

شبیه‌سازی ذره‌ای تأثیر میدان مغناطیسی قوی روی باردارشدن ذرات غبار در پلاسمای جو زمین

هادی داوری دولت‌آبادی^{۱*} و بیژن فرخی^۲

۱. دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک، ایران

۲. استاد، گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک، ایران

(دریافت: ۹۷/۱۱/۲۹، پذیرش نهایی: ۹۸/۷/۹)

چکیده

با استفاده از روش ذره در سلول رفتار غبار پلاسمایی در شرایط جو زمین و تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند باردارشدن ذرات غبار توسط ذرات پلاسما شبیه‌سازی و مورد بررسی قرار گرفت. واکنش برخوردی الکترون‌ها با ذرات پلاسما و غبار شامل یونیزاسیون، برانگیختگی و برخورد کشسان فرض شد. تأثیر تفاوت در چگالی اولیه پلاسما و میدان مغناطیسی متفاوت شبیه‌سازی و نتایج آنها باهم مورد مقایسه قرار گرفت. در فرآیند باردارشدن ذرات غبار زمان رسیدن به حالت اشباع و میزان بار اشباع متفاوت به دست آمد. همچنین مشاهده شد که افزایش میدان مغناطیسی لزوماً به معنای افزایش بار الکتریکی ذرات غبار و یا کاهش زمان رسیدن به حالت اشباع نیست. یافتن حد این میدان که مطمئناً به خصوصیات فیزیکی پلاسما بستگی دارد می‌تواند در برخی از مسائل مثلاً در شرایط پلاسمای جو در فضا و یا آزمایشگاه مفید و راه‌گشا باشد. همچنین نتایج این شبیه‌سازی می‌تواند در مدل‌های شبیه‌سازی آینده که در رابطه با ترابردن ذرات غبار و تأثیر آن بر کل غبار پلاسمایی تمرکز دارد مورد استفاده قرار گیرد.

واژه‌های کلیدی: غبار پلاسمایی، شبیه‌سازی ذره در سلول (PIC)، بار الکتریکی غبار، میدان مغناطیسی.

۱. مقدمه

زمینه مورد توجه بسیاری است (کالیتا و همکاران، ۲۰۱۵). تقریباً در تمامی آزمایشگاه‌ها برای کنترل پلاسما و محصورسازی آن از میدان مغناطیسی استفاده می‌شود. استفاده از میدان مغناطیسی استاتیک و میدان مغناطیسی ناشی از امواج الکترومغناطیسی (متغیر با مکان و زمان) نیز کاربرد خاص خود را دارد. مطالعه غبار پلاسمایی به صورت تئوری، تجربی و شبیه‌سازی سابقه نسبتاً طولانی دارد. استفاده از روش شبیه‌سازی کامپیوتری به سبب امکانات وسیع و ارزان (در مقایسه با انجام آزمایش‌های تجربی) علاقمندان بسیاری دارد. استفاده از کامپیوتری که بتواند در زمانی کوتاه مکان، تکانه و انرژی 10^{25} ذره را محاسبه و اطلاعات حاصل از آن را ذخیره کند کار ساده‌ای نیست و لذا به جای محاسبات مستقیم از روش‌های جایگزین محاسبات عددی و شبیه‌سازی استفاده می‌شود (فیلیپک، ۲۰۰۸).

به‌عنوان اولین مدل برای شبیه‌سازی ذرات پلاسما در شرایط الکترواستاتیک می‌توان از بونمن (۱۹۵۹) در زمینه

