energy conservation equations as well as the Poisson equation for obtaining the potential and the electric field, accompanied with the ideal gas laws, are used for the simulation. The results show that the electron and ion densities, potential and space charge field, internal energy, temperature and velocity of the electrons increase with time. Moreover, the increment of the plasma length and its forward propagation along the jet axis with time is also observed. Therefore, it is expected that the values of the mentioned quantities increase with time, which results in the increment of the plasma jet length.

**Keywords:** Atmospheric plasma jet, Dielectric barrier discharge, Plasma, Fluid equations.

\*: مسئول مکاتبات، پست الکترونیکی: s\_mehrabian@shahroodut.ac.ir

## فهرست علائم

میدان الکتریکی	$E$	جریان مستقیم	DC
انرژی درونی الکترون	$\varepsilon$	جریان متناوب	AC
دمای الکترون	$T_e$	چگالی الکترون	$n_e$
ثابت بولتزمن	$k_b$	سرعت الکترون	$v_e$
چگالی یون‌های مثبت	$n_i$	ضریب یونیزاسیون	$\alpha$
پتانسیل الکتریکی	$\phi$	بار الکتریکی	$q$
چگالی بار	$\rho$	فشار الکترون	$p_e$
عدد پی	$\pi$	جرم الکترون	$m_e$
پاسکال	$pa$	ولت	$V$
کلوین	$K$	تخلیه سد دی‌الکتریک	DBD
ژول	$J$	نانو ثانیه	ns
سرعت ماکزیمم	$v$	شار الکترون	$\Gamma_e$

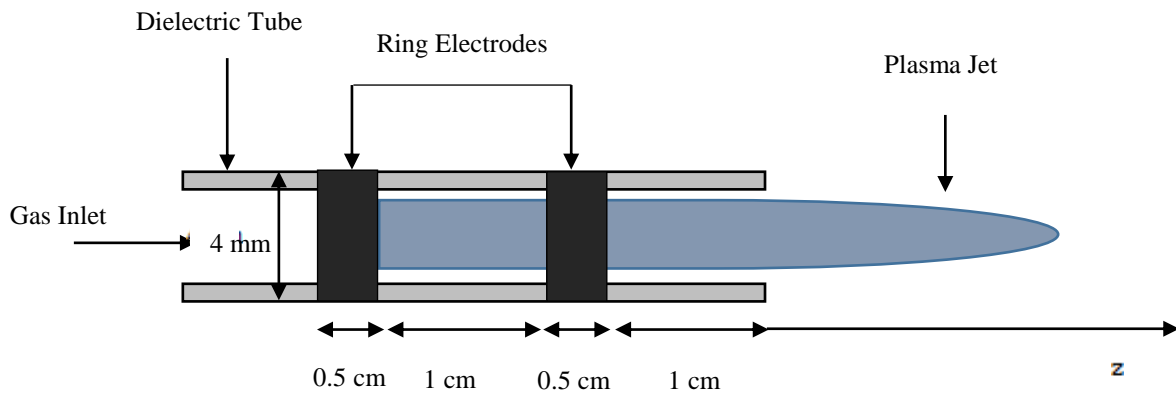
## ۱- مقدمه

یکی از کاربردهای مهم دیگر جت پلاسما که امروزه مورد توجه فراوان قرار گرفته است، کاربرد آن در زمینه پزشکی همانند درمان زخم‌های دیابتی، انعقاد خون، دندانپزشکی، درمان بیماری‌های پوستی و سرطان است [۴].

در جت پلاسما میدان الکتریکی ایجاد شده در راستای شارش گاز است و پلاسما در اثر تخلیه الکتریکی بین دو الکتروود یا توسط یک تک الکتروود ایجاد می‌شود. یک منبع DC و یا AC می‌تواند ولتاژ مورد نیاز برای تخلیه را فراهم کند. از گازهای مختلفی همچون آرگون، نیتروژن، اکسیژن، هلیوم و ترکیب آنها در تولید جت پلاسما استفاده می‌شود. نوع گاز، سرعت شارش گاز، ولتاژ اعمالی و شکل الکتروودها در ایجاد پلاسما و در طول جت بسیار موثر هستند [۵].

از طرفی با توجه به کاربردهای فراوان جت پلاسما، شبیه‌سازی پلاسما ایجاد شده توسط جت، از اهمیت زیادی برخوردار است. از تحقیقات انجام شده در این زمینه، می‌توان به شبیه‌سازی‌هایی در ارتباط با پلاسما ایجاد شده توسط جت تخلیه سد دی‌الکتریک (متشکل از یک تیوپ دی‌الکتریک با یک الکتروود سوزنی) با استفاده از معادلات

امروزه علم پلاسما دارای کاربردهای فراوانی در صنعت و تکنولوژی اعم از پزشکی و غیرپزشکی است. پلاسما را می‌توان به دو دسته کلی پلاسما فشار پایین و پلاسما فشار اتمسفری تقسیم کرد [۱]. در سال‌های اخیر، تحقیقات بسیاری در زمینه پلاسما فشار اتمسفری به دلیل سادگی آن نسبت به پلاسما فشار پایین انجام شده است. برخی از انواع پلاسما-های فشار اتمسفری، غیرتعادلی هستند. در این نوع پلاسماها، دمای الکترون‌ها، یون‌ها و اتم‌های خنثی با هم برابر نبوده و از این‌رو، پلاسما فشار اتمسفری‌ای که دارای تعادل ترمودینامیکی نباشد را پلاسما سرد می‌نامند. یکی از انواع پلاسماهای سرد فشار اتمسفری، جت پلاسما است [۲]. جت‌های پلاسما سرد اتمسفری را می‌توان براساس پیکربندی در چهار دسته تخلیه سد دی‌الکتریک، شبه تخلیه سد دی‌الکتریک، الکتروود بدون دی‌الکتریک و الکتروود منفرد قرار داد [۳]. از کاربردهای جت پلاسما می‌توان به کاربرد آن در صنعت خودروسازی، محیط زیست، هوافضا، نساجی، تولید انرژی، نفت و پتروشیمی، الکترونیک و امور نظامی اشاره کرد.



