

## بررسی اثر عملگر پلاسمایی در میزان اختلاط در یک مشعل با شرایط احتراق مایلد

محمدصادق طالبی<sup>۱\*</sup>، امیرمردانی<sup>۲</sup>

۱- دانشجوی دکتری، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، talebi\_m@ae.sharif.edu

۲- دانشیار، مهندسی هوافضا، دانشگاه صنعتی شریف، تهران، amardani@sharif.edu

\* نویسنده مخاطب

(تاریخ دریافت: ۱۴۰۳/۰۲/۰۸، دریافت آخرین اصلاحات: ۱۴۰۳/۰۳/۲۳، پذیرش: ۱۴۰۳/۰۵/۰۲)

**چکیده:** در دهه‌ی گذشته، محرک‌های پلاسما به‌عنوان زیرمجموعه‌ای در حوزه دستگاه‌های کنترل جریان فعال شناخته شده‌اند. همان‌طور که تحقیقات در مورد محرک‌های پلاسما به تکامل خود ادامه می‌دهد، مدل‌سازی محاسباتی برای تکمیل تحقیقات محرک‌ها موردنیاز است. در این مطالعه، مدل سوزن-هوانگ<sup>۱</sup> به دلیل توانایی آن در شبیه‌سازی چگالی بار و نیروی حجمی لورنتز<sup>۲</sup> انتخاب شده است. استفاده از این مدل در زمینه‌های مختلف از جمله آیرودینامیک تاکنون به کاربردهای فراوانی منجر شده است، اما به علت پیچیدگی شبیه‌سازی اثرات پلاسما، بیشتر به شبیه‌سازی اثرات نیرویی آن پرداخته شده است. در زمینه‌ی احتراق و کاربرد پلاسما در این حالت، بیشتر فعالیت‌ها و بررسی‌ها در کارهای تجربی دیده می‌شود. در این کار براساس مدل سوزن-هوانگ به شبیه‌سازی اثر نیرویی پلاسما از نوع تخلیه سد دی‌الکتریک<sup>۳</sup> در محیط احتراقی مایلد و نقش آن در اختلاط بهتر سوخت و اکسندگی پرداخته‌ایم. لازم به ذکر است در این مطالعه، احتراق مایلد شبیه‌سازی نشده و تنها اثر پلاسما در یک مشعل از نوع مایلد مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج امیدبخش بوده و حاکی از اثر مثبت پلاسما در اختلاط بهتر سوخت و اکسندگی پیش از احتراق است.

**کلیدواژه‌گان:** پلاسما، تخلیه سد دی‌الکتریک، باد یونی، مدل سوزن-هوانگ، عملگر پلاسما، اختلاط، احتراق مایلد

### مقدمه

اولین طراحی محرک‌های پلاسما برای کنترل جریان از تحقیقات نیروهای پارالکتریکی توسط راث (۱۹۹۸) [۱] در طرح تخلیه یکنواخت پلاسمای اتمسفریک تکامل یافته است. وقتی هوا قطبی می‌شود، یون‌های متحرک با هم برخورد و تکانه را به مولکول‌های خنثی و سنگین‌تر منتقل می‌کنند. این منجر به حرکت القایی می‌شود که به‌عنوان تحریک پلاسما توصیف می‌شود. به‌تازگی روش کنترل جریان این است که امکان تزریق انتخابی نیروی حجمی به یک سیال خنثی را بدون استفاده از فلپ‌های مکانیکی یا سایر روش‌های تحریک می‌دهد. نیروی حجمی تشکیل شده، نتیجه‌ی برخورد یون‌ها و مولکول‌های خنثی است. این اساس محرک پلاسما است که منجر به انتقال تکانه ذرات باردار به ذرات خنثی می‌شود و جریان هوا را به نوعی القا می‌کند. هنگامی که منبع ولتاژ به الکترودها متصل می‌شود، گازهای بین دو الکتروود یونیزه می‌شوند تا به پلاسما تبدیل شوند. با تغییر موقعیت الکترودها و قرار دادن سطح دی‌الکتریک، تخلیه پلاسمای پایدارتری ایجاد می‌شود.

<sup>1</sup> Suzen-Huang

<sup>2</sup> Lorentz

<sup>3</sup> Dielectric Barrier Discharge (DBD)

تک الکترودهای نامتقارن را می‌توان در یک آرایه قرار داد تا سرعت القایی بالاتری تولید کند. در تحقیقات بعدی توسط راث (۲۰۰۱) [۲]، او پیش‌بینی کرد که طراحی آرایه‌ای می‌تواند سرعت القایی تا ۱۰۰ متر بر ثانیه ایجاد کند. با این وجود، مدلی تاکنون یافت نشده است که داده‌ی تجربی او را تأیید کند.

تک الکترودهای نامتقارن نشان داده شده در شکل ۱ توسط ارلو و همکاران [۴،۳] و کورک و همکاران [۵-۷] بیشتر مورد بررسی قرار گرفته است. تخلیه سد دی‌الکتریک منفرد (SDBD) شامل یک الکتروده در معرض هوای اطراف و یک الکتروده است که به طور کامل توسط یک ماده‌ی دی‌الکتریک محصور شده است. این منجر به یک هندسه نامتقارن می‌شود.

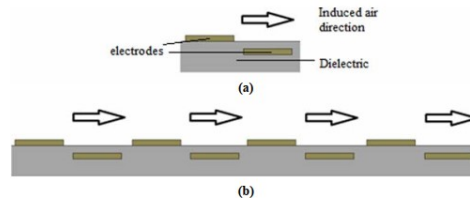


Figure 1- Dielectric barrier discharge actuator formation: single pair and array  
شکل ۱- تشکیل محرک تخلیه سد دی‌الکتریک: به صورت تک جفت و آرایه‌ای [۲]

یک ولتاژ جریان متناوب (AC) برای تغذیه محرک استفاده می‌شود. طراحی الکترودهای نامتقارن منجر به نیروی حجمی می‌شود که جریان را در جهت الکتروده در معرض دید به سمت الکتروده پوشیده‌شده القا می‌کند. هندسه SDBD استفاده شده در کار ارلو در شکل ۲ نشان داده شده است.

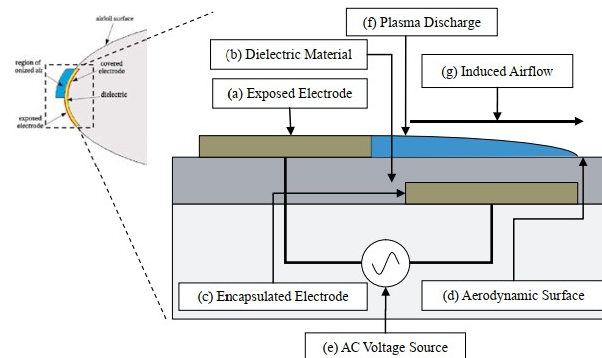


Figure 2- The geometry used in Orlov's work; The blue area shows the produced plasma  
شکل ۲- هندسه به کار رفته در کار ارلو؛ ناحیه آبی‌رنگ پلاسمای تولیدی را نشان می‌دهد [۴]

مکانیسم افزودن تکانه به سیال به شرح زیر است: با فعال کردن منبع ولتاژ AC، پلاسمای در سطح عایق در بالای الکتروده پوشانده شده ظاهر می‌شود. تکانه هدایت شده، همراه با هوای اطراف، به‌طور قابل توجهی بر جریان هوا تأثیر می‌گذارد. پلاسمای در نتیجه یک سری تخلیه پلاسمای تشکیل می‌شود که الکترون‌ها به داخل و خارج از سطح دی‌الکتریک منتقل می‌شوند. این فرآیند به‌خودی‌خود محدود می‌شود، زیرا الکترون‌های ساطع شده از الکتروده در معرض، روی سطح دی‌الکتریک جمع می‌شوند و در طول نیم چرخه بعدی تخلیه‌ی پلاسمای برمی‌گردند. این الکترون‌های ساطع شده، مولکول‌های خنثی را یونیزه می‌کنند و یون‌های مثبت و منفی را ایجاد می‌کنند. برخورد بیشتر یون‌ها به مولکول‌های خنثی باعث حرکت گاز می‌شود. جاروب پلاسمای به فرکانس و دامنه تغییر شکل موج ولتاژ اعمالی بستگی دارد.

در بخش بعدی، معرفی از مدل محاسباتی همراه با توصیف اهداف این مقاله بیان می‌شود.

## مدل محاسباتی

مدل‌های محاسباتی از اواخر دهه ۱۹۹۰ تا به امروز تکامل یافته‌اند. به‌طور کلی، همه مدل‌های محاسباتی به جفت کردن<sup>۱</sup> معادلات "پلازما" با معادلات "جریان" نیاز دارند. نیروی لورنتز به‌عنوان نیروی حاصل از بارهای الکتریکی به‌صورت عبارت منبع در معادلات ناویر-استوکس استفاده می‌شود. دو شکل از مدل‌سازی محرک پلازما را می‌توان از تکنیک‌های مدل‌سازی موجود استخراج کرد: شکل میکروسکوپی و شکل ماکروسکوپی.