اغلب در پلاسمای فضایی و بعضی از دستگاه‌های آزمایشگاهی، ذرات غبار به‌طور طبیعی وجود دارد. گاهی نیز به‌طور خودخواسته در آزمایشگاه برای تولید کریستال غبار پلاسمایی و یا مطالعه رفتار غبار پلاسمایی، این ذرات به سیستم اضافه می‌شوند. این نوع پلاسما از اتم‌های خنثی، یون، الکترون و ذرات غبار تشکیل می‌شود. ذرات غبار معمولاً از جنس یخ، سیلیس، کربن، رساناهای فلزی و یا انواع دی‌الکتریک و از گستره شعاعی چند صد نانومتر تا چند میلی‌متر هستند. جرم بزرگ این ذرات در مقایسه با جرم الکترون و یون موجب می‌شود که بتوان بسیاری از آثار دینامیکی غبار پلاسمایی را در گستره زمانی میلی‌ثانیه و بیشتر مشاهده کرد (توماس و همکاران، ۲۰۱۲). مطالعه چگونگی باردارشدن این ذرات و تأثیر پتانسیل الکتریکی ناشی از آن روی ویژگی پلاسما همواره مورد توجه بوده است (سیتیچ و همکاران، ۲۰۰۳). رفتار ذرات غبار، الکترون‌ها و یون‌های موجود در پلاسما در حضور میدان مغناطیسی و بدون میدان متفاوت بوده و پژوهش در این

با فرض رسانا و کروی بودن غبار، پتانسیل الکتریکی سطح غبار $\varphi_s = Q/C$ از طریق ظرفیت خازنی کره رسانا $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$ بار الکتریکی وابسته است که در آن اغلب الکترون‌ها ظرفیت غبار کروی است (وییل، ۱۹۸۱). به سبب سبکی و دمای بالاتر در مقایسه با یون‌ها، برخورد بیشتری با ذره غبار داشته و موجب بار الکتریکی منفی برای ذره غبار ($\varphi_s < 0$) می‌شود. ممکن است با در نظر گرفتن سایر عوامل مانند گسیل الکترون از سطح غبار به دلیل وجود پرتوهای پرنرژی نور، بار خالص روی غبار مثبت و $\varphi_s > 0$ شود. حل معادلات حرکت برای الکترون و یون شدت جریان یون‌ها و الکترون‌ها به سمت غبار در شرایط $\varphi_s < 0$ را به صورت زیر نشان می‌دهد (گوری، ۱۹۹۴):

$$I_i = I_{0i} \left(1 - \frac{z_i e \varphi_s}{k_B T_i}\right) \quad (1)$$

$$I_e = I_{0e} \exp\left(\frac{e \varphi_s}{k_B T_e}\right) \quad (2)$$

همچنین برای غبار مثبت $\varphi_s > 0$ داریم:

$$I_i = I_{0i} \exp\left(\frac{-z_i e \varphi_s}{k_B T_i}\right) \quad (3)$$

$$I_e = I_{0e} \left(1 + \frac{e \varphi_s}{k_B T_e}\right) \quad (4)$$

که در آن Z_i مرتبه یونش یون‌ها، T_i دمای یون، T_e دمای الکترون، k_B ثابت بولتزمان و $I_{0\alpha}$ شدت جریان اولیه الکترون و یون است:

$$I_{0\alpha} = 4\pi r_d^2 n_\alpha q_\alpha \left(\frac{k T_\alpha}{2\pi m_\alpha}\right)^{1/2}, \quad \alpha = e, i \quad (5)$$

n_e و n_i تعداد الکترون و یون در واحد حجم، m_α جرم و q_α بار الکترون-یون است. شعاع ذره غبار r_d معمولاً در حد چند میکرون است. بار الکتریکی ذره غبار در نهایت از تعادل جریان الکترون‌ها و یون‌ها حاصل می‌شود:

$$\frac{dQ}{dt} = I_e + I_i \quad (6)$$

با جایگذاری معادله (۵) در معادله (۶) به ترتیب برای پتانسیل منفی و مثبت خواهیم داشت:

محاسبه افت جریان در محیط یونیده شده و همچنین بردسال و بریجز (۱۹۶۱) در مطالعه ناپایداری دیوهای الکترونی و مدل‌های پلاسمایی نام برد. در این مدل‌های یک‌بعدی برای محاسبه میدان‌ها از سلول (مش) استفاده نمی‌کردند. نخستین مرتبه برگر در یک بعد و هاکنی در دو بعد از شبکه سلول‌ها در پلازما استفاده کردند. پس از آن در الگوریتم‌ها از بار نقاط روی شبکه و درون‌یابی میدان استفاده شده است. همچنین بردسال و فوز (۱۹۶۹) طرح‌های درون‌یابی مرتبه بالاتر را برای کاهش اختلافات زمینه (نوفه) در شبیه‌سازی مورد استفاده قرار دادند (هاکنی و ایست وود، ۱۹۸۸).