شکل ۱- جت پلاسما

## ۲- مدل ریاضی

### ۱-۲- ساختار جت

ساختار جت شبیه‌سازی شده در شکل (۱) به نمایش درآمده است. همان‌گونه که مشخص است تیوپ دی‌الکتریک دارای شعاع خارجی ۲ mm است و هر یک از الکترودها نیز به شکل حلقوی بوده و دارای طول ۰/۵ cm و قطر ۴ mm هستند. از سمت چپ، الکتروود اول، الکتروود زمین و الکتروود دوم، الکتروود توان است. فاصله دو الکتروود با هم ۱ cm است و انتهای الکتروود توان با انتهای تیوپ دی‌الکتریک، ۱ cm فاصله دارد. شبیه‌سازی از انتهای الکتروود توان آغاز شده و تا ۱۵ سانتی‌متری خارج تیوپ ادامه می‌یابد. ولتاژ اعمالی به الکتروود توان نیز ۱۰ kV است.

### ۲-۲- معادلات حاکم

برای انجام شبیه‌سازی از معادلات حاکم بر برهمکنش شامل معادلات سیالی: پیوستگی، تکانه و انرژی به همراه معادله پواسون که برای محاسبه میدان الکتریکی است استفاده می‌شود.

### ۱-۲-۲- معادله پیوستگی الکترون

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = \alpha n_e \quad (1)$$

از این معادله برای محاسبه تغییرات چگالی الکترون در پلاسما

سیالی اشاره کرد که در سال‌های ۲۰۱۰ و ۲۰۱۱ به انجام رسید [۶-۷]. سپس چن و همکارانش در سال ۲۰۱۴ به بررسی جت پلاسمای ماکروویو پالسی آرگون پرداختند [۸]. همچنین در سال ۲۰۱۵ تحقیقات قابل توجهی روی گونه‌های واکنش پذیر اکسیژن و نیتروژن و عملکرد آنها روی سلول انجام شد [۹]. ون و همکاران نیز در سال ۲۰۱۵، جت پلاسمای هلیوم با یک الکتروود سوزنی در فشار یک اتمسفر را شبیه‌سازی کرد و در این راستا از معادلات سیالی حاکم استفاده کرده و چگالی گونه‌های واکنش پذیر داخل و خارج جت را مورد بررسی قرار دادند [۱۰].

با توجه به اهمیت جت پلاسما و کاربردهای آن و نیز تأثیر ساختار جت بر ویژگی‌های آن، در این پژوهش به بررسی پلاسمای ایجاد شده توسط جت پلاسمای هلیومی پرداخته می‌شود که از نوع تخلیه سد دی‌الکتریک بوده و متشکل از یک تیوپ دی‌الکتریک با دو الکتروود حلقوی فلزی است. شبیه‌سازی با استفاده از حل عددی معادلات سیالی به همراه معادله پواسون انجام شده و توزیع فضایی-زمانی چگالی، سرعت، انرژی، فشار و دمای الکترون‌ها و نیز چگالی و سرعت یون‌ها را به دست می‌دهد. لازم به ذکر است که نتایج این شبیه‌سازی جهت بینه کردن پارامترهای مربوط به جت‌های پلاسمای فشار اتمسفری کاربردی است.

### ۲-۲-۵- معادله تکانه یون

$$\frac{\partial(n_i v_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i^2) + \frac{1}{m_i} \frac{\partial}{\partial x}(p_i) = \frac{q E n_i}{m_i} \quad (5)$$

این معادله به منظور محاسبه سرعت یون‌ها در پلازما استفاده شده و در آن  $p_i$  و  $m_i$  به ترتیب فشار یون و جرم آن هستند [۱۲-۱۳]. لازم به ذکر است که در یک جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری، یون‌ها و اتم‌های خنثی با هم در تعادل ترمودینامیکی بوده و از این رو دمای آنها با هم برابر و تقریباً برابر با دمای اتاق است [۱۴]. از این رو دمای یون‌ها در این پژوهش ثابت و برابر با  $300^\circ \text{K}$  قرار داده شده و فشار آنها با استفاده از رابطه  $p_i = n_i k_b T_i$  به دست می‌آید که در آن  $T_i$  دمای یون‌هاست.

### ۲-۲-۶- معادله پواسون

با توجه به این مسئله که برای حل معادلات ذکر شده احتیاج به دانستن میدان الکتریکی هست، برای محاسبه میدان الکتریکی از معادله پواسون استفاده می‌شود [۱۰-۱۳ و ۱۲].

$$\nabla^2 \phi = -\rho / \epsilon_0 \quad (6)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi \quad (7)$$

در این معادله،  $\rho$ ،  $\phi$ ، و  $\epsilon_0$  به ترتیب پتانسیل الکتریکی، چگالی بار و ضریب گذردهی خلاء هستند. لازم به ذکر است که معادله پواسون برای محاسبه پتانسیل ایجاد شده در محیط پلازما (ناشی از اثرات بارفضا) مورد استفاده قرار می‌گیرد. برای در نظر گرفتن اثر الکتروود توان نیز، پتانسیل ناشی از یک استوانه فلزی با طول و شعاع مشخص را با روش انتگرال‌گیری، روی محور آن محاسبه کرده و سپس به محاسبه میدان ناشی از آن پرداخته می‌شود. نهایتاً مقدار میدان در هر نقطه از محیط با استفاده از برهم‌نهی میدان بارفضا و میدان الکتروود توان به دست می‌آید [۱۵-۱۶].

### ۲-۳- شبیه‌سازی

معادلات سیالی برای پلازما از دسته معادلات اوپلر و غیر ویسکوز هستند و برای حل عددی این معادلات، به‌ویژه زمانی که مشخصه‌های یک سیال مانند فشار، دما و چگالی دارای

روش‌های عددی در مهندسی، سال ۴۱، شماره ۱، تابستان ۱۴۰۱

استفاده می‌شود. در این رابطه  $n_e$  و  $v_e$  به ترتیب چگالی و سرعت الکترون‌ها بوده و  $\alpha$  ضریب یونیزاسیون است که تابعی از نسبت میدان الکتریکی بر چگالی گاز خنثی ( $\frac{E}{N}$ ) است، که در آن،  $E$  میدان الکتریکی و  $N$  چگالی گاز خنثی است [۶-۱۰]. بستگی ضریب یونیزاسیون به ( $\frac{E}{N}$ ) با استفاده از نرم افزار BOLSIG+ محاسبه می‌شود. BOLSIG+ نرم‌افزاری برای حل معادله بولتزمن برای الکترون‌ها در گازهای ضعیف یونیزه است و اصلی‌ترین کاربرد آن به دست آوردن ضرایب انتقال، برخورد و یونیزاسیون است [۱۱].