مدل میکروسکوپی، حرکت ذرات باردار را از طریق درهم تنیدن معادلات ماکسول و دریفت-دیفیوژن رهگیری می‌کند. مقیاس زمانی که فرایند میکروسکوپی تعریف می‌کند در حدود  $10^{-8}$  تا  $10^{-9}$  ثانیه است که هم مرتبه با تحرک ذرات باردار است. شکل ماکروسکوپی، فیزیک اساسی جریان را با مدل‌سازی ویژگی‌های پتانسیل الکتریکی و همچنین تعریف چگالی بار که نیروی حجمی لورنتز را تشکیل می‌دهد، به تصویر می‌کشد. مقیاس زمانی در این دیدگاه در حدود  $10^{-4}$  ثانیه است که براساس فرکانس ولتاژ AC موردنیاز برای تولید توان الکتریکی در میدان تعریف می‌شود. مقیاس طولی هر دو دیدگاه از طول دیبای شبیه‌سازی که در حدود  $10^{-4}$  متر است، حاصل می‌شود.

یکی از اولین مدل‌های میکروسکوپی پلازما توسط مسین و همکاران [۸] (۱۹۹۸) معرفی شد. این مدل یک بعدی براساس حل معادلات بقای جرم برای گونه‌های باردار و تحریک شده و معادله ماکسول کار می‌کرد. این مدل به‌عنوان بنای اصلی سایر مدل‌های میکروسکوپی قرار گرفت.

مطالعه‌ی انجام شده به وسیله بوف و پیچفورد (۲۰۰۵) [۹] اکسیژن و نیتروژن را با ۲۳۰ واکنش در نظر گرفت. مطالعه‌ی انجام شده توسط روفت (۲۰۰۸) [۱۰] شامل مخلوطی از یون‌ها، الکترون‌ها و مولکول‌های خنثی بود. این مدل از معادلات دریفت-دیفیوژن و معادله‌ی ماکسول (قانون گاوس) برای الکترون و یون‌ها براساس معادلات زیر ساخته شده بود:

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot [-n_e \mu_e E - D_e \nabla n_e] = n_e v_i - r n_e n_i \quad (۱)$$

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot [n_i \mu_i E - D_i \nabla n_i] = n_e v_i - r n_e n_i \quad (۲)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon E) = \frac{e}{\epsilon_0} (n_i - n_e) \quad (۳)$$

$$F_b = \rho_c E = e(n_i - n_e) \nabla \phi \quad (۴)$$

که  $F_b$  نیروی حجمی لورنتز (نیوتن بر متر مکعب)،  $n_e$  و  $n_i$  چگالی الکترون و یون (بر واحد مترمکعب)،  $\mu_e$  و  $\mu_i$  تحرک‌پذیری یون و الکترون (مترمربع بر ثانیه ولت)،  $E$  میدان الکتریکی (ولت بر متر)،  $D_e$  و  $D_i$  ضریب نفوذ،  $v_i$  فرکانس یونیزاسیون (بر ثانیه)،  $r$  نرخ از نو تشکیل شدن (مترمکعب بر ثانیه)،  $\epsilon_0$  ضریب گذردهی خلا،  $\epsilon$  ضریب گذردهی نسبی،  $e$  بار الکترون (کولمب)،  $\rho_c$  چگالی بار الکتریکی (کولمب بر متر مکعب) و  $\phi$  پتانسیل الکتریکی است.

اثر پلازما بر روی جریان هوا بر اثر نیروی حجمی با در نظر گرفتن این نیرو به‌عنوان منبع معادله ناویر-استوکس لحاظ می‌شود:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \nabla \cdot (\eta \nabla u) + \rho(u \cdot \nabla)u + \nabla p = e(n_i - n_e) \nabla \phi \quad (۵)$$

اولین مدل ماکروسکوپی توسط رات و همکاران ایجاد شد (۱۹۹۸) [۱]. گروه آن‌ها، از یک روش ساده برای محاسبه‌ی نیروی حجمی که متناسب با مربع میدان الکتریکی و ضریب گذردهی خلأ بود، استفاده کرد. معادله‌ی زیر این موضوع را نشان می‌دهد:

<sup>۱</sup> Coupling

$$F_b = \frac{1}{2}(\epsilon_0 E^2) \quad (۶)$$

تحلیل دیگری از انول (۲۰۰۴) [۱۱] نشان داد که تخمین راث در بالا کمی نادقیق است. فرضی که برای گرادبان میدان الکتریکی ایجاد شده است برای جریان یک بعدی است و بر این ادعا استوار است که:

$$\nabla E^2 = 2E(\nabla \cdot E) \quad (۷)$$

که فقط برای یک جریان یک بعدی صادق است و برای محرک پلاسمای آبرودینامیکی صدق نمی‌کند. مدل بعدی که از این فرض استفاده نمی‌کند و بر اساس روابط چگالی باردار گونه‌ها با معادله بولتزمن و دما با متغیرهای طول دیبای به دست می‌آید توسط ارلو و کورک (۲۰۰۵) [۳] معرفی شد. مدل نتیجه می‌گیرد که چگالی بار خالص در هر نقطه از پلازما متناسب با پتانسیل در آن نقطه است و به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$F_b = \rho_c E = -(\epsilon_0 / \lambda_D^2) \Phi E \quad (۸)$$

در نهایت، مدل محرک پلازما طراحی شده توسط سوزن و همکاران (۲۰۰۵) [۱۲] مفهوم تقسیم عبارت پتانسیل الکتریکی کل ( $\Phi$ ) به دو بخش را مطالعه می‌کند: یکی تحت تأثیر میدان الکتریکی خارجی ( $\phi$ ) و دیگری پتانسیل تحت تأثیر چگالی بار خالص ( $\varphi$ ):

$$\Phi = \phi + \varphi \quad (۹)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (۱۰)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \varphi) = \frac{\rho_c}{\epsilon_0} \quad (۱۱)$$

$$F_b = \rho_c (-\nabla \phi) \quad (۱۲)$$

این تکنیک در طراحی پره‌های توربین (سوزن و همکاران ۲۰۰۵ [۱۲] و ۲۰۰۷ [۱۳]؛ سوزن-هوانگ ۲۰۰۶ [۱۴] و ریسور و همکاران ۲۰۰۷ [۱۵]) برای دستیابی به کاهش جدایش جریان استفاده شده است. این نوع مدل‌سازی اجازه می‌دهد تا نمایش چگالی بار در بالای الکتروود محصور شده کنترل شود. وجود این مدل ویژگی خوبی را در ارائه یک مدل ایده‌آل نشان می‌دهد که ویژگی‌های مدل‌سازی محرک پلازما میکروسکوپی و ماکروسکوپی را در بر می‌گیرد.

مدل‌های میکروسکوپی (یا انتقال بار) مسیر تک تک ذرات بار که چگالی بار را تشکیل می‌دهند، حل می‌کنند. این نوع مدل به منابع محاسباتی بالایی در مقایسه با مدل ماکروسکوپی سوزن-هوانگ نیاز دارد که چگالی بار را به‌عنوان یک موجودیت واحد حل می‌کند. علاوه بر این، از آنجایی که مدل در اصل برای یک مطالعه کنترل جریان تعریف شده است، جنبه‌های تکاملی دقیق تراکم بار به اندازه تعیین سرعت‌های القایی نهایی محرک پلازما مهم نیست. در مدل سوزن-هوانگ، چگالی بار یکی از دو متغیری است که عبارت نیروی حجمی را تعریف می‌کند، متغیر دیگر قدرت میدان الکتریکی است. تجسم رشد چگالی بار به محققان این امکان را می‌دهد که رابطه‌ی بین چگالی بار و نیروی حجمی/سرعت القایی را درک کنند. هدف این مقاله انجام تحلیل اساسی بر روی مدل سوزن-هوانگ در نتیجه‌ی اعمال آن در هندسه‌ای جدید است. مطالعات قبلی تغییر پارامترهای مدل سوزن-هوانگ را در هندسه‌ی مرجع از نظر کیفی و کمی بررسی کرده‌اند. هدف مطالعه ما تغییرات کیفی و کمی میزان اختلاط در یک هندسه با شرایط احتراق مایلد با وجود تخلیه پلازما است.

## جزئیات مدل سوزن-هوانگ

معادله ریاضی توصیف کننده جریان در این مدل، بر اساس تقسیم پتانسیل الکتریکی به دو بخش است: یکی ناشی از میدان الکتریکی خارجی و دیگری از سطح دیوارها. با درگیر کردن نیروی حجمی به دست آمده از معادله الکترومغناطیسی به معادلات ناویر-استوکس، می توان مدل سازی محرک پلاسما را انجام داد.

### معادلات حاکم

نیروی حجمی محاسبه شده از معادله لورنتز به صورت زیر قابل بیان است.

$$F_b = \rho_c(E + u \times B) \quad (13)$$

که در آن  $\rho_c$  چگالی بار الکتریکی (کولن بر مترمکعب)،  $E$  میدان الکتریکی (ولت بر متر) و  $B$  میدان مغناطیسی (تسلا) است.