۲. باردار شدن ذرات غبار

بار الکتریکی ذرات غبار نقش مهمی در مطالعه پلاسمای آزمایشگاهی، پلاسمای جو و پلاسمای بین سیاره‌ای دارد. اندازه ذرات غبار موجود در بالای جو زمین اغلب در گستره نانومتر هستند. اما با این حال، ذرات مصنوعی که انسان در ایجاد آن دخیل بوده است، ابعاد بزرگ‌تری در حد میکرومتر و حتی میلی‌متر نیز وارد جو زمین کرد. این ذرات به خاطر وزن و ابعاد بزرگ‌تر در لایه‌های پایین جو زمین قرار دارند. ما در این مقاله، این ذرات را مورد بررسی قرار دادیم. در ابتدا ذرات غبار بدون بار الکتریکی هستند ولی پس از مدتی با برخورد الکترون‌ها و یون‌ها با سطح غبار (بیشتر ذرات پس از برخورد با غبار به آن می‌چسبند) باردار می‌شوند. عواملی نظیر گسیل فوتون، گسیل الکترون ثانویه، تابش یون گرمایی و میدان‌های الکتریکی-مغناطیسی هم در میزان بار الکتریکی ذرات غبار مؤثر است (کراشینکف و همکاران، ۲۰۱۱). یکی از روش‌های متداول دنبال کردن مسیر حرکت الکترون و یون تحت تأثیر نیروهای مختلف در پلازما، تعیین سطح مقطع برخورد و سرانجام محاسبه بار الکتریکی غبار در شرایط تعادل است که اصطلاحاً به آن حرکت مداری محدود و یا به اختصار OML (Orbital-Motion-Limited) می‌گویند (آلن، ۱۹۹۲).

به جرم الکترون یا یون نزدیک‌تر است، $10 \sim \ln \Lambda$ به‌عنوان لگاریتم کولومبی، e_α و e_β به‌عنوان بار الکتریکی ذرات و E_α به‌عنوان انرژی ذرات الکترونی یا یونی در واحد الکترون‌ولت می‌باشد (چوتوف و گودهیر، ۲۰۰۳).

در این مقاله به کمک شبیه‌سازی ذره در سلول دوبعدی مکان و سه‌بعدی سرعت، دینامیک باردارشدن ذره غبار بدون میدان مغناطیسی و همچنین در حضور میدان مغناطیسی مطالعه می‌شود.

۳. شبیه‌سازی ذره در سلول

تعیین مکان، سرعت یا تکانه و انرژی هر ذره از پلازما با تکرار یک یا چند چرخه و حل معادلات حرکت برای هر ذره امکان‌پذیر است. در گام اول، مکان اولیه و سرعت اولیه هر ذره بارگذاری می‌شود. در گام دوم، چگالی بار الکتریکی (چگالی بار در هر نقطه از شبکه به فاصله ذرات از آن نقطه بستگی دارد) و میدان‌ها روی نقاط شبکه محاسبه می‌شود. نیروی لورنتس (سایر نیروها نیز اگر در مدل مورد مطالعه وجود داشته باشد محاسبه می‌شود) به کمک میدان‌ها محاسبه شده و در گام بعدی با انتگرال‌گیری از نیروها سرعت پس از طی زمان Δt و در نهایت مکان جدید ذرات پس از طی زمان Δt به دست می‌آید. با تکرار این چرخه مسیر ذرات در زمان تعیین می‌شود. هنگامی که این ذرات به موقعیت غبار می‌رسند، بار الکتریکی غبار $+e$ به ازای هر یون و $-e$ به ازای هر الکترون تغییر می‌کند. شکل ۱ طرح چرخه محاسباتی را نشان می‌دهد (بردسال و لانگدون، ۲۰۰۴).