### ۲-۲-۲- معادله تکانه الکترون

$$\frac{\partial(n_e v_e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e^2) + \frac{1}{m_e} \frac{\partial}{\partial x}(p_e) = -\frac{q E n_e}{m_e} \quad (2)$$

این معادله به منظور محاسبه سرعت الکترون در پلازما استفاده شده و در آن  $p_e$ ،  $m_e$  و  $E$  به ترتیب فشار الکترون، جرم الکترون و میدان الکتریکی هستند [۶-۱۰].

### ۲-۲-۳- معادله انرژی الکترون

$$\frac{\partial(n_e \epsilon)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e \epsilon v_e) + \frac{\partial}{\partial x}(p_e v_e) = q \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_e \quad (3)$$

این معادله به منظور محاسبه انرژی الکترون‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد که در آن  $\epsilon$  انرژی درونی الکترون‌ها،  $q \vec{E} \cdot \vec{\Gamma}_e$  گرمایش ژول و  $\Gamma_e = n_e v_e$  است. پس از محاسبه انرژی الکترون با استفاده از معادله پایستگی انرژی، رابطه انرژی گاز کامل گرفته و سپس فشار با استفاده از رابطه  $p_e = n_e k_b T_e$  به دست می‌آید [۶-۱۰].

### ۲-۲-۴- معادله پیوستگی یون‌های مثبت

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = \alpha n_e \quad (4)$$

از این معادله به منظور محاسبه تغییرات چگالی یون‌ها در پلازما استفاده می‌شود و در آن  $n_i$  و  $v_i$  به ترتیب برابر با چگالی و سرعت یون‌های مثبت است [۱۲-۱۳].

جدول ۱- شرایط مورد استفاده در شبیه‌سازی

مقدار	شرایط
۰/۵cm	طول الکتروود
۲mm	شعاع الکتروود
$10^{-9} m^{-3}$	چگالی اولیه الکترون
۰	سرعت اولیه الکترون
$2/4 \times 10^{25} m^{-3}$	چگالی اولیه هلیوم
$15 \frac{m}{s}$	سرعت اولیه هلیوم
۰	ولتاژ الکتروود زمین
۱۰ kV	ولتاژ الکتروود توان
$4 \times 10^{-6} m$	$\Delta x$
$10^{-14} s$	$\Delta t$
۰/۹۹	c
۲۰ ns	زمان شبیه‌سازی

$$u_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left\{ u_{j+\frac{1}{2}}^n + u_{j-\frac{1}{2}}^n \right\} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left\{ f(u_{j+\frac{1}{2}}^n) - f(u_{j-\frac{1}{2}}^n) \right\} \quad (9)$$

$$u_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left\{ u_{j-\frac{1}{2}}^n + u_{j+\frac{1}{2}}^n \right\} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left\{ f(u_{j-\frac{1}{2}}^n) - f(u_{j+\frac{1}{2}}^n) \right\} \quad (10)$$

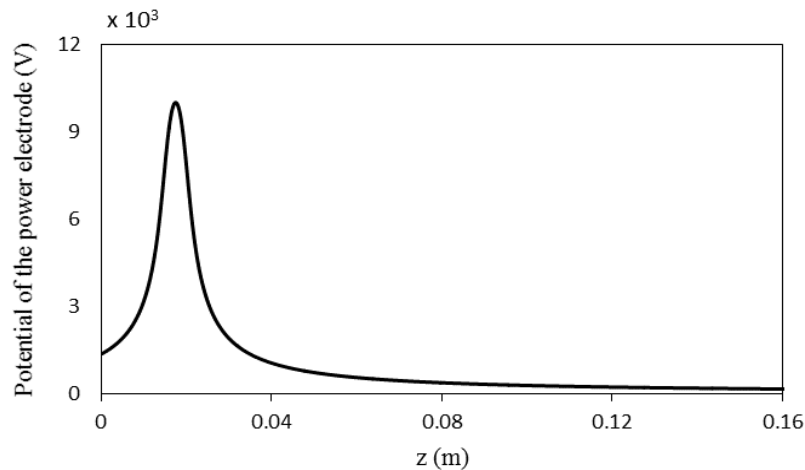
که در این روابط  $u$  نشانگر چگالی، ممتوم یا چگالی انرژی است و  $f(u)$  شار مربوط به هر یک از این کمیت‌ها است.  $j$  شمارنده سلول و  $j \pm \frac{1}{2}$  مرزهای سلول را نشان می‌دهد.  $n$  نیز شمارنده زمان است. شرایط مورد استفاده در شبیه‌سازی نیز در جدول (۱) آورده شده است.

### ۳- نتایج و بحث

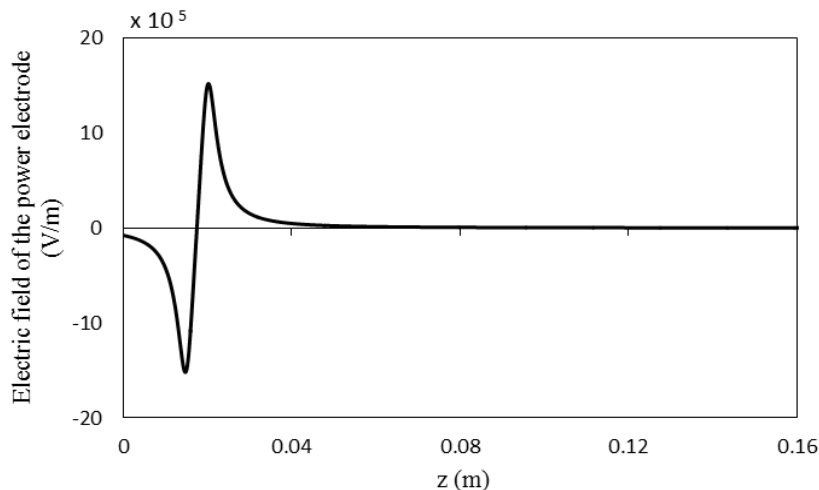
با توجه به ساختار جت پلازما که در شکل (۱) به نمایش درآمده است، شبیه‌سازی در راستای محور  $z$  و از انتهای الکتروود توان آغاز شده و در محیط بیرون تیوپ دی‌الکترونیک نیز

