



مطالعه پارامتری تحریک تخلیه سد دی الکتریک پلاسما براساس مدل سوزن-هانگ

محمدصادق طالبی^۱، امیرمردانی^۲

۱- دانشجوی مقطع دکتری، دانشگاه صنعتی شریف، دانشکده مهندسی هوافضا، talebi_m@ae.sharif.edu

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

چکیده

برای شبیه‌سازی محیط‌های پلاسمایی مدل‌های مختلفی پیشنهاد شده است. معروف‌ترین این مدل‌ها، مدل سوزن-هانگ می باشد. از زمان معرفی این مدل، کارها و مقالات زیادی در زمینه شبیه‌سازی محیط پلاسمایی انجام و منتشر شده است. اکثر این کارها بر روی مطالعه‌ی میدان جریان و تحلیل آن در حضور محرک‌های پلاسمایی تخلیه سد دی الکتریک^۱ بوده است. مولفه‌های مختلفی از جمله ضخامت دی الکتریک، فاصله میان دو الکترود و ضخامت آن‌ها، اندازه، فرکانس و شکل موج ولتاژ اعمالی مشخصات میدان جریان را تحت تاثیر قرار می دهد. علاوه بر موارد فوق، بررسی شرط مرزی مختلف نیز بر بهبود مدل سازی میدان جریان مفید خواهد بود. ما در این کار علاوه بر پیاده سازی مدل سوزن-هانگ، مطالعه‌ای پارامتری با تغییر قدرت تولید پلاسما انجام داده و اثر آن را بر سرعت جت پلاسما و نیروی حجمی تولیدی، بررسی کرده‌ایم.

مشاهده می‌شود، با افزایش قدرت پلاسما، سرعت القایی ناشی از پلاسما موسوم به سرعت القایی باد یونی^۲ افزایش می یابد. همچنین نیروی حجمی تولیدی توسط پلاسما نیز تقریباً به صورت خطی با افزایش قدرت پلاسما، زیاد می‌گردد.

واژه های کلیدی: پلاسما، تخلیه سد دی الکتریک، باد یونی، مدل سوزن-هانگ، محرک پلاسما

۱- مقدمه

محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک پلاسما، کاربردهای مهندسی بسیاری دارند. تنوع ساختاری این محرک ها منجر به بسیاری از مطالعات تجربی [۲،۶] و عددی [۱،۴،۵،۸،۱۰] برای کشف ویژگی های آنها شده است. مروری دقیق از مطالعات تجربی روی محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک توسط مورآو و همکاران [۲] و مروری کوتاه بر مدل های عددی توسط کورک و همکاران [۳]، اسکوت و همکاران [۲۲] و جایرامان و همکاران [۱۰] ارائه شده است. فیزیکدانان معمولاً به اصول فیزیک پلاسما مرتبط با این محرک‌ها توجه می کنند، درحالی که مهندسان بیشتر به کارایی الکتریکی این دستگاه ها علاقه مند هستند. در بسیاری از کاربردهای مهندسی، پارامترهای قضاوت در مورد عملکرد این محرک‌ها، بزرگی نیروی الکترومغناطیسی القایی و سرعت باد یونی القایی است. برای بهبود عملکرد این دستگاه‌ها، طراحی آن‌ها برای بهینه‌سازی با توجه به کاربردهای مورد نظر بررسی شده است [۱۷،۲۷]. بررسی‌های عددی در مطالعات بهینه‌سازی دستگاه‌هایی که در

شرایط جریان معینی کار می‌کنند، جایگاه مهمی به دست آورده است. در مورد محرک‌های پلاسما، مدل‌های پلاسمایی خودسازگار^۳ و مدل‌های پدیدارشناسی^۴ برای تخمین نیروی الکترواستاتیک و فیزیک پلاسما وجود دارد. گروه‌های تحقیقاتی که سعی در مطالعه جزئیات فیزیک پلاسما مرتبط با محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک داشتند با یک، دو یا چند گونه پلاسما کار کردند [۱۴،۱۵،۳۰]. کارهای اخیر در این راستا، در طول دهه گذشته، بر مدل‌های پلاسما متمرکز شده‌اند که انتقال سه گونه پلاسما را حل می‌کنند: الکترون‌ها، یون‌های مثبت و منفی [۳۱-۳۴]. دینامیک و تغییرات گونه‌های پلاسما با چرخه‌های ولتاژ منفی و مثبت با این مدل‌های پلاسمایی مورد بررسی قرار گرفته‌اند. مشاهدات به تفصیل مورد بحث و بررسی قرار گرفته و با یافته‌های تجربی برای پاسخ به سوالات مربوط به جریان القایی ناشی از حرکت گونه‌های پلاسما در میدان الکتریکی خارجی مقایسه شده است [۹]. سوزن و همکاران [۵] مدل سوزن-هانگ (Suzen-Hunge) را با در نظر گرفتن جنبه مهندسی موضوع بیشتر از فیزیک دقیق پلاسما، برای بررسی کاربردهای عملی پیکربندی‌های تخلیه سد دی الکتریک، با هزینه-های محاسباتی کمتر نسبت به مدل‌های پلاسمای خودسازگار، ارائه دادند. از آن زمان، مقالات زیادی توسط گروه‌های مختلف در سراسر جهان وجود داشته است که جنبه‌های مختلف مدل SH [۴،۱۹-۲۴] را مطالعه کرده و به طور همزمان این مدل را با کاربردهای مهندسی متفاوت بررسی می‌کنند. مدل سوزن-هانگ دینامیک تخلیه را در نظر نمی‌گیرد زیرا در مدل‌های چند گونه‌ای پیچیده‌تر استفاده می‌شود. وابستگی آن به توزیع بار الکتریکی تجربی، آن را برای بسیاری از محققانی که مایل به مطالعه دقیق دینامیک تخلیه مرتبط با محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک هستند نامناسب می‌سازد [۳۱-۳۴].

مدل سوزن-هانگ عمدتاً برای مطالعه کاربردهای کنترل جریان با استفاده از محرک‌های پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک، توسعه داده شد. سوزن و همکاران (۲۰۰۵) در ابتدا آن را به عنوان یک مدل پدیدارشناختی موثر برای مطالعه عددی کاهش جدایش جریان در امتداد پره توربین فشار پایین نشان داده و بعداً این مدل را برای گسترش کاربرد آن به هندسه‌های پیچیده‌تر محرک بهبود دادند (۲۰۰۷). بلسون و همکاران (۲۰۱۲) یک مطالعه DNS در مورد کنترل انتقال کنارگذر^۵ در لایه مرزی با محرک‌های پلاسما، با استفاده از مدل سوزن-هانگ برای تخمین نیروی الکترواستاتیک ناشی از محرک‌ها ارائه کردند. آنها تطابق خوبی بین آزمایش‌ها و شبیه‌سازی‌ها در یک صفحه پایین دست در میدان‌های میانگین-زمانی سرعت گزارش کردند [۱۲]. مطالعات LES با تکیه بر کنترل جدایش جریان