معادله لورنتز از معادلات عمومی ماکسول استخراج می شود که پدیده ی الکترومغناطیسی را توصیف می کند. به صورت انفرادی، معادلات ماکسول به قانون گوس شناخته می شوند، قانون گوس برای مغناطیس، قانون فارادی برای القا و قانون آمپر که در زیر آورده می شود.

قانون گوس:

$$\nabla \cdot D = \rho_c \quad (14)$$

قانون گوس برای مغناطیس:

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (15)$$

قانون فارادی برای القا:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (16)$$

قانون آمپر:

$$\nabla \times H = J_f + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (17)$$

در معادلات فوق،  $D$  میدان الکتریکی القایی (ولت بر متر)،  $B$  میدان مغناطیسی (تسلا)،  $E$  میدان الکتریکی (ولت بر متر)،  $H$  میدان مغناطیسی (تسلا) و  $J_f$  جریان القایی (آمپر بر متر) است.

این سیستم به دلیل ماهیت تشکیل پلاسما و تأثیر کلی آن بر سیستم سیال، شبه پایا در نظر گرفته می شود. دوره تناوب فرکانس AC ( $10^{-4}$  ثانیه) در مقایسه با زمان مورد نیاز برای بارهای پلاسما برای توزیع مجدد ( $10^{-8}$  تا  $10^{-9}$  ثانیه) طولانی است، به طوری که سیستم تقریباً پایا است.

در حالت سیستم شبه-پایا،  $J_f$ ،  $B$  و  $H$  صفر هستند. علاوه بر این، مشتق های زمانی  $\frac{\partial D}{\partial t}$  و  $\frac{\partial B}{\partial t}$  نیز صفر هستند. به این ترتیب فقط قانون گوس باقی می ماند.

القای میدان الکتریکی به صورت زیر به میدان الکتریکی مربوط می شود:

$$D = \epsilon E \quad (18)$$

که  $\epsilon$  ضریب دی الکتریک (F/m) است. این ضریب به صورت  $\epsilon = \epsilon_0 \epsilon_r$  که  $\epsilon_r$  به گذردهی نسبی میدان و  $\epsilon_0$  گذردهی خلأ ( $8.85 \times 10^{-12}$  F/m) است، قابل نوشتن است.

همچنین میدان الکتریکی از طریق رابطه زیر به پتانسیل الکتریکی مربوط می‌شود:

$$E = -\nabla\Phi \quad (19)$$

نیروی حجمی لورنتز نیز به صورت زیر ساده می‌شود:

$$F_b = \rho_c E = \rho_c (-\nabla\Phi) \quad (20)$$

با ترکیب معادلات (۱۸) و (۱۹) در معادله‌ی (۱۴) داریم:

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \Phi) = \rho_c / \epsilon_0 \quad (21)$$

### طول دیبای

اساساً طول دیبای تعیین می‌کند که آیا نیروهای حجمی وارد عمل می‌شوند یا خیر. ذرات باردار مخالف در ابر پلاسما با یکدیگر برخورد می‌کنند و نیروهای حجمی را تشکیل می‌دهند. هوای یونیزه شده در حضور میدان الکتریکی منجر به بردار نیروی حجمی شده و بر روی هوای محیط (با بار خنثی) اثر می‌کند. تحرک و ازاین‌رو دما و چگالی ذرات به طول دیبای مرتبط است. طول دیبای و نیروی حجمی نیز مستقیماً به یکدیگر وابسته هستند. برای به دست آوردن رابطه‌ای برای طول دیبای، معادله حرکت یک بعدی گاز پلاسما را در نظر می‌گیریم:

$$mn \left[ \frac{\partial u_p}{\partial t} + (u_p \cdot \nabla) u_p \right] = qnE - \frac{\partial P_p}{\partial t} \quad (22)$$

که  $m$  به جرم ذرات یون (کیلوگرم)،  $n$  به تعداد ذرات موجود در گاز پلاسما،  $u_p$  به سرعت پلاسما (متر بر ثانیه)،  $q$  به بار ذرات (کولن) و  $P_p$  به فشار گاز پلاسما و  $s$  به مختصات اشاره می‌کند. با صرف نظر از فرایند نفوذ و فرض حالت پایا، گرادیان سرعت می‌تواند نادیده گرفته شود. برای گاز هم دما:

$$\frac{\partial P_p}{\partial t} = k_b T \frac{\partial n}{\partial s} \quad (23)$$

ثابت بولتزمن برابر  $k_b = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$  و دمای ذرات باردار برحسب کلویین است. با ترکیب دو معادله فوق:

$$qnE = k_b T \frac{\partial n}{\partial s} \quad (24)$$

با اعمال  $E = -\frac{\partial \Phi}{\partial s}$  به دست می‌آوریم:

$$e \frac{\partial \Phi}{\partial s} = \frac{k_b T}{n} \frac{\partial n}{\partial s} \quad (25)$$

حل معادله فوق، رابطه بولتزمن را به دست می‌دهد:

$$n = n_0 \exp \frac{e\Phi}{k_b T} \quad (26)$$

که در آن  $n_0$  تعداد مولکول‌هایی است که توسط میدان الکتریکی به یون‌ها و الکترون‌ها تبدیل می‌شوند که به اصطلاح چگالی پلاسمای پس زمینه است.

چگالی بار مقدار بار الکتریکی در یک حجم است و می‌تواند به عنوان تفاوت بین بار مثبت خالص تولید شده توسط یون‌ها و بار منفی خالص توسط الکترون‌ها تعریف شود. آن‌ها را می‌توان با رابطه بولتزمن از رابطه (۲۶) با پتانسیل الکتریکی محلی  $\Phi$ ، مرتبط کرد. برای یک حالت شبه پایدار با مقیاس زمانی به اندازه کافی طولانی برای توزیع مجدد بارهای الکتریکی، به دست می‌آوریم:

$$\rho_c = e(n_i - n_e) \approx -en_0 \left[ \left( \frac{e\Phi}{k_b T_i} \right) + \left( \frac{e\Phi}{k_b T_e} \right) \right] \quad (27)$$

با نوشتن مجدد معادله‌ی فوق داریم:

$$\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} = \frac{\Phi}{\lambda_D^2} \quad (28)$$

که  $\lambda_D$  طول دیبای (متر) و در واقع طول مشخصه برای محافظت الکتروستاتیک در پلاسما است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_0}{\varepsilon_0} [1/k_b T_i + 1/k_b T_e] \quad (29)$$

SDBD شکلی از پلاسمای تخلیه گاز آزمایشگاهی است که طبق گفته بلاندفورد و تورن (۲۰۰۴) [۱۶] و راث (۱۹۹۵) دارای طول دیبای در مرتبه  $10^{-4}$  متر است. طول دیبای به خواص فیزیکی پلاسما مرتبط است.

### شکل با بعد معادلات

مدل S-H بر اساس تقریب دیبای-هاکل<sup>۱</sup> است، که در آن پتانسیل الکتریکی  $\phi$  از سطح دی‌الکتریک (دو لایه) اثرات ناچیزی بر حوزه شبیه‌سازی در طول‌های دیبای کم دارد. تقسیم پتانسیل الکتریکی منجر به استقلال بار سطحی از میدان الکتریکی می‌شود.

برای محاسبه‌ی نیروی حجمی لورنتز، نیاز به دو مقدار چگالی بار الکتریکی  $\rho_c$  و میدان الکتریکی  $E$  داریم. این دو مقدار با جداسازی پتانسیل الکتریکی  $\Phi$  به دو بخش قابل دستیابی است:

$$\Phi = \phi + \varphi \quad (30)$$

که  $\phi$  پتانسیل مربوط به میدان الکتریکی خارجی و  $\varphi$  پتانسیل مربوط به چگالی بار روی سطح است. با این فرض، اکنون می‌توانیم با ساده شده‌ی معادله‌ی (۲۰) کار کنیم. چون طول دیبای  $\lambda_D$  کوچک است و بار روی سطح دی‌الکتریک زیاد نیست، توزیع گونه‌های باردار در دامنه‌ی حل توسط پتانسیل ناشی از بار الکتریکی روی سطح دی‌الکتریک مدیریت می‌شود و از میدان الکتریکی خارجی تأثیر نمی‌پذیرد. این مشاهدات از تقریب دیبای-هاکل انجام شده است که توزیع بار را با پتانسیل سطح دیوار مرتبط می‌کند.