نایبوستگی باشند باید از روش‌هایی چون آپ ویندا، لکس فردریچ<sup>۱</sup>، لکس وندروف<sup>۲</sup>، مک کورمک<sup>۳</sup> و بیم وارمینگ<sup>۴</sup> استفاده کرد [۱۷]. در این روش‌ها، اگر به صورت پایسته نوشته شوند، حل معادلات بر مبنای محاسبه شار در مرزهای ورودی و خروجی به هرسلول است [۱۸]. ویژگی روش‌های پایسته این است که محل نایبوستگی را به صورت صحیح به دست می‌دهند. لازم به ذکر است که شرط پایداری این روش‌ها  $\Delta t < \frac{c\Delta x}{v}$  است که در آن  $0 \leq c \leq 1$  و  $v$  بیشینه سرعت سیال است [۱۸]. در این تحقیق، از روش لکس فردریچ مرتبه دوم برای حل معادلات سیالی استفاده شد که در آن مقدار کمیت مورد نظر در زمان بعد  $(n+1)$  در سلول  $z$ ام از رابطه زیر به دست می‌آید [۱۸]:

$$u_j^{n+1} = \frac{1}{2} \left\{ u_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} + u_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right\} - \frac{\Delta t}{2\Delta x} \left\{ f \left( u_{j+\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) - f \left( u_{j-\frac{1}{2}}^{n+\frac{1}{2}} \right) \right\} \quad (8)$$



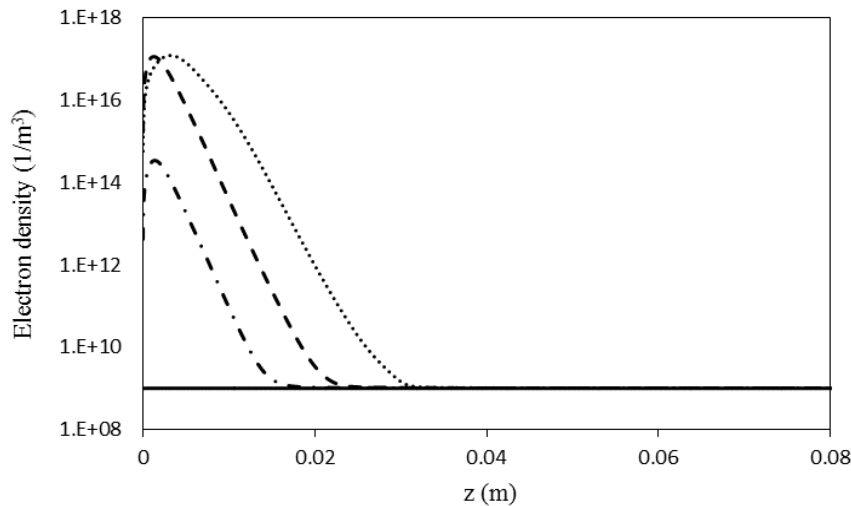
شکل ۲- توزیع مکانی پتانسیل الکتریکی الکترود توان



شکل ۳- توزیع مکانی میدان الکتریکی الکترود توان

شکل‌های (۲) و (۳) به نمایش در آمده است، همان‌گونه که بیان شد، پتانسیل این الکترود با توجه به مشخصات هندسی آن (طول و شعاع الکترود) به صورت تحلیلی و با استفاده از انتگرال‌گیری روی محورش (محور  $z$ ) محاسبه شد. سپس میدان الکترود با مشتق‌گیری از پتانسیل به دست آمد. لازم به ذکر است که در این دو شکل عدد صفر روی محور  $z$  ابتدای الکترود زمین را نشان می‌دهد و فاصله ۲ سانتی‌متری از مبدا در امتداد محور  $z$  ها، انتهای الکترود توان را مشخص می‌کند. همان‌گونه که مشخص است پتانسیل در محل الکترود توان ( $2 \text{ cm} < z < 1/5 \text{ cm}$ ) به مقدار

ادامه می‌یابد. طول کل محیط شبیه‌سازی ۱۶ cm (۱ cm داخل تیوپ و ۱۵ cm خارج تیوپ) است. گاز هلیوم با فشار  $10^5 \text{ pa}$ ، سرعت  $15 \frac{\text{m}}{\text{s}}$  و با دمای اولیه  $300 \text{ K}$  وارد تیوپ می‌شود. مقدار چگالی اولیه الکترون‌ها و یون‌ها قبل از یونیزاسیون نیز  $10^9 \text{ m}^{-3}$  است. انتظار می‌رود که با اعمال ولتاژ و ایجاد میدان الکتریکی، گاز هلیوم به تدریج یونیزه شده و پلاسمای تشکیل شده رو به جلو حرکت کند. پتانسیل و میدان الکتریکی الکترود توان به ترتیب در



شکل ۴- توزیع مکانی چگالی الکترونی در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

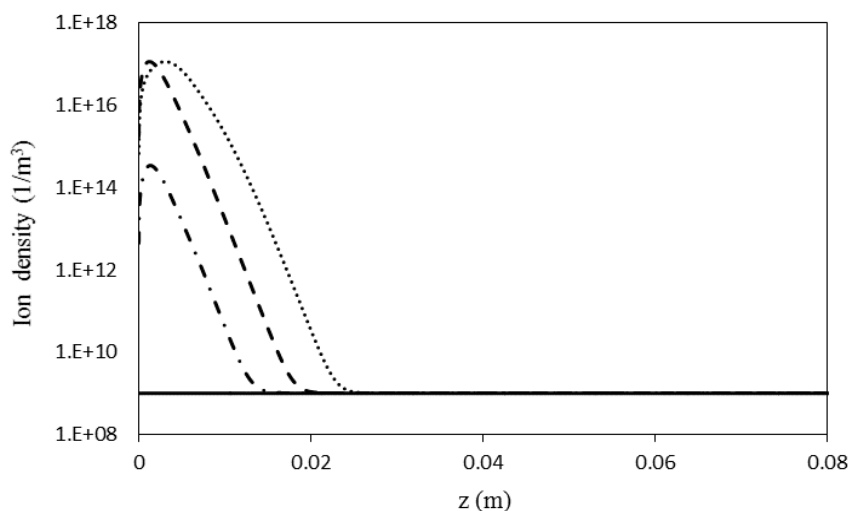
می‌شود. همان‌گونه که انتظار می‌رود پیشروی پلاسما در محیط با زمان بیشتر می‌شود، به‌گونه‌ای که پلاسمای تشکیل شده به فاصله ۴/۰۵، ۵/۳۸ و ۶/۵۶ cm از لبه خارجی الکتروود توان در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می‌رسد. لازم به‌ذکر است که برای نمایش بهتر مقادیر چگالی، مقیاس محور عمودی به‌صورت لگاریتمی درآمده و طول انتشار سیال الکترونی تا جایی در نظر گرفته شده که چگالی الکترونی به مقدار اولیه  $10^9 \text{ m}^{-3}$  می‌رسد.