⁴ phenomenological models

⁵ bypass transition

¹ Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma actuator

² induced ionic wind velocity

³ self-consistent plasma models

حاصل از این مطالعه برای برخی اصلاحات بیشتر در مدل سوزن-هانگ برای آماده‌سازی مدل برای شبیه‌سازی محرک‌های پلاسمایی دارای چند الکتروود، که در نهایت برای مدل‌سازی سیستم‌های کنترل وسایل نقلیه هوایی بدون سرنشین مورد استفاده قرار می‌گیرد، پیشنهاد شده است [۸]. عمده تفاوت‌های مشاهده شده با مدل سوزن-هانگ، بزرگی سرعت‌های عمودی و وسعت جت القایی است که سبب ناتوانی این مدل اصلاح شده، برای پیش بینی دقیق نیروی الکترواستاتیک واقعی در هندسه‌های تخلیه سد دی الکتریک است. تیموتی و همکاران (۲۰۱۶) نتایج شبیه‌سازی خود بر روی محرک پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک، انجام شده با مدل سوزن-هانگ و DNS درجه بالا را با مجموعه‌ی دیگری از نتایج شبیه‌سازی مقایسه کردند که در آن نیروی الکترواستاتیک تجربی در معادلات ناویر-استوکس برای بدست آوردن اثر محرک تخلیه سد دی الکتریک اعمال شد. تاکید کار آنها بر مولفه‌ی عمود بر دیوار نیرو بود که منجر به اختلاف کمی در سرعت‌های عمودی در مدل سوزن-هانگ می‌شود [۵].

تأثیر پارامترهای الکتریکی محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک بر تولید باد یونی به طور گسترده مورد بررسی قرار گرفته است [۲] همچنین مطالعاتی در مورد تأثیر پارامترهای هندسی که بهینه‌سازی محرک‌های پلازما به شدت به این پارامترها بستگی دارد وجود دارد.

تغییرات بار مکانی با زمان در مدل سوزن-هانگ در نظر گرفته نشده است و بر اساس مشاهدات تجربی با نیم توزیع گاوسی تقریب زده شده است. این نوع شرط مرزی، دامنه را برای تجزیه و تحلیل فیزیک پلاسمای درگیر در تخلیه سد دی الکتریک، محدود می‌کند و به این ترتیب چگالی بار به دست آمده نیز نیروی الکترواستاتیک القایی دقیقی را ارائه نمی‌دهد. با این اوصاف، در این مقاله، ما علاوه بر پیاده‌سازی مدل سوزن و هانگ در نرم افزار فلونت، به اعتبارسنجی و تغییر شرایط مرزی این مدل به منظور بهینه‌سازی و بررسی تغییرات در نتایج پرداخته ایم.

کار محرک‌های تخلیه سد دی الکتریک را می‌توان با توضیح مختصری از سرعت باد یونی القایی توضیح داد. اختلاف پتانسیل الکتریکی بین دو الکتروود باعث ایجاد میدان الکتریکی قوی در شکاف بین الکتروودها می‌شود و ذرات باردار تحت تأثیر این میدان الکتریکی حرکت می‌کنند. تکانه ذرات باردار به مولکول‌های خنثی سیال منتقل می‌شود و سیال را مطابق نیروی کولن القایی به حرکت در می‌آورد. این حرکت سیال معمولاً باد یونی نامیده می‌شود. شکاف بین دو الکتروود، ناحیه‌ی حداکثر میدان الکتریکی و در نتیجه ناحیه‌ی است که حداکثر نیروی کولن در آن رخ می‌دهد. مولفه‌ی عمودی این نیرو، درست بالای لبه‌ی سمت راست الکتروود ولتاژ بالا (HV)، منفی است که سیال را به سمت دیواره دی الکتریک می‌کشد. جزء افقی نیرو، سیال را در امتداد دیواره‌ی دی الکتریک هل می‌دهد. اثر ترکیبی این دو جزء نیرو یک اثر مکش در بالای سطح تخلیه ایجاد می‌کند. برای مثال، با قرار دادن چنین محرک‌های DBD در نقطه‌ی جداسازی، می‌توان از این اثر مکش برای اتصال مجدد جریان جدا شده استفاده کرد. علاوه بر این، این باد یونی القایی برای کاربردهای مهندسی مختلف همانطور که در بالا توضیح داده شد استفاده می‌شود.

بر روی هواپرواز NACA0015 با محرک پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک توسط ساتو و همکاران انجام شد [۷]. نشان داده شد که جدایش آرام و آشفته جریان از هواپرواز NACA0015 با فرکانس‌های خاصی از ولتاژهای ورودی محرک برطرف شده است و مدل سوزن-هانگ می‌تواند پدیده‌های اتصال مجدد را به خوبی شبیه‌سازی کند. سایر محققان نیز با موفقیت کنترل جریان را با استفاده از این مدل برای به دست آوردن نیروی تحریک پلازما مطالعه کرده‌اند [۱۶-۱۸، ۲۵-۲۹]. چندین محقق تغییراتی را در مدل سوزن-هانگ برای بهبود کمی نتایج و تطبیق هندسه‌های پیچیده محرک گزارش کردند [۱۹-۲۳]. یک مطالعه پارامتری دقیق برای بررسی تأثیرات دو پارامتر اسکالر مدل سوزن-هانگ، یعنی طول دیبای^۶ و حداکثر چگالی بار^۷، توسط اسکات و ابراهیم [۴] انجام شد. ابراهیم و همکاران (۲۰۱۲) مطالعه کنترل جریان را با محرک جت مصنوعی پلاسمای خطی^۸ انجام داده و دریافتند که مدل سوزن-هانگ اصلاح شده‌ی آنها، مطابقت بهتری با مقادیر سرعت تجربی نسبت به شکل استاندارد مدل سوزن-هانگ در سال ۲۰۰۵ دارد. اصلاح مدل سوزن-هانگ توسط آنها، با در نظر گرفتن یک شرط مرزی محافظ دی الکتریک در معادله پتانسیل الکتریکی انجام شده است. اسکات و همکاران (۲۰۱۶) اخیراً یک مطالعه گسترده با مدل سوزن-هانگ اصلاح شده خود منتشر کرده‌اند که از محرک جت مصنوعی پلازما برای کنترل جریان‌های گردابه استوانه‌ای استفاده می‌کند که یک مشکل اساسی در آیرودینامیک است [۲۴].

عملکرد محرک‌های پلازما نیز به صورت عددی با مدل سوزن-هانگ در جریان‌های درون کانال آزمایش شده است. شبیه‌سازی کاهش پسای اصطکاک-پوسته^۹ با مدل سوزن-هانگ در جریان درون کانال با قراردادن محرک‌های پلازما در نزدیکی دیواره‌های کانال برای ارائه جت‌های عرضی توسط محفوظ و همکاران ارائه شده است (۲۰۱۷). به صورت عددی نشان داده شد که حدود ۳۳.۵ درصد پسا را می‌توان با پیکربندی خاصی از محرک‌ها کاهش داد [۳۵]. آن‌ها گزارش دادند که شکل استاندارد مدل سوزن-هانگ نتایج بهتری نسبت به برخی مدل‌های پدیدارشناختی دیگر در مورد کاهش پسای اصطکاک-پوسته در جریان درونی ارائه می‌دهد. بسیاری از محققان مدل سوزن-هانگ را در کاربردهای مربوطه خود از نظر کیفی تأیید کرده‌اند. با این حال نگرانی‌هایی در مورد نتایج کمی وجود دارد. یک مطالعه شبیه‌سازی با جریان درونی هدایت‌شده توسط دو محرک پلازما که روی هم قرار گرفته‌اند نیز توسط ابراهیم و همکاران منتشر شده است (۲۰۱۴). مشاهدات آنها نشان داد که مدل سوزن-هانگ اصلاح شده‌ی آنها به درستی حداکثر سرعت را برای جریان درونی در ارتفاعات بالای کانال پیش بینی می‌کند، اما در ارتفاعات پایین حداکثر سرعت‌ها کمتر از مقدار تجربی پیش‌بینی می‌شود [۲۳]. با این مطالعات می‌توان اظهار داشت که تعیین چگالی بار در مدل سوزن هانگ با توجه به مقادیر تجربی، آن را به یک انتخاب جذاب برای بسیاری از کاربردها تبدیل می‌کند. اخیراً تلاشی برای بهبود عملکرد مدل سوزن-هانگ با ترکیب نمودارهای چگالی بار بر اساس نتایج تجربی بی‌بعد شده توسط لتن و همکاران گزارش شده است (۲۰۱۷). آنها همچنین از طول دیبای متفاوت برای شبیه‌سازی خود استفاده کردند که به چگالی پلاسمای موجود در گاز بستگی دارد. نتایج