معادله‌ی نیروی حجمی لورنتز به صورت زیر قابل نمایش است:

$$F_b = \rho_c (-\nabla \phi) \quad (31)$$

معادله‌ی فوق با رابطه‌ی (۲۰) متفاوت است. با جداسازی پتانسیل الکتریکی کل، قادر خواهیم بود معادله (۲۱) را به صورت دو معادله بازنویسی کنیم. معادله دیفرانسیل پاره‌ای برای پتانسیل مربوط به میدان الکتریکی به صورت زیر است:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (32)$$

معادله دیفرانسیل پاره‌ای مربوط به پتانسیل الکتریکی ناشی از چگالی بار الکتریکی به صورت زیر قابل بیان است:

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r \nabla \varphi) = \rho_c / \varepsilon_0 \quad (33)$$

علاوه بر این معادله (۲۸) به دست می‌دهد:

$$\frac{\rho_c}{\varepsilon_0} = -\frac{\Phi}{\lambda_D^2} = \frac{\phi + \varphi}{\lambda_D^2} \rightarrow \varphi = \phi - \frac{\rho_c \lambda_D^2}{\varepsilon_0} \quad (34)$$

<sup>1</sup> Debye-Huckel

با جایگذاری  $\phi$  در رابطه‌ی (۳۳):

$$\nabla \cdot \left( \varepsilon_r \nabla \left( \phi - \frac{\rho_c \lambda_D^2}{\varepsilon_0} \right) \right) = \rho_c / \varepsilon_0 \quad (35)$$

با بسط رابطه‌ی فوق داریم:

$$\nabla(\varepsilon_r \nabla \phi) + \nabla \left( \varepsilon_r \nabla \left( \phi - \frac{\rho_c \lambda_D^2}{\varepsilon_0} \right) \right) = \frac{\rho_c}{\varepsilon_0} \quad (36)$$

عبارت اول رابطه (۳۶) صفر است و می‌توانیم بنویسیم:

$$\nabla(\varepsilon_r \nabla \rho_c) = \frac{\rho_c}{\lambda_D^2} \quad (37)$$

به این ترتیب فقط کافی است معادلات (۳۰) و (۳۵) را حل کرده و با محاسبه‌ی نیروی حجمی آن را به‌عنوان منبع به معادلات نویر-استوکس اضافه کنیم.

### شکل بی‌بعد معادلات

با توجه به این‌که معادلات (۳۰) و (۳۵) فاقد زمان هستند، در ابتدای کار می‌توانند حل شوند. این کار با نوشتن این معادلات به‌صورت بی‌بعد قابل انجام است. متغیرهای  $\phi$  و  $\rho_c$  در الکترودهای بالا و پایین براساس مقادیر خودشان بی‌بعد هستند. مقدار  $\phi_0$  به‌عنوان شرط مرزی و ولتاژ AC اعمالی به الکترودها بالایی در نظر گرفته می‌شود.

$$\phi_0(\tau) = \phi_{\max} \times f(\tau) \quad (38)$$

$\phi_{\max}$  به بیشینه مقدار ولتاژ AC اشاره دارد.

عبارت  $\rho_{c,0}$  به‌عنوان شرط مرزی در الکترودها پایینی لحاظ می‌شود:

$$\rho_c(\tau) = \rho_{c,\max} \times f(\tau) \quad (39)$$

که  $\rho_{c,\max}$  (کولن بر مترمکعب) به مقدار چگالی بار بیشینه ولتاژ اعمالی اشاره دارد.

تابع  $f(\tau)$  برای ولتاژ AC به‌صورت زیر است:

$$f(\tau) = \sin(2\pi\tau) \quad (40)$$

که  $\tau$  مقدار زمان بی‌بعد است.

این مقدار را با ارتباط آن با فرکانس  $\omega$  بیان می‌کنیم:

$$\tau = \omega t \quad (41)$$

که  $\omega$  فرکانس ولتاژ اعمالی به الکترودها و برابر ۴٫۵ کیلوهرتز در آزمایش‌های تجربی است (سانتاناکریشن و همکاران ۲۰۰۹ [۱۷]؛ جیکوب و همکاران ۲۰۰۵ [۱۸]) و به زمان مشخصه  $t_c$  به‌صورت زیر ارتباط پیدا می‌کند:

$$\omega = \frac{1}{t_c} \quad (42)$$

که  $t_c = 2.22 \times 10^{-4}$  s. این زمان مشخصه، مقدار زمانی است که طول می‌کشد یک سیکل سینوسی به‌طور کامل اتفاق بیفتد و مرتبه‌ی آن برابر  $10^{-4}$  و از کارهای انول و همکاران (۲۰۰۴) [۱۱] گرفته شده است.

کمیت‌های بی‌بعد به‌صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\phi^* = \phi / \phi_0(\tau) \quad (43)$$

$$\rho_c^* = \rho_c / \rho_{c,0}(\tau) \quad (44)$$

$$F_b^* = F_b / \rho_{c,max} \times \phi_{max} \quad (45)$$

بنابراین رابطه‌ی (۳۲) و (۳۷) به صورت زیر در می‌آید:

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi^*) = 0 \quad (46)$$

$$\nabla (\epsilon_r \nabla \rho_c^*) = \frac{\rho_c^*}{\lambda_D^2} \quad (47)$$

شرط مرزی برای الکتروود بالایی برای  $\phi^*$  برابر واحد در نظر گرفته شده است، به طوری که پس از تعیین  $\phi^*$ ، مقدار ابعادی را می‌توان در هر زمان معین با ضرب توزیع با مقدار متناظر  $\phi(\tau)$  ارائه شده در رابطه (۳۸) بدست آورد. به طور مشابه شرط مرزی برای سطح دی‌الکتریک بالای الکتروود پایینی برای  $\rho_c^*$  برابر یک تنظیم می‌شود. با این کار، مقدار با بعد  $\rho_c$  با ضرب  $\rho_{c,0}$  در مقدار بی بعد  $\rho_c^*$  مطابق رابطه (۴۴) به دست می‌آید.

مقدار طول دیبای  $\lambda_D$  برای تخلیه‌ی آزمایشگاهی تقریباً برابر  $1.7 \times 10^{-4} m$  است. بیشینه مقدار چگالی بار  $\rho_{c,max}$  برابر  $0.075$  کولن بر متر مکعب، مشابه مقدار استفاده شده در کار سوزن و همکاران (۲۰۰۷) [۱۴] در نظر گرفته شده است. بیشینه مقدار پتانسیل الکتریکی  $\phi_{max}$  نیز برابر ۵ کیلوولت لحاظ می‌شود.

مقدار  $0.075$  کولن بر متر مکعب که در کار سوزن و همکاران استفاده شده، براساس الگوی جریان و بیشینه سرعت القایی به دست آمده است. این مقدار با کالیبره کردن در یک کار، تأیید شده است، لذا یک مقدار یکتا نبوده و از سرعت القایی و الگوی جریان تأثیر می‌گیرد.

روابط (۴۶) و (۴۷)، معادلات حاکم در مدل بی بعد استفاده شده برای محاسبه نیرو در نرم‌افزار انسیس فلوئنت هستند. این به معنای این است که این معادلات به صورت جدا از معادلات نویر-استوکس حل می‌شوند. نیروی حجمی با بعد از معادله‌ی (۴۵) به دست می‌آید و در معادلات نویر-استوکس اعمال می‌شود.

## نتایج

در این کار ابتدا به اعتبارسنجی مدل سوزن-هوانگ و سپس به پیاده‌سازی این مدل در هندسه دلخواه که یک مشعل از نوع مایلد است، پرداخته‌ایم.

### هندسه و تنظیمات در مدل سوزن-هوانگ

سوزن و هوانگ اطلاعاتی در مورد میدان حل و شبکه‌ی محاسباتی ارائه نکرده‌اند. این مسئله کار را برای مقایسه بین نتایج به دست آمده سخت می‌کند. ابعاد هندسی به کار رفته در کار سوزن و هوانگ در شکل ۳ قابل مشاهده است.

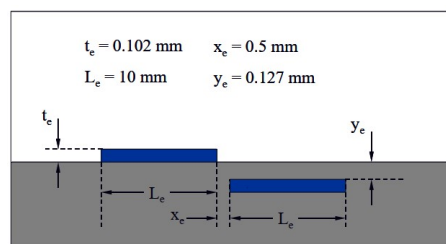


Figure 3- The geometry used in Suzen-Huang.

شکل ۳- هندسه به کار رفته در کار سوزن-هوانگ [۱۴]

با توجه به دامنه‌ی محاسباتی مستطیلی و اجزای درون آن (الکترودها و دی‌الکتريک)، از شبکه‌ی دو بعدی مستطیلی استفاده می‌شود. این شبکه‌ی مستطیلی به صورت سازمانی ایجاد شده است تا تعداد سلول‌ها را به حداقل برساند. شکل ۴ (راست) شبکه‌بندی کلی را نشان می‌دهد. چگالی سلول در نزدیکی الکترودها افزایش می‌یابد تا فیزیک مسئله در این مکان‌ها را بهتر به تصویر بکشد. یک نمای بزرگ‌نمایی شده از شبکه‌ی نزدیک الکترودها، در شکل ۴ (چپ) آورده شده است.