تغییرات چگالی یونی بر حسب مکان در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns در شکل (۵) به نمایش درآمده است. همان‌گونه که در شکل دیده می‌شود چگالی یونی نیز همانند چگالی الکترونی روندی افزایشی بر حسب زمان داشته و در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns به ترتیب، به مقادیر بیشینه  $3/49 \times 10^{14}$ ،  $1/16 \times 10^{17}$  و  $1/17 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  می‌رسد. علاوه بر این، همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، یون‌های تولید شده پس از یونیزاسیون، در محیط به سمت جلو حرکت کرده و از تیوپ دی‌الکتریک خارج می‌شوند. یون‌ها در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns به ترتیب به فاصله ۱/۷۶، ۲/۲۳ و ۲/۷۲ cm از لبه خارجی الکتروود توان می‌رسند. در واقع، میزان پیشروی یون‌ها در محیط بسیار کمتر از الکترون‌ها است، که این حرکت با سرعت بسیار کم، ناشی از

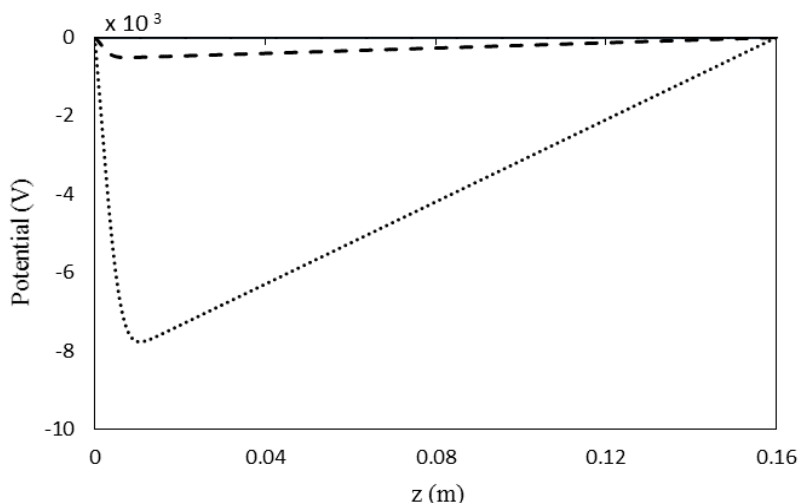
بیشینه ۱۰ kV می‌رسد و نیز میدان الکتریکی در انتهای الکتروود توان دارای مقدار بیشینه  $15 \times 10^5 \frac{\text{V}}{\text{m}}$  است.

شکل (۴) تغییرات چگالی الکترونی بر حسب مکان را در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns نشان می‌دهد. همان‌گونه که مشخص است چگالی الکترونی از مقدار ثابت  $10^9 \text{ m}^{-3}$  در زمان اولیه شروع به افزایش می‌کند به‌گونه‌ای که مقدار بیشینه آن به ترتیب به  $3/47 \times 10^{14}$ ،  $1/15 \times 10^{17}$  و  $1/26 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$  در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می‌رسد. این نتیجه مورد انتظار است، زیرا با اعمال میدان الکتریکی، ضریب یونیزاسیون به‌عنوان تابعی از  $(\frac{E}{N})$  سبب یونیزاسیون و ایجاد آبخاری برخوردی از الکترون‌ها می‌شود. با توجه به تولید آبخاری الکترون‌ها در اثر برخورد، انتظار می‌رود که چگالی الکترونی با زمان روندی افزایشی داشته باشد. با دقت در مقادیر بیشینه چگالی، می‌توان دریافت که آهنگ افزایش مقدار چگالی شروع به کند شدن کرده است. این مسئله به این علت است که ضریب یونیزاسیون به‌عنوان تابعی غیرخطی از  $(\frac{E}{N})$  با گذشت زمان، روند صعودی خود را از دست داده و از این‌رو منجر به کند شدن روند افزایشی چگالی می‌شود.

علاوه بر این با گذشت زمان، پلاسمای ایجاد شده رو به جلو حرکت کرده و بتدریج از تیوپ دی‌الکتریک خارج



شکل ۵- توزیع مکانی چگالی یونی در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)



شکل ۶- توزیع مکانی پتانسیل الکتریکی پلاسمای در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

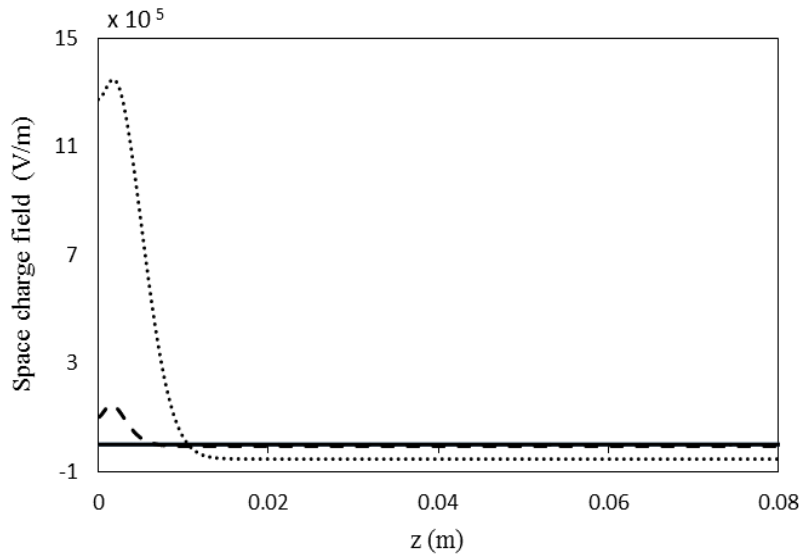
چگالی بار، با توجه به معادله‌ی پواسون در مقدار پتانسیل نقش دارد و از آنجایی که میزان یونیزاسیون و چگالی بار با زمان افزایش می‌یابد، بنابراین افزایش پتانسیل با زمان قابل پیش‌بینی است.