⁸ linear plasma synthetic jet actuator (L-PSJA)

⁹ skin-friction drag reduction

⁶ debye length

⁷ charge density

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_0}{\epsilon_0} [1/kT_i + 1/kT_e] \quad (۸)$$

ترکیب دو معادله ی (۸) و (۹) پتانسیل الکتریکی مربوط به چگالی بار برحسب طول دیبای را به دست می دهد:

$$\phi = (-\rho_c \lambda_D^2 / \epsilon_0) \quad (۱۰)$$

در نهایت با جایگذاری ϕ به دست آمده از معادله ی (۱۰) در معادله ی (۳)، معادله ی توزیع چگالی بار در مدل سوزن-هانگ به صورت زیر به دست می آید:

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \rho_c) = \rho_c / \lambda_D^2 \quad (۱۱)$$

در این روابط ϵ_r و ϵ_0 به ترتیب گذردهی نسبی ماده دی الکتریک و گذردهی خلاء هستند. با نادیده گرفتن تغییرات زمانی میدان مغناطیسی در این نوع محرک های پلاسما، میدان الکتریکی خارجی به عنوان گرادیان ولتاژ اعمال شده محاسبه می شود:

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (۱۲)$$

بنابراین نیروی کلمب وارد شده بر گونه های باردار برابر می شود با:

$$\vec{F}_e = \rho_c \vec{E} \quad (۱۳)$$

ما در این جا معادلات نویر-استوکس تراکم ناپذیر را با $\vec{F}_e = \rho_c \vec{E}$ به عنوان عبارت منبع حل می کنیم که در واقع این نیرو حرکت جریان را القا می کند.

$$\nabla \cdot (\vec{u}) = 0 \quad (۱۴)$$

$$\rho \left(\frac{\partial (\vec{u})}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} \right) = -\nabla p + \eta \nabla^2 \vec{u} + \rho_c \vec{E} \quad (۱۵)$$

که در این جا ρ چگالی سیال، η لزجت دینامیکی، \vec{u} بردار سرعت و p بیانگر فشار هستند. برای کلی بودن توصیف مسئله، کار با معادلات بی بعد بسیار راحت تر است. به منظور تبدیل معادلات به معادلات بی بعد، مقیاس های زیر را برای همه متغیرهای درگیر در مسئله معرفی می کنیم.

$$x, y, \lambda_D \propto L \quad u \propto u_0 \quad p \propto \frac{1}{2} \rho u_0^2 \quad t \propto L/u_0$$

$$\phi \propto \phi_{max} f(t) \quad \rho_c \propto \rho_c^{max} f(t)$$

$$\vec{E} \propto \phi_{max} f(t) / L$$

ϕ_{max} دامنه ولتاژ اعمال شده و ρ_c^{max} حداکثر چگالی بار تجربی بدست آمده است. $f(t)$ تغییر زمانی ولتاژ اعمال شده است که به شکل موج سینکال ولتاژ مورد استفاده بستگی دارد. چگالی بار نیز دارای تغییرات زمانی یکسانی با ولتاژ اعمال شده می باشد [۱]. این انتخاب ها منجر به اعداد دو بعدی زیر می شود:

$$Rey = \rho u_0 L / \eta \quad D_c = \rho_c^{max} \phi_{max} / \rho u_0^2$$

Rey عدد رینولدز و D_c معرف عدد بی بعد مربوط به نیروی کلمب است. به این ترتیب، معادلات بی بعد شده به قرار زیر خواهند بود:

$$\nabla \cdot \vec{u} = 0 \quad (۱۶)$$

$$\frac{\partial (\vec{u})}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla) \vec{u} = -\nabla p + \frac{1}{Rey} \nabla^2 \vec{u} \quad (۱۷)$$

$$+ D_c \rho_c \vec{E} f^2(t)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (۱۸)$$

$$\vec{E} = -\nabla \phi \quad (۱۹)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \rho_c) = \rho_c / \lambda_D^2 \quad (۲۰)$$

جریان در هوای ساکن شبیه سازی و سرعت های اولیه، پتانسیل الکتریکی و چگالی بار روی صفر تنظیم شده است. هیچ شرایط مرزی لغزش

در ادامه ی این مقاله در بخش دوم به توضیح معادلات حاکم و مدل ریاضی سوزن-هانگ می پردازیم. در بخش سوم نتایج کار را با نتایج مدل سوزن مقایسه و اعتبارسنجی مدل سوزن را نیز پی می گیریم. در بخش چهارم نیز نتیجه گیری کلی، بحث خواهد شد.

۲- مدل ریاضی

ما مدل سوزن-هانگ را برای شبیه سازی تخلیه پلاسما ناشی از یک محرک تخلیه سد دی الکتریک در نظر می گیریم. با توزیع بار به دست آمده با استفاده از این مدل، میانگین نیروی الکترواستاتیکی را در واحد حجم محاسبه می کنیم. این نیرو به صورت عبارت منبع به معادلات نویر-استوکس اضافه می شود. جزئیات ریاضی مدل سوزن-هانگ در مراجع [۳][۴][۶] وجود دارد، ما در این جا خلاصه ای از مدل را می آوریم.

در میدان الکتریکی که ذرات گاز موجود به مقدار کم یونیزه شده باشند، پتانسیل الکتریکی Φ می تواند به دو قسمت تقسیم گردد [۳]. یک مقدار پتانسیل مربوط به میدان الکتریکی خارجی ϕ و مقدار دیگر آن توسط چگالی بار خالص موجود در پلاسما ϕ مربوط می شود:

$$\Phi = \phi + \phi \quad (۱)$$

با فرض کوچک بودن طول دیبای و چگالی بار خالص روی دیوار دی الکتریک، می توان در نظر گرفت که توزیع ذرات باردار در میدان، به بار الکتریکی روی دیوار بستگی دار و میدان الکتریکی خارجی تأثیر قابل توجهی بر توزیع گونه های بار در میدان ندارد [۱]. این دو معادله اصلی مدل سوزن-هانگ را ارائه می دهد:

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = 0 \quad (۲)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_r \nabla \phi) = -(\rho_c / \epsilon_0) \quad (۳)$$