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi e r_d^2 \sqrt{\frac{k_B}{2\pi m_e}} \left\{ -n_e \sqrt{T_e} \exp\left(\frac{eQ}{k_B C T_e}\right) + n_i z_i \sqrt{T_i} \left(1 - \frac{z_i e Q}{k_B C T_i}\right) \right\} \quad (7)$$

$$\frac{dQ}{dt} = 4\pi e r_d^2 \sqrt{\frac{k_B}{2\pi m_e}} \left\{ -n_e \sqrt{T_e} \left(1 + \frac{e\phi_s}{k_B T_e}\right) + n_i z_i \sqrt{T_i} \exp\left(\frac{-z_i e Q}{k_B C T_i}\right) \right\} \quad (8)$$

روابط (۷) و (۸) تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار را نشان می‌دهد (لئو و همکاران، ۲۰۱۷). سطح مقطع جذب الکترونی و یونی در برخورد با ذرات غبار ساکن دارای بار Q_d و شعاع R_d طبق نظریه خطی مدارها (OML) به صورت زیر خواهد بود:

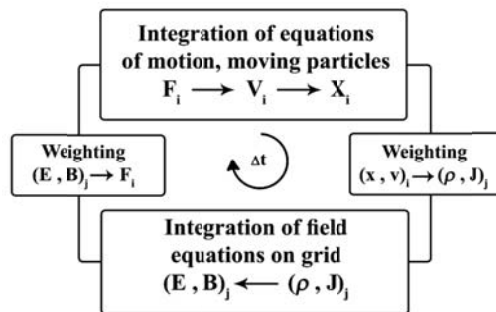
$$\sigma_e = \pi R_d^2 \left(1 + \frac{Q_d}{4\pi \epsilon_0 R_d E_e}\right) \quad (9)$$

$$\sigma_i = \pi R_d^2 \left(1 - \frac{Q_d}{4\pi \epsilon_0 R_d E_i}\right) \quad (10)$$

که در آن E_i و E_e انرژی الکترون‌ها و یون‌ها در واحد الکترون‌ولت می‌باشد. این سطح مقطع‌ها از پایداری انرژی و تکانه یون‌ها و الکترون‌ها در برخورد با ذرات غبار حاصل می‌شود. سطح مقطع کولومبی برای الکترون‌ها و یون‌های پراکنده شده به وسیله ذرات غبار ساکن از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\sigma = \frac{\pi (e_\alpha^2 e_\beta^2) \ln \Lambda}{16\pi^2 \epsilon_0^2 (\mu v^2 / 2)^2} = \frac{Q_d \ln \Lambda}{16\pi \epsilon_0^2 E_\alpha^2} \quad (11)$$

که در آن α و β نماد ذرات برهمکنشی است و μ جرم کاهش‌یافته آنها است که به علت بزرگی جرم ذرات غبار



شکل ۱. چرخه محاسباتی ذره در سلول (PIC) (بردسال و لانگدون، ۲۰۰۴).

برنامه کامپیوتری مورد استفاده در این پژوهش بر پایه توسعه کد دوبعدی الکترومغناطیسی (Object-OOPIC) (Oriented-Particle-In-Cell) و ربنکوئر (Verboncoeur) است (وربنکوئر و همکاران، ۱۹۹۵). در کد جدید دینامیک ذره غبار به منظور شبیه سازی غبار پلاسمایی قرار داده شده است. الگوریتم برخورد ذرات با یکدیگر از نوع شبیه سازی مونت کارلو با مسیرهای تصادفی است.

در این مقاله از پلاسمای آرگون در فشار یک میلی تور (1 milli-Torr) استفاده شده است. محیط شبیه سازی شامل شبکه دو بعدی 2×2 است و شرایط مرزی پرئودیک است ($N_x = N_y = 22$)، طول و عرض سلول $2/66$ میلی متر، چگالی ذرات در ابتدا $n_i = n_e = 10^{16}$ ذره بر متر مکعب، یون ها در دمای اتاق 300 درجه کلویین (0.26 eV) و دمای الکترون ها 1 الکترون ولت فرض شده است. پس از آن برای چگالی ذرات بالاتر نیز محاسبات تکرار شده است. جنس ذره غبار کربن به شعاع 2 میکرون و جرم 2×10^{-14} کیلوگرم در نظر گرفته شده است. هر گام زمانی در شبیه سازی 10^{-12} ثانیه و بسیار کوچک تر از مقیاس زمانی الکترون ها (با فرکانس پلاسمایی $5/64 \times 10^9$ هرتز) انتخاب شده است. میدان مغناطیسی عمود بر صفحه ذرات از صفر الی 50 تسلا متغیر است. هنگامی که میدان مغناطیسی به سیستم اضافه شود، چندین مقیاس طولی مهم یعنی شعاع سیکلوترونی الکترون r_{Le} ، شعاع سیکلوترونی یون r_{Li} ، شعاع ذره غبار r_d و همچنین سطح مقطع برخورد الکترون با غبار σ_{ed} و سطح مقطع برخورد یون با غبار σ_{id} وضعیت تجمع بار الکتریکی روی ذره غبار را مشخص می کند. ما در این مقاله با در نظر گرفتن میدان های مغناطیسی متفاوت (با در نظر گرفتن نسبت شعاع سیکلوترونی ذره به شعاع ذره غبار) مقایسه خوبی از شرایط مختلف موجود در جو زمین و آزمایشگاه به دست آوردیم.