توزیع مکانی میدان الکتریکی ناشی از بارفضا در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns در شکل (۷) به نمایش درآمده است. همان‌گونه که مشاهده می‌شود میدان الکتریکی از مقدار صفر در زمان اولیه شروع به افزایش کرده و مقدار بیشینه آن در

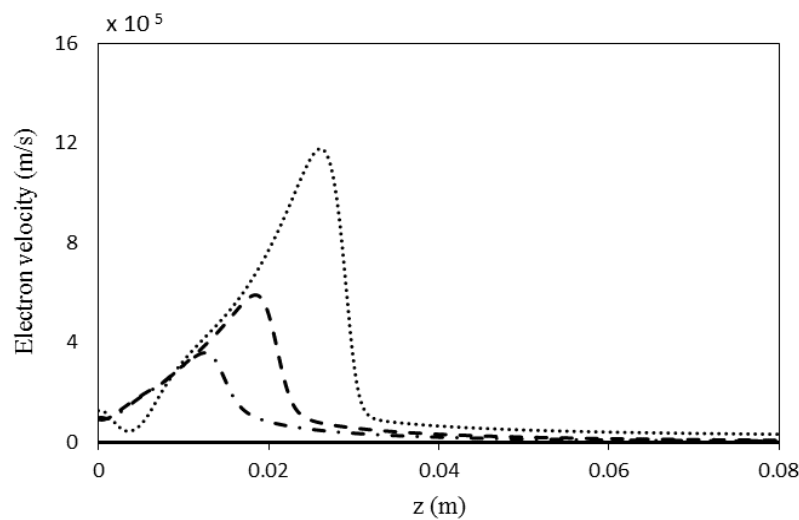
نسبت جرمی  $7 \times 10^6$  برابری یون هلیوم در قیاس با الکترون‌ها است.

شکل (۶) توزیع مکانی پتانسیل الکتریکی محیط پلاسمای را در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns نمایش می‌دهد. همان‌طور که مشاهده می‌شود پتانسیل الکتریکی (صرف نظر از علامت منفی) روندی افزایشی با زمان دارد به‌گونه‌ای که مقدار بیشینه آن به ترتیب به  $1/36$ ،  $-527$  و  $-7770$  V در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می‌رسد. این مسئله به این علت اتفاق می‌افتد که مقدار





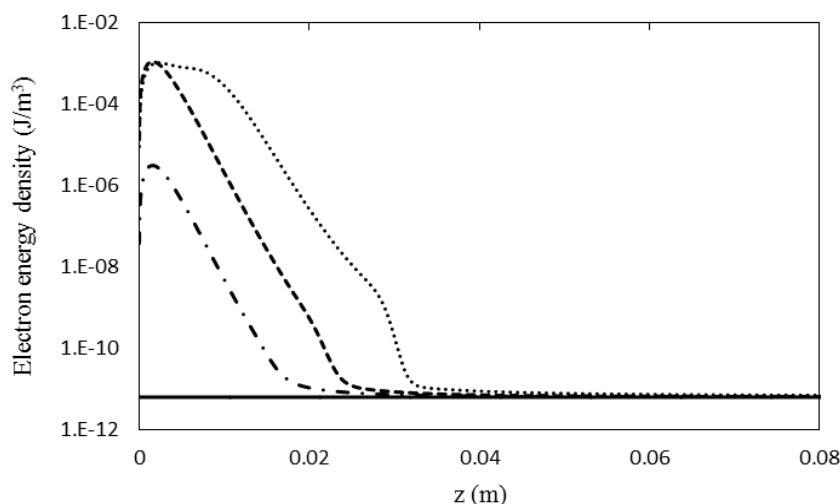
شکل ۷- توزیع مکانی میدان بارفضا در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)



شکل ۸- توزیع مکانی سرعت الکترون در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

شکل (۸) توزیع مکانی سرعت الکترونی را در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns نشان می‌دهد. با توجه به افزایش میدان الکتریکی با زمان، انتظار می‌رود که سرعت حرکت الکترون‌ها نیز با زمان افزایش یابد، زیرا طبق معادله تکانه الکترون، میدان الکتریکی با وارد کردن نیرو به الکترون‌ها، سرعت آنها را افزایش می‌دهد که این امر در شکل به‌وضوح قابل مشاهده است. در واقع مقدار بیشینه سرعت الکترون‌ها در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns به ترتیب برابر با  $3/61 \times 10^5$ ،  $5/91 \times 10^5$

زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns به ترتیب برابر با  $3/83 \times 10^5$ ،  $1/46 \times 10^5$  و  $1/35 \times 10^6$  V/m است. این روند افزایشی با توجه به افزایش پتانسیل پلازما با زمان قابل پیش‌بینی است، زیرا میدان الکتریکی با مشتق‌گیری از پتانسیل الکتریکی به‌دست می‌آید. لازم به‌ذکر است که نمودار مربوط به زمان ۱۰ ns در دو شکل اخیر (پتانسیل و میدان الکتریکی بارفضا) با توجه به تفاوت مرتبه آن با دو زمان ۱۵ و ۲۰ ns در شکل‌ها قابل مشاهده نیست.



شکل ۹ - توزیع مکانی چگالی انرژی الکترون در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

چگالی الکترونی به دست می‌آید، در شکل (۱۰) به نمایش درآمده است. از آنجایی که چگالی الکترونی تأثیری در مقدار انرژی درونی الکترون‌ها ندارد، روند افزایشی انرژی درونی با زمان حفظ شده و نیز حرکت رو به جلوی پلازما در شکل قابل مشاهده است. همان‌طور که دیده می‌شود، مقدار بیشینه انرژی درونی به ترتیب به مقادیر  $6/97 \times 10^{-2}$ ،  $1/75 \times 10^{-19}$  و  $7/04 \times 10^{-19}$  J در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می‌رسد.

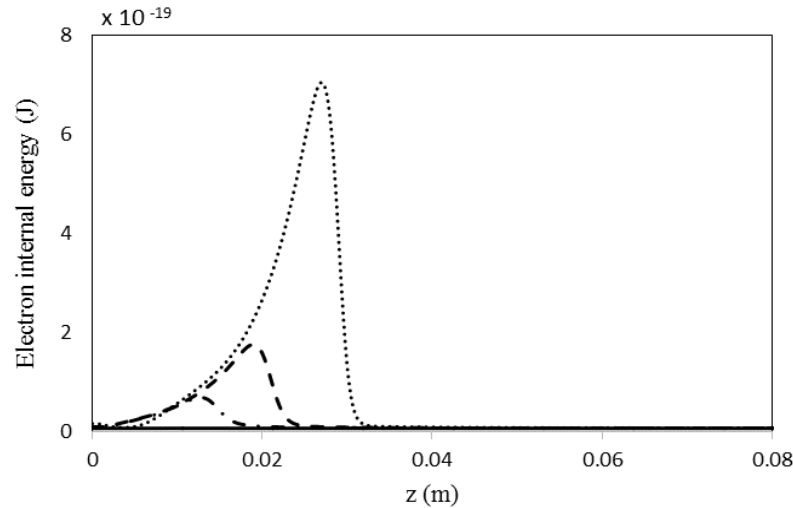
محاسبه انرژی درونی از آنجایی دارای اهمیت است که با توجه به رابطه گاز کامل در محاسبه دمای الکترونی مورد استفاده قرار می‌گیرد. توزیع مکانی دمای الکترونی در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns در شکل (۱۱) به نمایش درآمده است. از آنجایی که دما با استفاده از انرژی درونی محاسبه می‌شود، رفتاری مشابه با انرژی درونی خواهد داشت. بنابراین دمای الکترونی با زمان افزایش یافته و مقدار بیشینه آن به ترتیب برابر با ۳۳۷۰، ۸۴۸۰ و  $34000^\circ K$  در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns است.