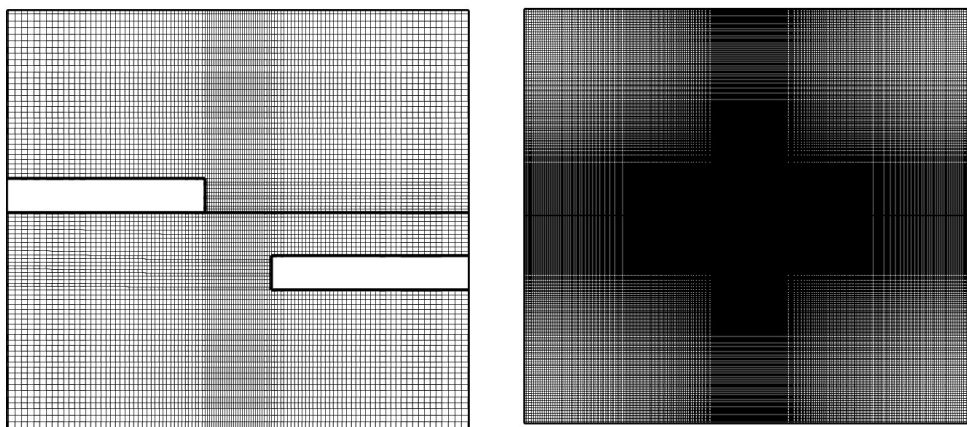


Figure 4- The overall meshing of the geometry (right) along with the magnification of the meshing around the electrodes (left)  
 شکل ۴- شبکه بندی کلی هندسه (راست) به همراه بزرگنمایی شبکه بندی در اطراف الکترودها (چپ)

مرزهای خروجی با شرط فشار-خروجی<sup>۱</sup> در فلوننت تنظیم شده‌اند. هنگام استفاده از شرایط مرزی فشار-خروجی، فلوننت از فشار تنظیم شده به عنوان فشار استاتیکی سیال در مرز بیرونی استفاده و همه‌ی شرایط دیگر را از داخل دامنه برون‌یابی می‌کند. از گسسته‌سازی مرتبه دوم برای فشار و تکانه و از الگوریتم سیمپل برای درگیر کردن فشار-سرعت استفاده می‌شود. قبل از مقایسه میدان نیروی حجمی به دست آمده  $f_b$ ، میدان پتانسیل الکتریکی  $\phi$ ، میدان چگالی بار  $\rho_c$  و خطوط جریان با نتایج به دست آمده توسط سوزن و هوانگ، توجه به موارد زیر ضروری است. کار سوزن و هوانگ به علت بیان نکردن برخی تنظیمات و جزئیات، ما را با برخی عدم قطعیت‌ها و نادرستی‌ها مواجه می‌کند. برای مثال در کار سوزن و هوانگ هیچ توضیحی در مورد تنظیم عددی داده نشده است. اندازه دامنه، تعداد سلول‌ها و اندازه سلول همه متغیرهای ناشناخته هستند. علاوه بر این، سوزن و هوانگ یک جت با حداکثر سرعت تقریباً ۱ متر بر ثانیه به دست می‌آورند. عبارت "تقریباً" در کار سوزن و هوانگ آورده شده است. این عبارت یک حاشیه خطای نامعلوم در حداکثر سرعت ایجاد می‌کند. بنابراین، انتظار می‌رود که شبیه‌سازی از نظر کیفی همان نتایج بدست آمده توسط سوزن و هوانگ را به همراه داشته باشد. باین حال، از آنجایی که پارامترهای ناشناخته زیادی وجود دارد (همان‌طور که در بالا توضیح داده شد)، ممکن است تفاوت‌های کمی<sup>۲</sup> بین شبیه‌سازی‌ها وجود داشته باشد.

## اعتبارسنجی

برای صحت عملکرد شبیه‌سازی انجام شده، نتایج خود را با نتایج مقاله مرجع [۱۴] مقایسه کرده‌ایم.

<sup>1</sup> pressure-outlet  
<sup>2</sup> quantitative

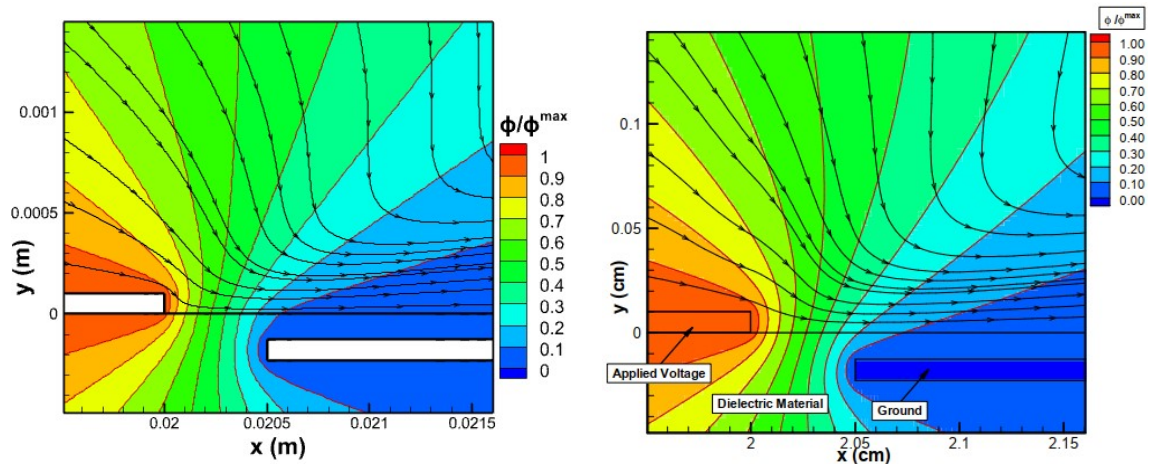


Figure 5- Dimensionless electric potential contour along with streamlines in Suzen-Huang's work (right) and present work (left)  
 شکل ۵- کانتور پتانسیل الکتریکی بی بعد به همراه خطوط جریان در کار سوزن-هوانگ [۱۴] (راست) و کار حاضر (چپ)

در شکل ۵ مقایسه‌ای میان کانتور ترسیم شده برای پتانسیل الکتریکی مشاهده می‌شود. در این شکل کانتور پتانسیل الکتریکی به همراه خطوط جریان در بالا و اطراف دو الکترود مشاهده می‌شود. همان طور که ملاحظه می‌شود، تطبیق مناسبی میان دو کانتور وجود دارد.

در شکل ۶ مقایسه‌ای میان کانتور ترسیم شده برای چگالی بار الکتریکی در کار حاضر و کار موجود در مقاله سوزن [۱۴] انجام شده است، مشابه کانتورهای پتانسیل الکتریکی در این شکل نیز تطابق خوبی میان نتایج ما و مقاله‌ی مرجع وجود دارد.

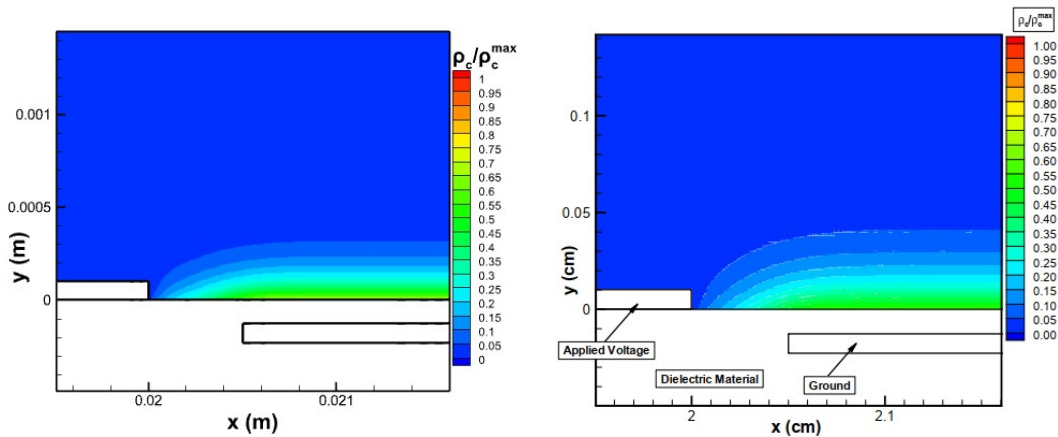


Figure 6- Dimensionless electric charged density contour in Suzen-Huang's work (right) and present work (left)  
 شکل ۶- کانتور چگالی بار الکتریکی بی بعد در کار سوزن-هوانگ [۱۴] (راست) و کار حاضر (چپ)

علاوه بر دو کانتور رسم شده برای پتانسیل الکتریکی و چگالی بار الکتریکی، شکل خطوط جریان در بالای الکترودها نیز قابل مقایسه با مقاله‌ی مرجع مربوط به کار آقای جیکوب و همکاران، است. در شکل ۷ این مقایسه قابل مشاهده است.