برای استخراج معادله مدل سوزن-هانگ برای توزیع چگالی بار، موردی را در نظر می گیریم که در آن فقط یون ها و الکترون های مثبت به طور قابل توجهی در تخلیه وجود دارند (به عنوان مثال تخلیه در گازهای نجیب). با این حال، این نوع معادلات را می توان برای انواع دیگر پلاسما نیز تعمیم داد. چگالی بار خالص ρ_c در پلاسما را می توان با استفاده از رابطه بولتزمن برای حالتی که چگالی الکترون و یون مثبت در تعادل حرارتی قرار دارند، با استفاده از معادلات (۴) و (۵) تقریب زد. با استفاده از این عبارات بولتزمن در رابطه (۶)، شکل نمایی معادله چگالی بار را به صورت معادله ی (۷) بدست می آوریم

$$n_e = n_0 \exp(e\phi / kT_e) \quad (۴)$$

$$n_i = n_0 \exp(-e\phi / kT_i) \quad (۵)$$

$$\rho_c = e(n_i - n_e) \quad (۶)$$

$$\rho_c = en_0 [\exp(-e\phi / kT_i) - \exp(e\phi / kT_e)] \quad (۷)$$

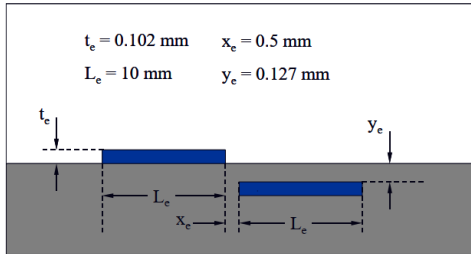
که در این معادلات n_i ، n_e و n_0 به ترتیب چگالی (تعداد ذرات بر واحد حجم) یون های مثبت، الکترون و پلاسما است. ثابت بولتزمن برابر $k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1}$ و $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ بار الکترون است. با بسط تیلور تابع نمایی در معادله ی (۷) با فرض $\phi \ll kT$ خواهیم داشت:

$$\rho_c = -e^2 n_0 [1/kT_i + 1/kT_e] \phi \quad (۸)$$

ما در اینجا طول دیبای λ_D را معرفی می کنیم، که فاصله ای است که میدان الکتریکی از یک ذره باردار در پلاسما محافظت می کند [۳۷،۳۸]. طول دیبای برای این مورد را می توان به صورت زیر بیان کرد:

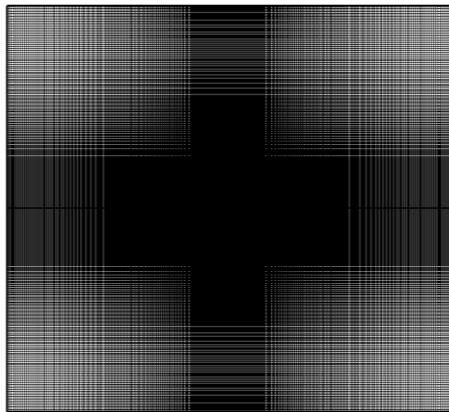
۱-۳- هندسه و تنظیمات کار عددی

سوزن و هانگ 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 هانگ در شکل ۳ قابل مشاهده است.

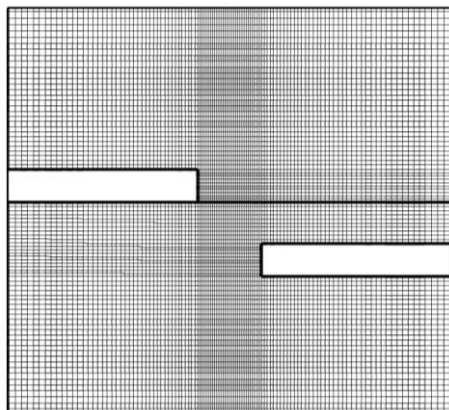


شکل ۳- هندسه به کار رفته در کار سوزن-هانگ

با توجه به دامنه‌ی محاسباتی مستطیلی و اجزای درون آن (الکترودها و دی الکتریک)، از شبکه دو بعدی مستطیلی استفاده می‌شود. این شبکه مستطیلی به صورت سازمانی ایجاد شده است تا تعداد سلول‌ها را به حداقل برساند. شکل ۴ 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 شبکه نزدیک الکترودها، در شکل ۵ آورد شده است.

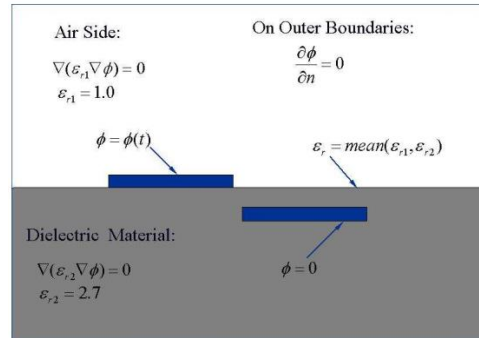


شکل ۴- شبکه بندی کلی هندسه

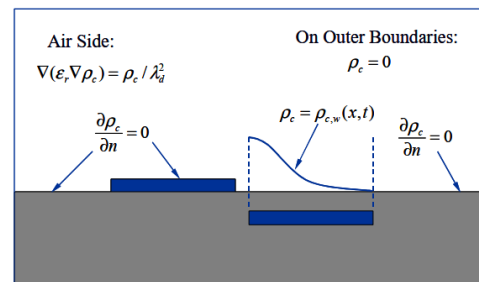


شکل ۵ بزرگنمایی شبکه بندی در اطراف الکترودها

برای سرعت روی سطح دی الکتریک، الکترودها در معرض هوا و تمام دیوارها تنظیم نشده است. شرایط مرزی پتانسیل الکتریکی و چگالی بار براساس مدل سوزن-هانگ در شکل ۱ و ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۱- شرط مرزی پتانسیل الکتریکی



شکل ۲- شرط مرزی چگالی بار الکتریکی

شکل ۲ نشان نمی‌دهد که فقط برای الکترودها متصل به زمین، روی مرز مشترک یک توزیع نیمه گاوسی برای چگالی بار در نظر گرفته شده است.

$$\rho_c(x, t) = \rho_c^{max} G(x) f(t) \quad (22)$$

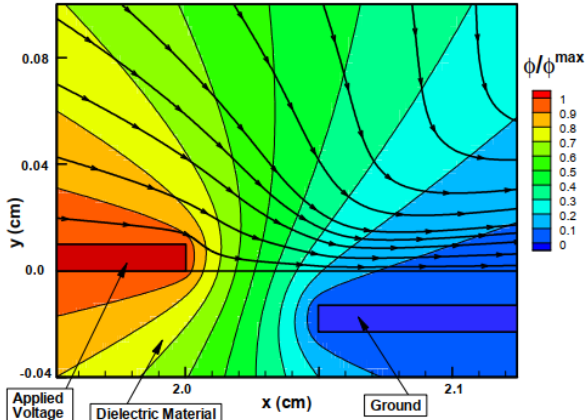
$$G(x) = \exp[-(x - \mu)^2 / (2\sigma^2)] \quad (23)$$

در اینجا μ نشان دهنده محل حداکثر بار در جت محور x و σ نرخ اضمحلال بار الکتریکی است. این نیمه توزیع گاوسی بار در مدل استاندارد سوزن هانگ با در نظر گرفتن برخی مشاهدات تجربی به دست آمده است [۱]. دو پارامتر اسکالر مدل سوزن-هانگ حداکثر چگالی بار ρ_c^{max} و طول دیبای λ_D هستند که به شرایط آزمایشی بستگی دارد. توزیع چگالی بار مدل، به این دو پارامتر بستگی دارد. ابراهیم و همکاران (۲۰۱۳) اثر تغییر طول دیبای را بر توزیع چگالی بار با چندین مقدار طول دیبای نشان داده‌اند [۴]. در این مقاله، ما مقدار طول دیبای را برابر مقدار تئوری برای کاربردهای تخلیه در شرایط اتمسفر یعنی $10^{-4} m$ در نظر می‌گیریم. همچنین مقدار چگالی بار بیشینه نیز برابر $0.001 C/m^3$ لحاظ می‌شود. گذردهی نسبی ϵ_r دی الکتریک از جنس کپتون برابر ۲.۷ و برای هوا برابر ۱ است.