با دانستن دمای الکترونی، می‌توان فشار ناشی از سیال الکترونی را با رابطه مربوط به فشار گاز کامل محاسبه کرد. شکل (۱۲) توزیع مکانی فشار سیال الکترونی را در زمان‌های مختلف به نمایش می‌گذارد. در این نمودار نیز رفتار افزایشی

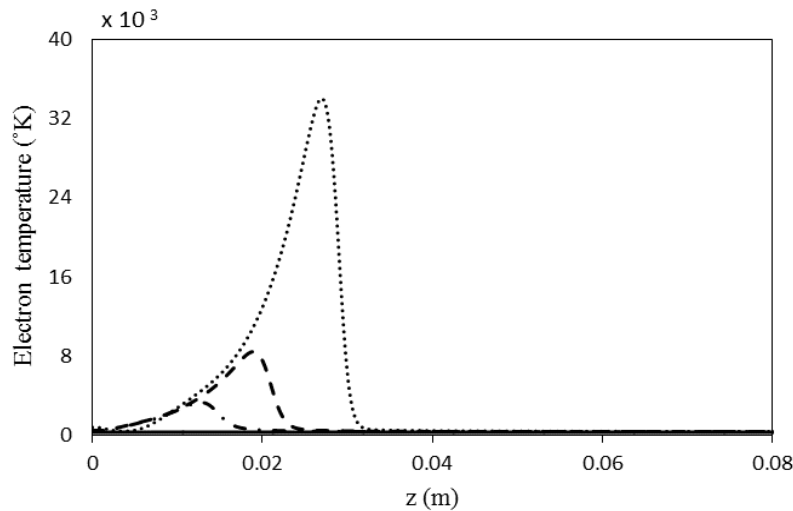
و  $1/18 \times 10^6 \frac{m}{s}$  است. لازم به ذکر است که این شکل نیز، انتشار رو به جلوی پلازما با زمان را نشان می‌دهد؛ همان‌گونه که در شکل (۴) نیز مشاهده شد.

توزیع مکانی چگالی انرژی الکترون‌ها در زمان‌های اولیه، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns در شکل (۹) به نمایش درآمده است. در واقع، حرکت الکترون‌ها در میدان الکتریکی سبب تولید گرما و افزایش انرژی الکترون‌ها (عبارت گرمایش ژول در معادله انرژی الکترون) می‌شود. با توجه به اینکه میدان، سرعت و چگالی الکترونی در گرمایش ژول موثرند و هر سه نیز با زمان افزایش می‌یابند، انتظار می‌رود که چگالی انرژی نیز، روندی افزایشی داشته باشد. همان‌گونه که در شکل دیده می‌شود، این افزایش تا زمان ۱۵ ns اتفاق می‌افتد، اما به دلیل کند شدن آهنگ افزایش چگالی الکترونی پس از این زمان، که قبلاً به آن پرداخته شد؛ بیشینه چگالی انرژی الکترونی در زمان ۲۰ ns افزایش نیافته و تقریباً ثابت می‌ماند. در واقع، بیشینه چگالی انرژی به مقادیر  $3/16 \times 10^{-6}$ ،  $1/10 \times 10^{-3}$  و  $1/05 \times 10^{-3} \frac{J}{m^3}$  در زمان‌های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می‌رسد. لازم به ذکر است که این شکل نیز حرکت رو به جلوی پلازما و خروج آن از تیوپ دی‌الکترون را نشان می‌دهد.

انرژی درونی الکترون‌ها که از تقسیم چگالی انرژی بر



شکل ۱۰ - توزیع مکانی انرژی درونی الکترون در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

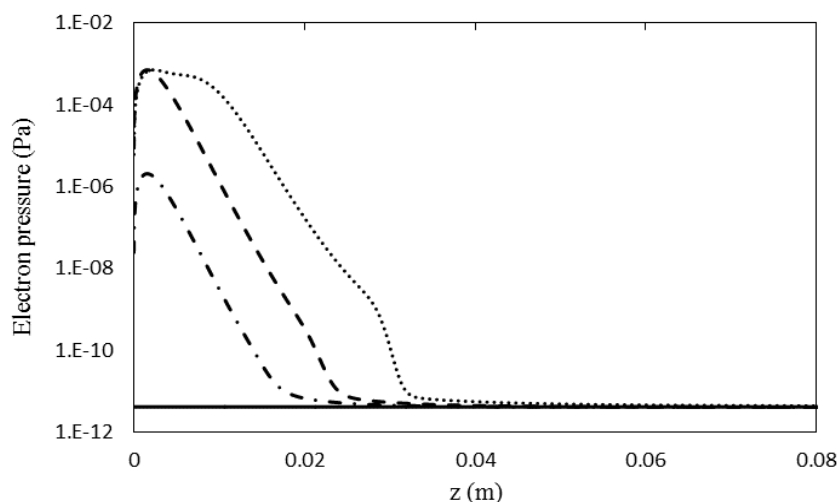


شکل ۱۱ - توزیع مکانی دمای الکترون در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

#### ۴- نتیجه گیری

در این پژوهش، به بررسی جت پلاسمای فشار اتمسفری هلیوم پرداخته شد. این جت از نوع تخلیه سد دی الکتریک بوده و متشکل از یک تیوپ دی الکتریک با دو الکتروود حلقوی فلزی است. در این شبیه سازی از معادلات سیالی شامل معادلات پیوستگی، تکانه و انرژی به همراه معادله پواسون جهت محاسبه پتانسیل و میدان الکتریکی استفاده شد. نیز نرم افزار BOLSIG+ برای محاسبه ضریب یونیزاسیون به کار رفت و شبیه سازی تا

فشار با زمان تا زمان ۱۵ ns قابل مشاهده است. با توجه به تأثیر چگالی الکترونی و دما بر مقدار فشار، انتظار می رود تا نمودار فشار مشابه با نمودار چگالی انرژی (شکل ۹) باشد. بنابراین فشار تا زمان ۱۵ ns افزایش می یابد، اما پس از آن به دلیل اثر کند شدن روند افزایش چگالی الکترونی، تقریباً ثابت می ماند. همان گونه که در شکل دیده می شود، بیشینه فشار الکترونی به مقدار  $۲/۱۱ \times 10^{-6}$ ،  $۷/۳۴ \times 10^{-4}$  و  $۶/۹۸ \times 10^{-4}$  pa در زمان های ۱۰، ۱۵ و ۲۰ ns می رسد.