۴. بحث در نتایج

نتایج حاصل از شبیه سازی نشان می دهد که با افزایش

چگالی زمان باردار شدن غبار و رسیدن به بار اشباع کوتاه تر می شود. در حالت عدم حضور میدان مغناطیسی خارجی، الکترون ها به عنوان ذرات با تحرک بیشتر، سریع تر از یون ها می توانند در تبادل بار الکتریکی با غبار شرکت کنند. با افزایش چگالی الکترون (افزایش تعداد در واحد حجم) احتمال برخورد الکترون ها و غبار افزایش می یابد و لذا غبار در زمان کوتاه تری به بار اشباع می رسد. شکل ۲ این تغییرات را نشان می دهد.

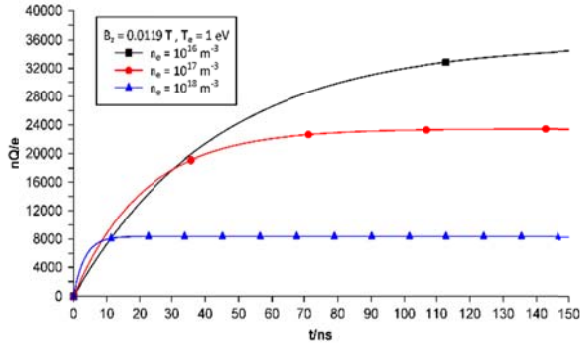
تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار به عنوان تابعی از زمان در شکل های ۲ و ۳ نمایش داده شده است. در شکل ۲ زمانی که میدان مغناطیسی خارجی صفر باشد و چگالی اولیه الکترون ها 10^{16} ، 10^{17} و 10^{18} ذره بر متر مکعب باشد، افزایش چگالی الکترون ها باعث افزایش تعداد ذرات در واحد حجم مسأله شده و با افزایش تعداد الکترون ها احتمال برخورد بین الکترون ها و ذرات غبار افزایش می یابد که نهایتاً باعث سریع تر شدن زمان رسیدن به حالت اشباع ذرات غبار می شود. همچنین این سریع تر به تعادل رسیدن موجب می شود که مقدار بار اشباعی ذرات غبار کاهش یابد چون ذرات غبار فرصت کمتری برای جذب و یا از دست دادن بار الکتریکی توسط ذرات پلاسما را خواهند داشت. به عنوان مثال در شکل (۲) زمان رسیدن به حالت اشباع برای چگالی 10^{18} برابر 10 نانوثانیه است اما برای چگالی کمتر مثلاً 10^{16} بیشتر از 150 نانوثانیه به دست آمده است.

تحول زمانی بار ذرات غبار وقتی چگالی الکترون ها مقدار ثابتی باشد ولی میدان عمود بر صفحه ذرات متغیر باشد در شکل ۳ رسم شده است. با توجه به نسبت شعاع لارمور ذرات الکترونی نسبت به شعاع دبای غبار پلاسمایی نتایج متفاوتی در رسیدن به حالت تعادل چه از نظر مقدار بار اشباع و چه از نظر زمان رسیدن به حالت تعادل حاصل می شود که نتایج آن برای دمای اولیه الکترون ها برابر 1 الکترون ولت رسم و مشخص شده است.