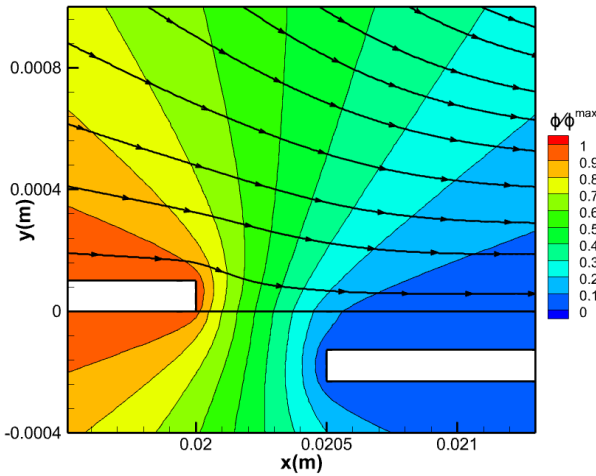
برای شبیه سازی از نرم افزار فلونتت نسخه‌ی ۲۰۲۱ استفاده می‌شود. از الگوریتم SIMPLE برای حل معادلات سرعت-فشار استفاده می‌گردد. مرتبه‌ی گسسته سازی این معادلات از درجه ۲ است.

۳- نتایج

در این کار با تغییر شرایط مرزی، اثرات آن بر دامنه‌ی حل را بررسی کرده‌ایم.



شکل ۶ نقش رنگی توزیع پتانسیل الکتریکی بی بعد شده (ϕ/ϕ^{max}) به همراه خطوط جریان در کار سوزن-هانگ



شکل ۷ نقش رنگی توزیع پتانسیل الکتریکی بی بعد شده (ϕ/ϕ^{max}) به همراه خطوط جریان در کار حاضر

در شکل ۸ و ۹ می توان مقایسه ای از خطوط چگالی بار ρ_c را مشاهده کرد. نتایج با خطوط به دست آمده توسط سوزن و هانگ به خوبی مطابقت دارند. تنها تفاوت قابل توجه، در ناحیه بین دو الکترو است. نتایج سوزن و هانگ شیب کوچکتری از چگالی بار را هنگام حرکت از الکترو چپ به سمت راست نشان می دهد. در شبیه سازی حاضر، این گرادیان بزرگتر و بیشتر در نزدیکی ناحیه بالای لبه سمت چپ الکترو محصور شده، متمرکز است.

در شکل ۱۰ و ۱۱ می توان مقایسه خطوط نیروی حجمی f_b را مشاهده کرد. در این تصویر مشاهده می گردد، علاوه بر دو ناحیه ای که در کار سوزن و هانگ نیروی حجمی به بیشتری مقدار خود می رسد (یعنی ناحیه های بالای سمت چپ الکترو محصور شده و ناحیه ای سمت راست الکترو در معرض جریان هوا)، ناحیه ای سومی هم نیرو بیشینه شده است. همچنین مقدار بیشینه نیروی حجمی بی بعد در کار سوزن و هانگ برابر ۱۱۵۰ و در این کار برابر ۱۴۱۰ است. لازم به ذکر است در نقش رنگی نیروی ناشی از حضور پلاسما، چون نیرو با بعد ترسیم شده است، مقدار بیشینه آن در حدود ۵۵۰۰ نشان داده شده است، در حالی که باتوجه به مقدار ρ_c^{max} و ϕ^{max}

مرزهای خروجی با شرط فشار-خروجی^{۱۰} در فلوننت تنظیم شده اند. هنگام استفاده از شرایط مرزی فشار-خروجی، فلوننت از فشار تنظیم شده به عنوان فشار استاتیکی سیال در مرز بیرونی استفاده می کند و همه شرایط دیگر را از داخل دامنه برون یابی می کند. از گسسته سازی مرتبه دوم برای فشار و تکانه و از الگوریتم سیمپل برای درگیر کردن فشار-سرعت استفاده می شود. قبل از مقایسه میدان نیروی حجمی به دست آمده f_b ، میدان پتانسیل الکتریکی ϕ ، میدان چگالی بار ρ_c و خطوط جریان با نتایج به دست آمده توسط سوزن و هانگ، توجه به موارد زیر ضروری است. کار سوزن و هانگ به علت بیان نکردن برخی تنظیمات و جزئیات، ما را با برخی عدم قطعیت ها و نادرستی ها مواجه می کند. برای مثال در کار سوزن و هانگ هیچ توضیحی در مورد تنظیم عددی داده نشده است. اندازه دامنه، تعداد سلول ها و اندازه سلول همه متغیرهای ناشناخته هستند. علاوه بر این، سوزن و هانگ یک جت با حداکثر سرعت تقریباً ۱ متر بر ثانیه به دست می آورند. عبارت "تقریباً" در کار سوزن و هانگ آورده شده است. این عبارت یک حاشیه خطای نامعلوم در حداکثر سرعت ایجاد می کند. بنابراین، انتظار می رود که شبیه سازی از نظر کیفی همان نتایج به دست آمده توسط سوزن و هانگ را به همراه داشته باشد. با این حال، از آنجایی که پارامترهای ناشناخته زیادی وجود دارد (همانطور که در بالا توضیح داده شد)، ممکن است تفاوت های کمی^{۱۱} بین شبیه سازی ها وجود داشته باشد.

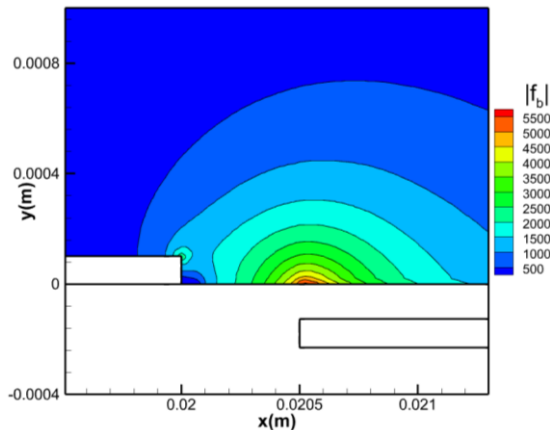
۳-۲- بررسی اثرات پلاسما بر میدان جریان: پتانسیل الکتریکی،