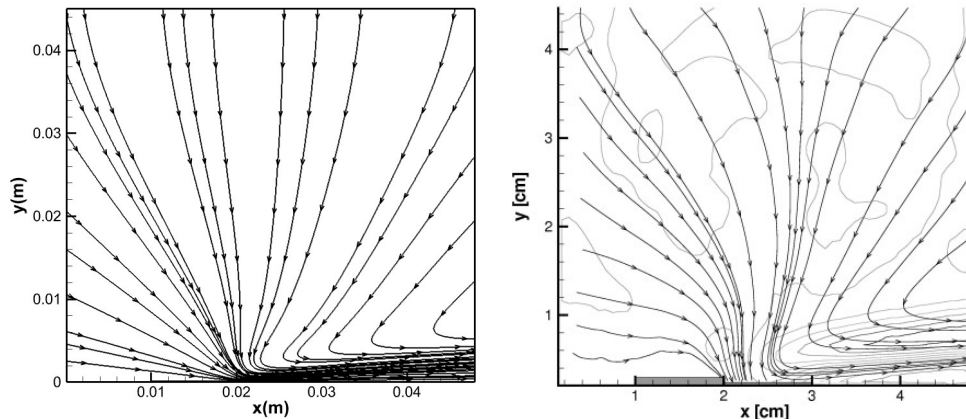


Figure 7- Streamlines above two electrodes in experimental work (right) and present work (left)  
 شکل ۷- خطوط جریان بالای دو الکترود در کار تجربی [۱۸] (راست) و کار حاضر (چپ)

### استفاده از مدل سوزن-هوانگ در مشعل با محیط احتراقی مایلد

پس از اطمینان از صحت عملکرد مدل سوزن-هوانگ و اعمال درست آن در محیط عددی، این مدل را برای بررسی اثر پلاسما در اختلاط سوخت و اکسندنده به کار می‌گیریم. در ادامه به توضیح بیشتر جزئیات شبیه‌سازی انجام شده می‌پردازیم.

### هندسه و تنظیمات عددی در مشعل احتراقی مایلد

هندسه موردنظر در واقع یک مشعل هم محور شامل جت ورودی سوخت، بخش راکتور پلاسما و راکتور پیش‌گرم است که جزئیات آن در مقاله‌ی مرجع [۱۹] موجود است. در این‌جا توضیح کوتاهی در مورد آن آورده شده است. مشعل مرکزی (جت ورودی سوخت) از جنس فولاد است (قطر داخلی و خارجی به ترتیب برابر ۱/۵ و ۳/۱۵ میلی‌متر) و به‌عنوان جت اصلی و همچنین الکترود مثبت در راکتور پلاسما عمل می‌کند. راکتور پلاسما درون یک لوله از جنس کوارتز است (با قطر داخلی و خارجی به ترتیب برابر ۷ و ۹ میلی‌متر) و ۱۲ میلی‌متر پایین‌تر از جت مرکزی (لوله فولادی) ادامه دارد و شامل ناحیه تخلیه سد دی‌الکتریک است. راکتور پیش‌گرم شامل محفظه‌ای از نوع کوارتز با قطر بزرگ است (قطر داخلی و خارجی به ترتیب برابر ۱۸۰ و ۱۹۲/۷ میلی‌متر) که در آن فقط هوا جریان دارد.

در شکل ۸ نمایشی از هندسه‌ی مذکور و در شکل‌های ۹ و ۱۰ شبکه‌بندی انجام شده در هندسه مذکور به‌صورت کامل و همراه با بزرگ‌نمایی قابل مشاهده است.

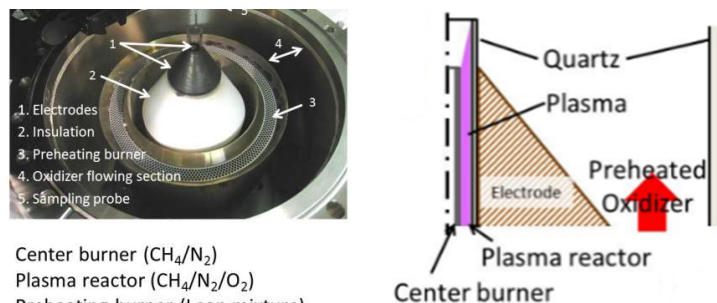
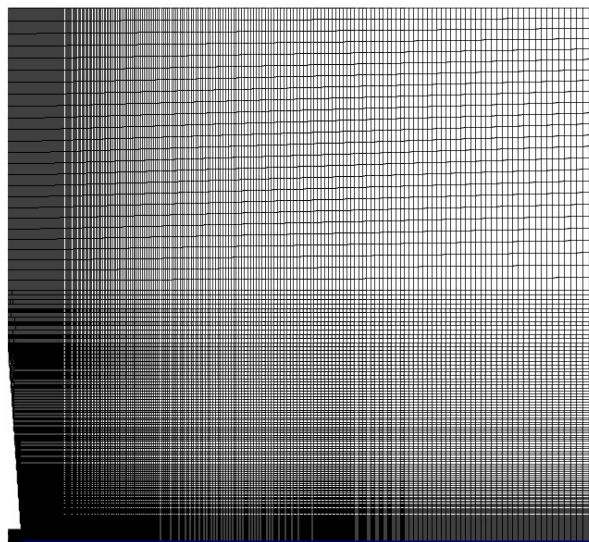


Figure 8- A plasma assisted combustion torch: a view of the actual geometry (left) and a representation of how the plasma forms in the torch (right)

شکل ۸- مشعل احتراق مایلد به کمک پلاسما: نمایشی از هندسه حقیقی (چپ) و نمایشی از نحوه‌ی تشکیل پلاسما در مشعل (راست) [۱۹]

تخلیه پلاسما نزدیک خروجی لوله راکتور کوارتز پلاسما، بین الکتروود مخروطی از جنس مس و لوله مشعل مرکزی در فاصله‌ای به عرض تقریباً ۱/۹ میلی‌متری شکل می‌گیرد. نوک جلویی راکتور پلاسما ۱۲ میلی‌متر پایین‌تر از الکتروود مرکزی تمام می‌شود تا از تشکیل جرقه در نوک آن جلوگیری شود. هم مشعل مرکزی و هم راکتور پلاسما به وسیله‌ی عایق الکتریکی از جنس سرامیک محافظت می‌شوند. سیم‌های متصل به الکتروود از درون این عایق عبور داده شده‌اند. برای ایجاد شرایط پیش‌گرم دلخواه، مانند دمای گاز و غلظت مناسب اکسیژن، یک مشعل گرم‌کننده استفاده شده است. این مشعل در بالادست ورودی هوای پیش‌گرم قرار داد.



Axisymmetric line

Figure 9- The domain of the solution along with the generated grid

شکل ۹- دامنه‌ی حل همراه با شبکه‌بندی ایجاد شده

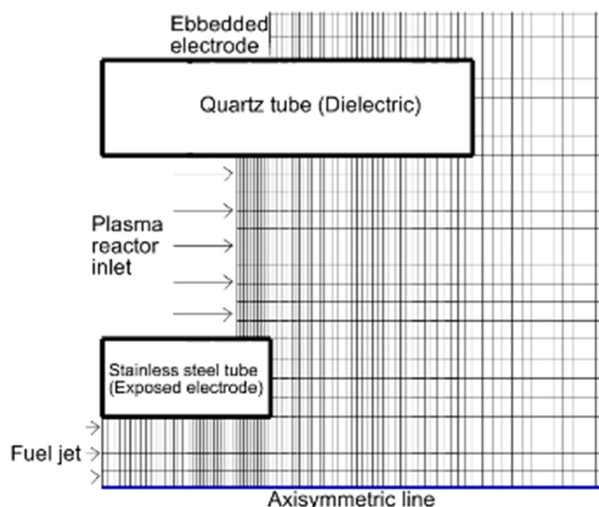


Figure 10- Magnification of the area around the burner inlet and plasma formation area

شکل ۱۰- بزرگ‌نمایی ناحیه اطراف ورودی مشعل و ناحیه تشکیل پلاسما

در این کار مشعل پیش گرم خاموش است. متان به عنوان سوخت و مخلوطی از نیتروژن و اکسیژن برای به دست آوردن ترکیب مناسبی از اکسیدکننده در جریان اکسنده استفاده می‌شوند. برای مشعل مرکزی، مخلوط بسیار رقیق متان/نیتروژن استفاده می‌شود، در حالی که مخلوط متان/نیتروژن/اکسیژن در راکتور پلاسما و مجرای پیش گرم کننده جریان دارد. برای شبیه‌سازی و توزیع گونه‌ها و مقایسه نتایج با مقاله مرجع از نرم‌افزار فلونت استفاده شده است. با توجه به کار مقاله مرجع، شبیه‌سازی صورت گرفته فقط بر روی جریان غیر واکنشی متمرکز است و واکنش‌های شیمیایی در نظر گرفته نشده است.

### بررسی اختلاط

متان (CH<sub>4</sub>) به عنوان سوخت و مخلوطی از اکسیژن (O<sub>2</sub>) و نیتروژن (N<sub>2</sub>) به عنوان اکسنده عمل می‌کنند. برای مشعل مرکزی، مخلوط بسیار رقیق متان/نیتروژن استفاده شده است. به جهت بررسی تأثیر پلاسما بر اختلاط گونه‌ها، براساس جدول ۱، دو حالت صفر و سه درصد متان در ورودی راکتور پلاسما در نظر گرفته شده است. به این ترتیب که در ورودی راکتور پلاسما دو نوع جریان با میزان مختلفی از سوخت در نظر می‌گیریم.