شکل ۱۲ - توزیع مکانی فشار الکترونی در زمان اولیه (خط)، ۱۰ (خط نقطه)، ۱۵ (خط چین) و ۲۰ ns (نقطه چین)

انتظار می‌رود تا با افزایش زمان شبه‌سازی، مقادیر کمیت‌های مذکور افزایش یافته و طول شعله جت پلازما بیشتر شود. لذا این شبه‌سازی و نتایج حاصل از آن برای بهینه‌کردن خروجی جت‌های پلاسمای فشار اتمسفری، کاربردی است.

زمان ۲۰ ns انجام شد. نتایج نشان می‌دهد که چگالی الکترونی و یونی، پتانسیل و میدان بارفضا، سرعت، انرژی درونی و دمای الکترون‌ها با زمان روندی افزایشی دارند. نیز انتشار رو به جلوی پلازما در امتداد محور جت، با زمان قابل مشاهده است.

## واژه‌نامه

- |                   |                 |                 |
|-------------------|-----------------|-----------------|
| 1. upwind         | 3. Lax-Weandrof | 5. Beam-warning |
| 2. Lax-Friedrichs | 4. Mac-Cormac   |                 |

## مراجع

- Lieberman, M. A., and Lichtenberg, A. J., *Principles of Plasma Discharges and Materials Processing*, Vol. 2, John Wiley & Sons, New York, 2005.
- Kolb, J. F., Mohamed, A. A. H., Price, R. O., Swanson, R. J., Bowman, A., Chiavarini, R. L., Stacey, M., and Schoenbach, K. H., "Cold Atmospheric Pressure Air Plasma Jet for Medical Applications", *Applied Physics Letters*, Vol. 92, No. 24, pp. 241-501, 2008.
- Passaras, D. N., "Simulation of Atmospheric Pressure Plasma Jets with A Global Model", *Master Thesis*, National and Kapodistrian University of Athens, Athens, 2016.
- Reiazi, R., Akbari, M. E., Norozi, A., and Etedadialabadi, M., "Application of Cold Atmospheric Plasma (CAP) in Cancer Therapy: A Review", *International Journal of Cancer Management*, Vol. 10, No. 3: e8728, 2017.
- Lu, X., Laroussi, M., and Puech, V., "On Atmospheric- Pressure Non-Equilibrium Plasma Jets and Plasma Bullets", *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 21, No. 3, pp. 034005, 2012.
- Naidis, G. V., "Modelling of Streamer Propagation in Atmospheric-Pressure Helium Plasma Jets", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 43, No. 40, pp. 402001, 2010.
- Naidis, G. V., "Modelling of Plasma Bullet Propagation Along A Helium Jet in Ambient Air", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 44, No. 21, pp. 215203, 2011.
- Chen, Z., Yin, Z., Chen, M., Hong, L., Xia, G., Hu, Y., Huang, Y., Liu, M., and Kudryavtsev, A.A., "Self-Consistent Fluid Modeling and Simulation on a Pulsed Microwave Atmospheric-Pressure Argon Plasma Jet", *Journal of Applied Physics*, Vol. 116, No. 15, pp. 153303, 2014.
- Norberg, S. A., Johnsen, E., and Kushner, M., "Formation of Reactive Oxygen and Nitrogen Species by Repetitive Negatively Pulsed Helium Atmospheric Pressure Plasma Jets Propagating into

- Humid Air”, *Plasma Sources Science Technology*, Vol. 24, No. 3, p. 035026, 2015.
10. Wen, Y., Fu-Cheng, L., Chao-Feng, S., and De-Zhen, W., “Two-Dimensional Numerical Study of an Atmospheric Pressure Helium Plasma Jet with Dual-Power Electrode”, *Chinese Physics B*, Vol. 24, No. 6, p. 065203, 2015.
  11. Hagelaar, G. J. M., and Pitchford, L. C., “Solving the Boltzmann Equation to Obtain Electron Transport Coefficients and Rate Coefficients for Fluid Models”, *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 14, No. 4 pp. 722, 2005.
  12. Mancinelli, B., Prevosto, L., Chamorro, J. C., Minotti, F. O., and Kelly, H., “Modelling of the Plasma–Sheath Boundary Region in Wall-Stabilized Arc Plasmas: Unipolar Discharge Properties”, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, Vol. 38, No. 1, pp. 147-176, 2018.
  13. Kanzari, Z., Yousfi, M., and Hamani, A., “Modeling and Basic Data for Streamer Dynamics in N<sub>2</sub> And O<sub>2</sub> Discharges”, *Journal of Applied Physics*, Vol. 84, No. 8, pp. 4161-4169, 1998.
  14. Tabares, F. L., and Junkar, I., “Cold Plasma Systems and their Application in Surface Treatments for Medicine”, *Molecules*, Vol. 26, No. 7, p. 1903, 2021.
  15. Yousfi, M., Eichwald, O., Merbahi, N., and Jomaa, N., “Analysis of Ionization Wave Dynamics in Low-Temperature Plasma Jets From Fluid Modeling Supported by Experimental Investigations”, *Plasma Sources Science and Technology*, Vol. 21, No. 4, pp. 045003, 2012.
  16. Vafeas, P., Papadopoulos, P. K., Vafakos, G. P., Svarnas, P., and Doschoris, M., “Modelling the Electric Field in Reactors Yielding Cold Atmospheric–Pressure Plasma Jets”, *Scientific Reports*, Vol. 10, p. 5694, 2020.
  17. Taflove, A., and Hagness, S. C., *Computational Electrodynamics: the Finite-Difference Time-Domain Method*, Artech House, Boston, 2005.
  18. LeVeque, R. J., Mihalas, D., Dorfi, E. A., and Müller, E., *Computational Methods for Astrophysical Fluid Flow*, Springer, Berlin, Heidelberg, 1998.