چگالی بار الکتریکی و نیروی حجمی

از متغیرهای بی بعد استفاده می شود. با این کار می توان، هر دو معادله مربوط به چگالی بار و پتانسیل الکتریکی را قبل از محاسبه میدان جریان حل کرد. در شکل ۶ و ۷ می توان مقایسه ای از خطوط پتانسیل الکتریکی به دست آمده توسط سوزن و هانگ و شبیه سازی جریان را مشاهده کرد. نتایج شبیه سازی فعلی به خوبی با نتایج یافت شده توسط سوزن و هانگ مطابقت دارد. بزرگترین گرادیان در پتانسیل الکتریکی را می توان در ناحیه بین الکتروها یافت. بنابراین، طبق تعریف، این ناحیه ای است که میدان الکتریکی در آن سایر مکان ها قوی تر است. تفاوت کمی در خطوط کانتور در سطح مشترک بین دی الکتریک و هوا وجود دارد. این امر به دلیل روشی است که برای تنظیم ضریب نفوذ Γ (یا گذردهی نسبی ϵ_r) در فلوننت ایجاد می شود. سوزن و هانگ یک ضریب نفوذ نسبی متوسط را روی لبه بین هوا و دی الکتریک تنظیم می کنند (شکل ۱). در فلوننت امکان تعیین ضریب گذردهی بر روی لبه ها فراهم نیست بلکه تنظیم ضریب انتشار تنها بر روی یک صفحه امکان پذیر است. استفاده از گذردهی نسبی به صورت ناپیوسته، منجر به پیچ خوردگی در خطوط کانتور در سطح مشترک می شود. در نمودارهای نیروی حجمی، خواهیم دید که تأثیر این پیچ خوردگی ها ناچیز است، اما تفاوت بزرگتری در خطوط جریان وجود دارد. در نتایج سوزن و هانگ، خطوط جریان از ناحیه بالای سمت راست میدان جریان به صورت عمودی تر شکل می گیرند. خطوط جریان در نهایت در ناحیه بالای الکترو سمت راست متمرکز می شوند. لازم به ذکر است که میدان دید بسیار کوچک است (۲.۵ mm × ۰.۶ mm). میدان جریان کامل، به خوبی با نتایج سوزن و هانگ مطابقت دارد.

¹¹ quantitative

¹⁰ pressure-outlet



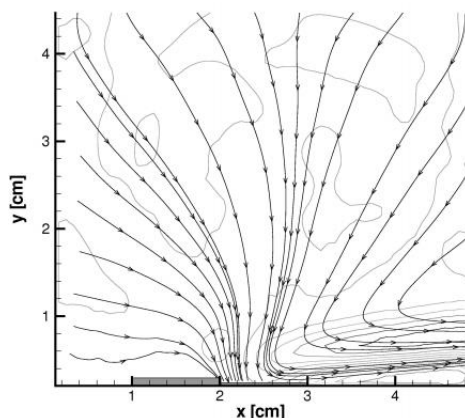
شکل ۱۱ نقش رنگی توزیع نیروی ناشی از پلاسما در کار حاضر

۳-۳- شبیه سازی جریان ساکن

در شکل ۱۲، ۱۳، ۱۴ و ۱۵ می توان میدان جریان بدست آمده را در مقایسه با میدان جریان یافت شده توسط سوزن و هانگ و میدان جریان تجربی یافت شده توسط جیکوب [۱۲] مشاهده کرد. واضح است که به طور کلی میدان جریان به دست آمده به خوبی با میدان جریان به دست آمده توسط سوزن و هانگ مطابقت دارد.

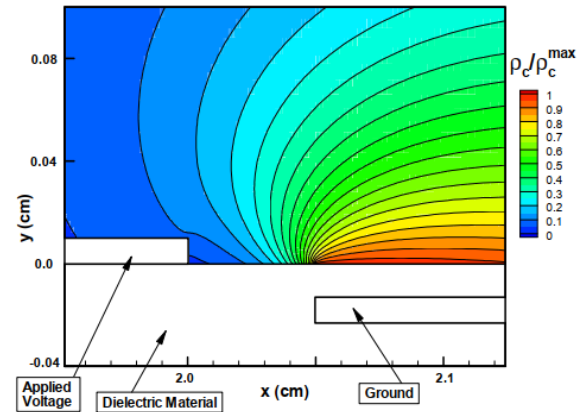
شبیه سازی خطوط جریان، انحنای کمی را در بالای لبه سمت راست الکتروود در معرض هوا نشان می دهد ($x = 2\text{cm}$)، درحالیکه خطوط جریان سوزن و هانگ هنگام نزدیک شدن به الکتروودها مستقیم تر هستند. با این حال به نظر می رسد این خطوط منحنی با خطوط جریانی که به طور تجربی توسط جیکوب به دست آمده مطابقت دارند. ضخامت جت در $x = 5$ سانتی متر در شبیه سازی فعلی تقریباً ۱ میلی متر ضخیم تر از ضخامت جت به دست آمده توسط سوزن و هانگ است، همچنین ضخامت جت آزمایشی ضخیم تر است.

تفاوت در الگوی خطوط جریان می تواند به دلیل تنظیم محاسباتی ناشناخته مورد استفاده در شبیه سازی سوزن و هانگ باشد. بنابراین به دست آوردن یک الگوی خط جریان بسیار مشابه، دشوار است. از نظر کیفی، این نتایج مناسب است، زیرا مهمترین منطقه جریان (جت تولیدی پلاسما) به خوبی گرفته می شود. محرک پلاسما جریان را از ناحیه اطراف جذب می کند و آن را به صورت یک جت از سمت الکتروود در معرض جریان به سمت الکتروود محصور شده قرار می دهد.

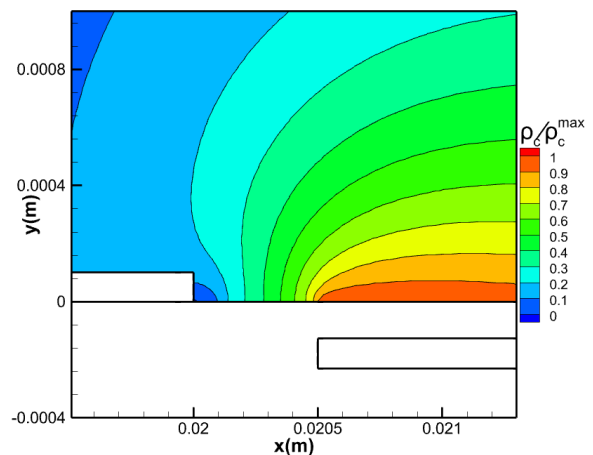


شکل ۱۲ نقش رنگی خطوط جریان در آزمایش [۳۵]

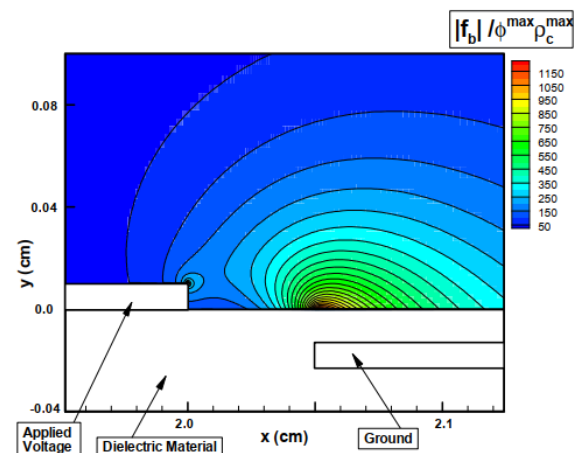
که به ترتیب برابر ۰.۰۰۰۰۸ کولن بر متر مربع و ۵۰۰۰ ولت است، مقدار بیشینه بی بعد برابر ۱۴۱۰ خواهد شد که اختلاف اندکی با مقدار به دست آمده توسط سوزن-هانگ دارد.