جدول ۱- مشخصات سه جریان موجود در ورودی‌های مشعل  
Table 1- Specifications of the three currents in the burner inlets

Inlets name	Velocity (m/s)	ترکیب مخلوط (Molar percentage)
Fuel jet	5	10% CH <sub>4</sub> + 90% N <sub>2</sub>
Plasma reactor	20	Two cases: 1) 3% CH <sub>4</sub> + 97% air 2) 0% CH <sub>4</sub> + 100% air (absolute air)
Preheat reactor	1.9	6% O <sub>2</sub> (the equivalence ratio of the unburned preheating CH <sub>4</sub> /air/O <sub>2</sub> mixture was 0.75)

برای شبیه‌سازی اثرات پلاسما، یک کد UDF<sup>۱</sup> تهیه شده است که دو معادله مربوط به پلاسما (معادلات پتانسیل و چگالی بار الکتریکی) را حل کرده و با محاسبه نیروی به دست آمده از پلاسما، آن را به عنوان عبارت منبع به معادلات نویر-استوکس<sup>۲</sup> اعمال می‌کند تا از این طریق اثر نیرویی پلاسما در میدان جریان به دست آید. ولتاژ اعمالی به الکترودها به مقدار ۲۰۰ کیلوولت است.

توزیع گونه‌ها با استفاده از نرم افزار فلونت<sup>۳</sup> و با استفاده از مدل آشفتگی realizable k-ε و تابع استاندارد دیواره<sup>۴</sup> به دست می‌آید. به منظور افزایش بازده شبیه‌سازی و کاهش هزینه محاسباتی، شبکه‌بندی در اطراف الکترودها ریز شده است. یکی از مؤلفه‌های مناسب جهت بررسی وضعیت اختلاط نسبت اختلاط<sup>۵</sup> است. این کمیت به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$f = \frac{\text{Mass of material originating in fuel stream}}{\text{Mass of mixture}} \quad (48)$$

برای استفاده بهتر از این کمیت، یکی از مناسب‌ترین ناحیه‌ها برای ترسیم، محور مرکزی مشعل یعنی جت ورودی سوخت است.

در شکل ۱۱ توزیع نسبت اختلاط بر روی محور مرکزی مشعل قابل مشاهده است. در این نمایش محور افقی، موقعیت Z برحسب متر بر روی مشعل را نشان می‌دهد. درواقع محور Z در راستای ارتفاع مشعل است.

<sup>1</sup> User Defined Function

<sup>2</sup> Navier-Stocks

<sup>3</sup> Fluent

<sup>4</sup> Standard wall function

<sup>5</sup> Mixture fraction

این توزیع برای حالت‌های صفر و سه درصد، با و بدون فعال بودن پلاسما ترسیم شده است. مشاهده می‌شود در هنگام فعالیت عملگر پلاسمایی، نسبت اختلاط سریع‌تر و بیشتر از حالت بدون پلاسما کاهش می‌یابد. بر روی محور مرکزی مشعل که در ابتدا جریان رقیق سوخت و نیتروژن وجود دارد، با جلو رفتن بر روی محور مشعل، به علت مصرف سوخت و کاهش غلظت متان موجود، نسبت اختلاط نیز به مرور کاهش می‌یابد. این کاهش در حالتی که عملگر پلاسمایی فعال است، سریع‌تر به وقوع می‌پیوندد. لذا می‌توان گفت تخلیه پلاسما سبب تحریک بیشتر گونه‌ها با اعمال نیروی خارجی از طریق میدان الکتریکی شده و اختلاط آن‌ها را بهبود می‌بخشد.

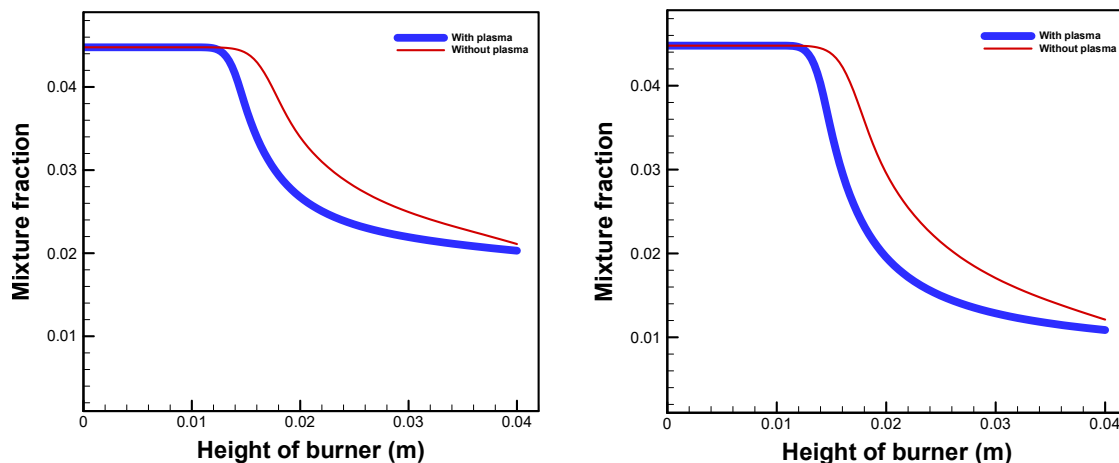


Figure 11- Distribution of the mixture fraction in the states of zero percent methane (right) and three percent methane (left) in the plasma reactor along the central axis of the burner

شکل ۱۱- توزیع نسبت اختلاط در حالت صفر درصد متان (راست) و سه درصد متان (چپ) در راکتور پلاسما در راستای محور مرکزی مشعل

### بررسی میدان سرعت

مؤلفه‌ی دیگری که مناسب است مورد بررسی قرار گیرد، میدان سرعت از نظر کمی و کیفی است. براساس ذهنیتی که در مورد اثر سرعتی پلاسما و نیرویی ایجاد می‌شود از آن در مقاله‌ی آقای سوزن-هوانگ [۱۲] وجود دارد، انتظار می‌رود در حالت اعمال پلاسما به میدان جریان، سرعت افزایش یابد. در شکل ۱۲ که به حالت صفر درصد متان (براساس جدول ۱) اختصاص دارد، مشاهده می‌شود اعمال پلاسما در میدان سبب افزایش بیشینه سرعت به میزان حدودی ۴ متر بر ثانیه شده است. همچنین از نظر کیفی در شکل ۱۳ که خطوط جریان را نشان می‌دهد و به حالت صفر درصد متان اختصاص دارد، مشاهده می‌شود اعمال تخلیه پلاسما در میدان جریان، سبب ایجاد یک ناحیه‌ی گردابه‌ای در میان دو الکتروود شده است. این گردابه می‌تواند نقش مهمی در اختلاط بهتر سوخت و هوا و همچنین پایداری شعله داشته باشد که نتایج قسمت قبل این موضوع را تأیید می‌کند.

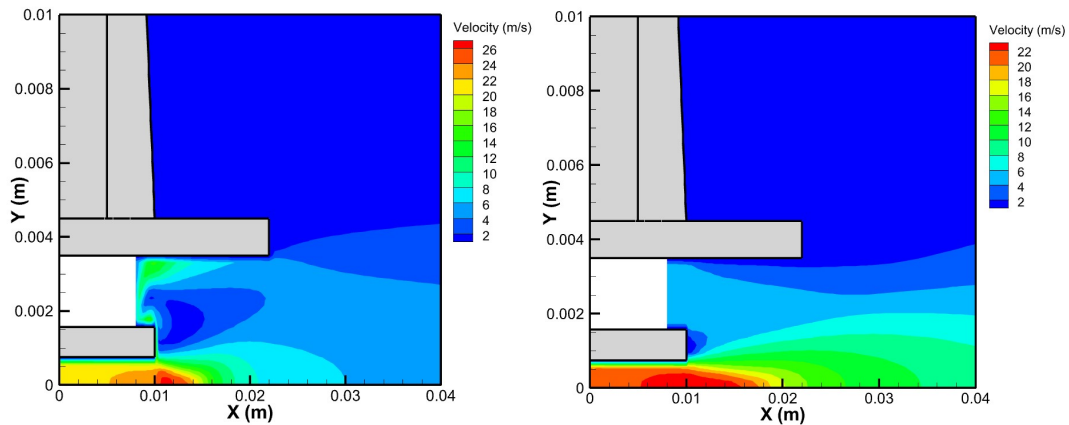


Figure 12- Contour of velocity in 0% CH<sub>4</sub> case; with plasma (right) and without plasma (left)  
 شکل ۱۲- کانتور میدان سرعت در حالت ۰٪ متان؛ با اعمال پلاسما (راست) و بدون اعمال پلاسما (چپ)