شکل ۸ نقش رنگی توزیع چگالی بار الکتریکی بی بعد شده (ρ_c / ρ_c^{max}) در کار سوزن-هانگ



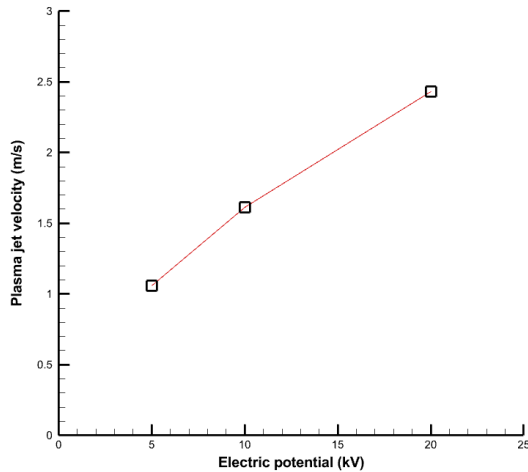
شکل ۹ نقش رنگی توزیع چگالی بار الکتریکی بی بعد شده (ρ_c / ρ_c^{max}) در کار حاضر



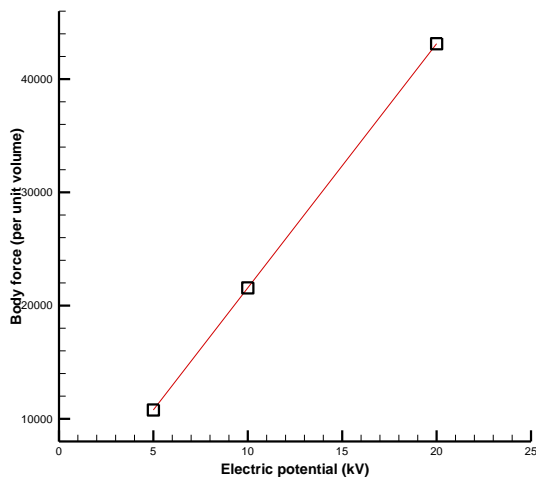
شکل ۱۰ نقش رنگی توزیع نیروی بی بعد شده ($f_b / \phi^max \rho_c^max$) ناشی از پلاسما در کار سوزن-هانگ

همانطور که در شکل ۱۵ مشاهده می‌گردد، تغییر سرعت با تغییر ولتاژ اعمالی مستقیم است و با افزایش ولتاژ، سرعت وارد شده از طرف پلاسما بر جریان نیز افزایش می‌یابد.

این نوع رفتار مستقیم را در نیروی تولیدی توسط پلاسما نیز مشاهده می‌گردد. به این ترتیب که با افزایش ولتاژ، نیروی ناشی از پلاسما نیز زیاد شده است. همچنین می‌توان گفت که روند تغییر نیرو با ولتاژ به صورت تقریباً خطی است، چرا که با چند برابر شدن ولتاژ، نیروی حجمی نیز با همان نسبت، افزایش یافته است.



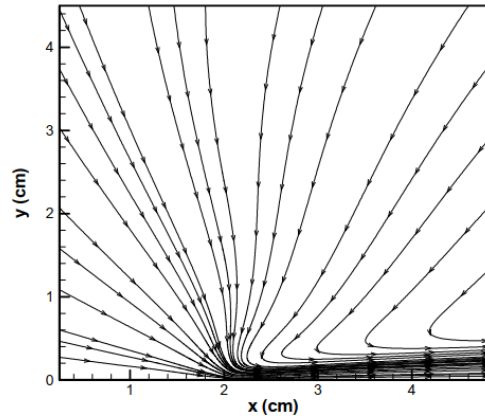
شکل ۱۵ تغییرات سرعت جت پلاسما بر حسب ولتاژ اعمالی



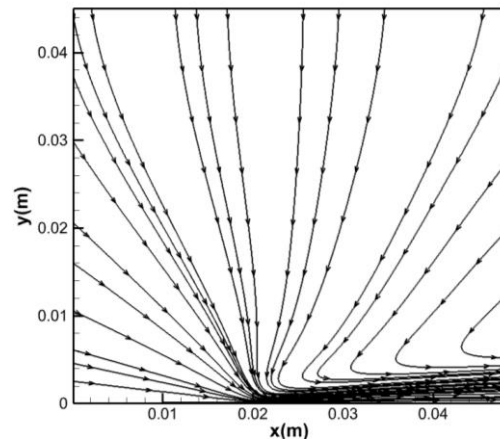
شکل ۱۶ تغییرات نیروی ناشی از حضور پلاسما بر حسب ولتاژ اعمالی.

۴- نتیجه‌گیری

براساس نتایج به دست آمده و با مقایسه با کارهای تجربی صورت گرفته، مدل سوزن و هانگ قابلیت خوبی در شبیه‌سازی فیزیک جریان شامل پلاسما دارد. در این کار نیز ضمن پیاده سازی مدل سوزن-هانگ، اثر قدرت پلاسما یا ولتاژ اعمالی به الکترودها بررسی شد. داده‌ها نشان می‌دهند با افزایش ولتاژ اعمالی به الکترودها، سرعت القایی یونی و نیروی حجمی ناشی از پلاسما نیز افزایش می‌یابند. این افزایش بین ولتاژ و سرعت القایی تقریباً خطی و بین ولتاژ و نیروی حجمی به مقدار قابل توجهی خطی است. لذا برای داشتن جریان پلاسمای قوی‌تر، نیازمند اعمال ولتاژ بیشتر به الکترودها هستیم.



شکل ۱۳ نقش رنگی خطوط جریان در کار سوزن-هانگ



شکل ۱۴ نقش رنگی خطوط جریان در کار حاضر

۳-۴- اثر تغییر قدرت پلاسما

در کار سوزن و هانگ، بیشینه سرعت القایی و نیروی حجمی بی‌بعد به ترتیب تقریباً برابر ۱ متر برثانیه و ۱۱۵۰ گزارش شده است. نتایج کار ما در بحث سرعت القایی تطابق خوبی با کار آقای سوزن و هانگ دارد. اما در بخش شبیه سازی نیروی حجمی، اختلاف زیادی مشاهده می‌شود. با توجه به عدم بیان تنظیمات دقیق در کار سوزن، نمی‌توان بیشتر از این در مورد علت این عدم تطابق نظر داد.

پس از بررسی کلی مدل سوزن و هانگ، پتانسیل الکتریکی اعمال شده به الکترودها را برای بررسی اثر تغییر قدرت پلاسمای ایجاد شده بر روی میدان سرعت و نیروی حجمی تغییر دادیم. ولتاژ اعمالی را در سه مقدار به صورت جدول ۱ ایجاد کرده و نتایج حاصل بر روی سرعت و نیروی حجمی را به دست آوردیم.