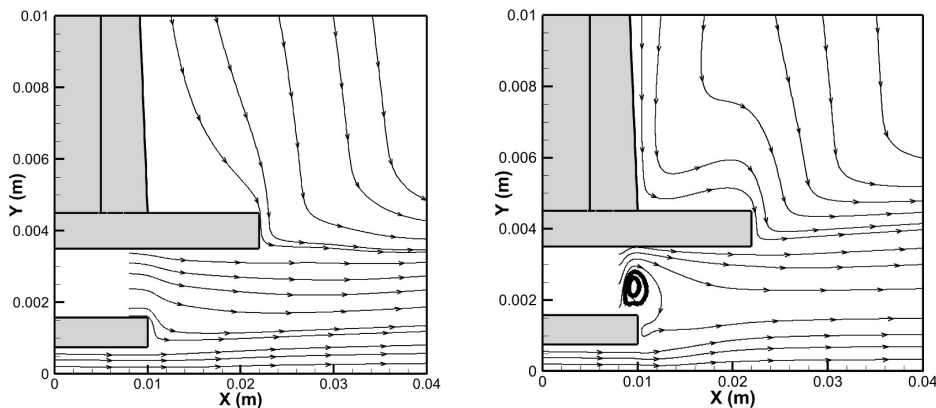


Figure 13- Streamlines in 0% CH<sub>4</sub> case; with plasma (right) and without plasma (left)  
 شکل ۱۳- خطوط جریان در حالت ۰٪ متان؛ با اعمال پلاسما (راست) و بدون اعمال پلاسما (چپ)

## نتیجه گیری

براساس نتایج به دست آمده و با مقایسه با کارهای تجربی صورت گرفته، مدل سوزن و هوانگ قابلیت خوبی در شبیه‌سازی فیزیک جریان شامل پلاسما در عملگرهای پلاسمایی دارد، زیرا دارای منابع محاسباتی کمتری در مقایسه با مدل‌های انتقالی بار است. این به این دلیل است که در مدل‌های انتقالی بار، مسیرهای ذرات باردار بایستی محاسبه شود. همچنین مدل سوزن-هوانگ برای مطالعات کنترل جریان طراحی شده است و در آن توصیف تحولات چگالی بار الکتریکی به اندازه‌ی محاسبه‌ی سرعت القایی مهم نیست.

در این کار نیز ضمن پیاده‌سازی مدل سوزن-هوانگ و اعتبارسنجی آن، این مدل را در یک مشعل احتراقی از نوع مایلد به کار گرفتیم و اثر نیروی پلاسما را از طریق آن در میدان جریان مایلد شبیه‌سازی کردیم. مشاهده می‌شود پلاسما عامل مناسبی در افزایش سرعت اختلاط و بهبود فرایند اختلاط از طریق سرعت بخشیدن به ترکیب گونه‌ها است. همچنین سرعت جریان در حالت اعمال پلاسما، حدود ۴ متر بر ثانیه افزایش یافت. این شبیه‌سازی در دو حالت ترکیب جریان در راکتور پلاسما با مقدار صفر و سه درصد متان انجام شد تا صحت عملکرد مدل سوزن-هوانگ به صورت دقیق مشخص شود. البته با استفاده از مکانیزم شیمیایی دقیق‌تر می‌توان نتایج شفاف‌تری بر ترکیب‌های تولید شده‌ی ناشی از حضور پلاسما به دست آورد.

- [1] J. R. Roth, "Electrohydrodynamically induced airflow in a one atmosphere uniform glow discharge surface plasma," *25th Anniversary, IEEE Conference Record - Abstracts. 1998 IEEE International Conference on Plasma Science (Cat. No.98CH36221)*, Raleigh, NC, USA, 1998, pp. 291.
- [2] Roth, J.R. "Electrohydrodynamic (EHD) flow control", *Industrial Plasma Engineering Volume 2: Applications to Non-thermal Plasma Processing*, Institute of Physics Publishing, London, pp. 225-237, 2001.
- [3] D. M. Orlov and T. C. Corke, "Numerical simulation of aerodynamic plasma actuator effects," in *Proc. 43rd AIAA Aerospace Sciences Meeting and Exhibit*, 2005, paper AIAA 2005-1083
- [4] D. M. Orlov, "Modelling and simulation of single dielectric barrier discharge plasma actuators," Ph.D. dissertation, Dept. Aerospace and Mechanical Engineering, University of Notre Dame, Notre Dame, IN, USA, 2006.
- [5] T. C. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, "Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications," *Journal of Propulsion and Power*, vol. 24, no. 5, pp. 935-945, 2008.
- [6] T. C. Corke, M. L. Post, and D. M. Orlov, "Single dielectric barrier discharge plasma enhanced aerodynamics: physics, modeling and applications," *Experimental Fluids*, no. 46, pp. 1-26, 2009.
- [7] T. C. Corke, C. L. Enloe, and S. P. Wilkinson, "Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control," *Annu. Rev. Fluid Mech.*, vol. 42, pp. 505-529, 2010.
- [8] F. Massines, A. Rabehi, P. Decomps, R. B. Gadri, P. Seigür, and C. Mayoux, "Experimental and theoretical study of a glow discharge at atmospheric pressure controlled by dielectric barrier," *J. Appl. Phys.*, vol. 83, no. 6, pp. 2950-2957, 1998.
- [9] J. P. Boeuf and L. C. Pitchford, "Electrohydrodynamic force and aerodynamic flow acceleration in surface dielectric barrier discharge," *J. Appl. Phys.*, vol. 97, no. 10, pp. 1-10, 2005.
- [10] J. -B. Rouffet, "Plasma actuator influence on air flow," presented at the COMSOL Conference 2008, COMSOL, Hannover, 2008.
- [11] C. L. Enloe, T. E. McLaughlin, R. D. Vandyken, and J. C. Fischer, "Plasma structure in the aerodynamic plasma actuator," AIAA Paper 2004-0844, 2004.
- [12] Y. B. Suzen, P. G. Huang, J. D. Jacob, and D. E. Ashpis, "Numerical simulations of plasma-based flow control applications," AIAA Paper 2005-4633, 2005.
- [13] Y. B. Suzen, P. G. Huang, and D. E. Ashpis, "Numerical simulations of flow separation control in low-pressure turbines using plasma actuators," AIAA Paper 2007-937, 2007.
- [14] Y. B. Suzen and P. G. Huang, "Simulations of flow separation control using plasma actuators," AIAA Paper 2006-877, 2006.
- [15] D. A. Reasor Jr., R. P. LeBeau Jr., and Y. B. Suzen, "Unstructured grid simulations of plasma actuator models," presented at the 37th AIAA Fluid Dynamics Conference, AIAA Paper 2007-3973, Miami, FL, 2007.
- [16] R. D. Blandford and K. Thorne, *Applications of Classical Physics*, Caltech, Pasadena, CA, p. 980, 2004.
- [17] A. Santhanakrishnan, D. A. Reasor Jr., and R. P. LeBeau Jr., "Characterization of linear plasma synthetic jet actuators in an initially quiescent medium," *Physics of Fluids*, vol. 21, no. 4, 2009.
- [18] J. D. Jacob, K. Ramakumar, R. Anthony, and R. B. Rivir, "Control of laminar and turbulent shear flows using plasma actuators," in *Proceedings of the Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2005.
- [19] T. Wada, J. K. Lefkowitz, and Y. Ju, "Plasma Assisted MILD Combustion," AIAA Paper 2015-0666, presented at the AIAA Session: Advanced Combustion Concepts II, 2015.

## English Abstract

# Investigating the effect of the plasma actuator on mixing in a burner with mild combustion conditions

Mohammad Sadegh Talebi<sup>1\*</sup>, Amir Mardani<sup>2</sup>

1- Department of Aerospace Engineering, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, talebi\_m@ae.sharif.edu

2- Department of Aerospace Engineering, Sharif University of Technology, Tehran, Iran, amardani@sharif.edu

(Received: 2024.04.27., Received in revised form: 2024.06.12, Accepted: 2024.07.23)

In the last decade, plasma actuators have been recognized as a subset in the field of active flow control devices. As research on plasma actuators continues to evolve, computational modeling is needed to complement actuators research. In this study, the Suzen-Huang model is chosen because of its ability to simulate the charge density and Lorentz volume force. The use of this model in various fields, including aerodynamics, has led to many applications, but due to the complexity of simulating the effects of plasma, it is mostly focused on the simulation of its force effects. In the field of combustion and the use of plasma in this state, most of the activities and investigations are seen in experimental works. In this work, based on the Susen-Hong model, it is tried to simulate the plasma force effect of the dielectric barrier discharge type in the combustion environment and its role in better mixing of fuel and oxidant. It should be noted that in this study, the mild combustion was not simulated and only the effect of plasma in a mild burner was investigated. The results are promising and indicate the positive effect of plasma in better mixing of fuel and oxidizer before combustion.

**Keywords:** Plasma, Dielectric Barrier Discharged, Ionic wind, Plasma actuator, Mixing, Mild combustion