جدول ۱

نیروی حجمی بی‌بعد ($ f_b /\phi^{max}\rho_c^{max}$)	بیشینه سرعت القایی (m/s)	ولتاژ اعمالی به الکترودها (kV)
۲۶۹۵	۱۰۵۸	۵
۵۳۹۱	۱۶۱۱	۱۰
۱۰۷۸۲	۲۴۳۱	۲۰

- Electrohydrodynamics (2017) Ottawa, Canada, 19-22 June (2017).
- ۵- مراجع
- [19] J.P. Boeuf, Y. Lagmich, L.C. Pitchford, Contribution of positive and negative ions to the electrohydrodynamic force in a dielectric barrier discharge plasma actuator operating in air, *J. Appl. Phys.* 106 (023115) (2009).
 - [20] Y.B. Suzen, P.G. Huang, Simulations of flow separation control using plasma actuators, *AIAA paper* (2006) 2006-877.
 - [21] Y.B. Suzen, P.G. Huang, D.E. Ashpis, Numerical simulations of flow separation control in low-pressure turbines using plasma actuators, *AIAA paper* (2007) 2007-937.
 - [22] D.A. Reasor, R.P. LeBeau, Y.B. Suzen, Unstructured Grid Simulations of plasma actuator models, *AIAA paper* (2007) 20007-3973.
 - [23] I.H. Ibrahim, M. Skote, Simulating plasma actuators in a channel flow configuration by utilizing the modified Suzen-Huang model, *Computers & Fluids* 99 (2014) 144-155.
 - [24] M. Skote, I.H. Ibrahim, Utilizing the L-PSJA for controlling cylindrical wake flow, *Int. J. Numer. Meth. Heat Fluid Flow* 26 (5) (2016) 1593-1616.
 - [25] B.A. Belson, R.E. Hanson, D. Palmeiro, P. Lavoie, K. Meidell, C.W. Rowley, Comparison of plasma actuators in simulations and experiments for control of bypass transition, *AIAA paper* 2012-1141 (2012).
 - [26] M. Sato, K. Okada, H. Aono, K. Asada, A. Yakeno, T. Nonomura, K. Fujii, LES of separated-flow controlled by DBD plasma actuator around NACA 0015 over Reynolds number range of 104-106, *AIAA paper* 2015-0308 (2015).
 - [27] S. Ahn, J. Chae, H. Kim, K.H. Kim, Simulation of reduced air plasma reactions for nanosecond-pulse dielectric barrier discharge, *AIAA paper* 2017-1806 (2017).
 - [28] S. Sato, N. Ohnishi, Influence of voltage waveform on electrohydrodynamic force in a dielectric-barrier-discharge plasma actuator, *AIAA paper* 2017-1804 (2017).
 - [29] K. Asada, Computational Analysis of the Flow Fields Induced by a DBD Plasma Actuator toward Separated-flow Control, PhD thesis The University of Tokyo, 2014.
 - [30] M. Sato, K. Okada, T. Nonomura, H. Aono, A. Yakeno, K. Asada, Y. Abe, K. Fujii, Massive parametric study by LES on separated-flow control around airfoil using DBD plasma actuator at Reynolds number 63000, *AIAA paper* (2013) 2013-2750.
 - [31] M. Sato, K. Asada, T. Nonomura, H. Aono, A. Yakeno, K. Fujii, Effective mechanisms for turbulent-separation control by DBD plasma actuator around NACA0015 at Reynolds number 1,600,000, *AIAA paper* (2014) 2014-2663.
 - [32] O. Mahfoze, S. Laizet, Skin-friction drag reduction in a channel flow with streamwise-aligned plasma actuators, *Int. J. Heat Fluid Flow* 66 (2017) 83-94.
 - [33] M.A. Lieberman, A.J. Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges and Materials Processing, Wiley, New Jersey, 2005.
 - [34] R.J. Goldston, P.H. Rutherford, Introduction to Plasma Physics, IOP, London, 1995.
 - [35] J.D. Jacob, K. Ramakumar, R. Anthony, and R.B. Rivir. Control of laminar and turbulent shear flows using plasma actuators. *Fourth International Symposium on Turbulence and Shear Flow Phenomena*, 2005.
 - [1] N. Benard, E. Moreau, Electrical and mechanical characteristics of surface AC dielectric barrier discharge plasma actuators applied to airflow control, *Exp Fluids* 55 (2014) 1846.
 - [2] N. Benard, E. Moreau, Role of the electric waveform supplying a dielectric barrier discharge plasma actuator, *Appl. Phys. Lett.* 100 (2012) 193593.
 - [3] Y.B. Suzen, P.G. Huang, J.D. Jacob, D.E. Ashpis, Numerical simulations of plasma based flow control applications, *AIAA paper* (2005) 2005-4633.
 - [4] I.H. Ibrahim, M. Skote, Effects of the scalar parameters in the Suzen-Huang model on plasma actuator characteristics, *International Journal of Numerical Methods for Heat and Fluid Flow* 23 (6) (2013) 1076-1103.
 - [5] T. Brauner, S. Laizet, N. Benard, E. Moreau, Modelling of dielectric barrier discharge plasma actuators for direct numerical simulations, *AIAA paper* (2016) 2016-3774.
 - [6] J.B. Laten, R.P. LeBeau, Improving the performance of a plasma actuator model for DBD and multi-encapsulated electrode actuators, *AIAA paper* 2017-1808 (2017).
 - [7] B. Jayaraman, W. Shyy, Modeling of dielectric barrier discharge-induced fluid dynamics and heat transfer, *Prog. Aero. Sci.* 44 (2007) 139-191.
 - [8] T.C. Corke, C.L. Enloe, S.P. Wilkinson, Dielectric barrier discharge plasma actuators for flow control, *Annu. Rev. Fluid Mech.* 42 (2010) 505-529.
 - [9] I.H. Ibrahim, M. Skote, Boundary condition modifications of the suzen-huang plasma actuator model, *Int. J. Flow Contr.* 3 (2) (2011) 111-132.
 - [10] T.C. Corke, M.L. Post, D.M. Orlov, "SDBD plasma enhanced aerodynamics: concepts, optimization and applications, *Prog. Aero. Sci.* 43 (2007) 193-217.
 - [11] D.M. Orlov, T.C. Corke, Numerical simulations of aerodynamic plasma actuator effects, *AIAA paper* 2005-1083 (2005).
 - [12] C.A. Shi, K. Adamiak, G.S.P. Castle, Numerical simulation of a DBD actuator for airflow control, *International Symposium on Electrohydrodynamics* (2017) Ottawa, Canada, 19-22 June (2017).
 - [13] K. Kourtzanidis, L.L. Raja, Modeling of a sliding nanosecond dielectric barrier discharge actuator for flow control, *AIAA paper* 2017-1807 (2017).
 - [14] W. Shyy, B. Jayaraman, A. Anderson, Modeling of glow discharge-induced fluid dynamics, *J. Appl. Phys.* 92 (2002) 6434.
 - [15] M. Abdollahzadeh, J.C. Pascoa, P.J. Oliveira, Implementation of the classical plasma-fluid model for simulation of dielectric barrier discharge (DBD) actuators in OpenFOAM, *Computers and Fluids* 128 (2016) 77-90.
 - [16] T. Unfer, J.P. Boeuf, F. Rogier, F. Thivet, Modeling of dielectric barrier discharge and coupling with computational fluid dynamics, *AIAA paper* (2008) 2008-1375.
 - [17] A.V. Likhanskii, M.N. Shneider, S.O. Macheret, R.B. Miles, Modelling of dielectric barrier discharge plasma actuator in air, *J. Appl. Phys.* 103 (053305) (2008).
 - [18] H. Nishida, N. Asaumi, Y. Tanaka, Effect of aerodynamic body curvature on dielectric-barrier-discharge plasma actuator, *International Symposium on*