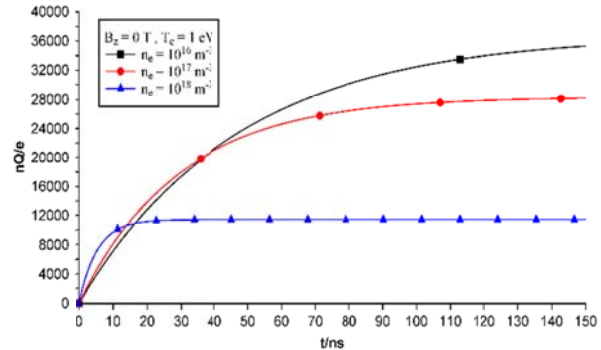
همچنین در پلاسمای با چگالی اولیه یکسان، با در نظر گرفتن زمان مشخصی از فرآیند باردار کردن ذرات غبار

باردارشدن ذرات غبار را مشاهده کرد که در ابتدا زیاد است و با افزایش میدان کاهش می‌یابد و پس از افزایش بیشتر میدان مغناطیسی مقدار آن دوباره افزایش می‌یابد.

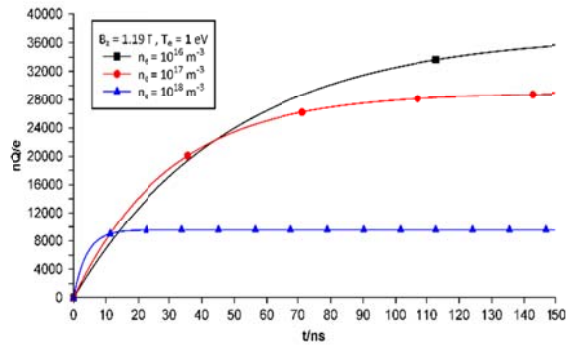
مثلاً نزدیک به زمان اشباع بار غبار با اعمال میدان مغناطیسی مختلف مقادیر متفاوت حاصل شده است. در شکل ۵ در یک‌زمان خاص می‌توان تفاوت در میزان



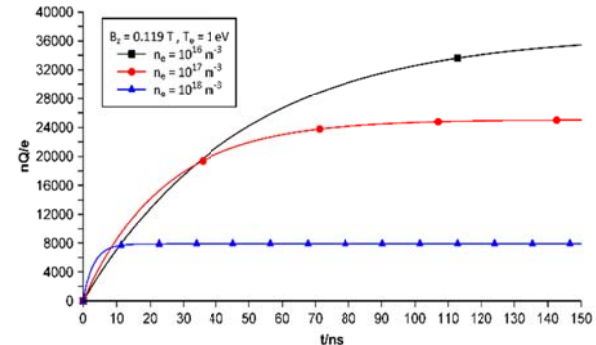
(ب)



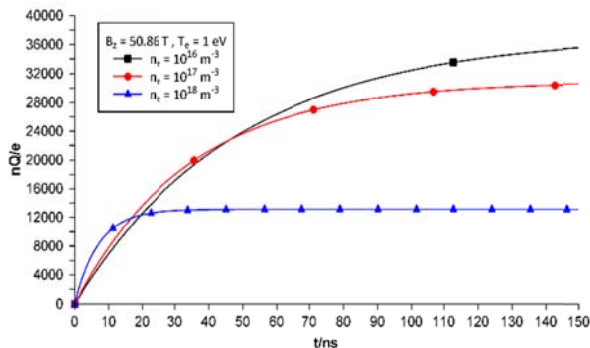
(الف)



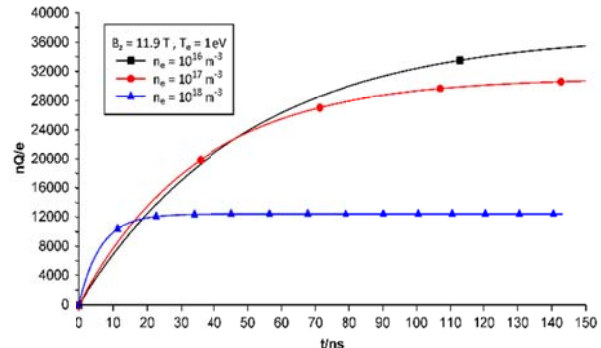
(د)



(ج)

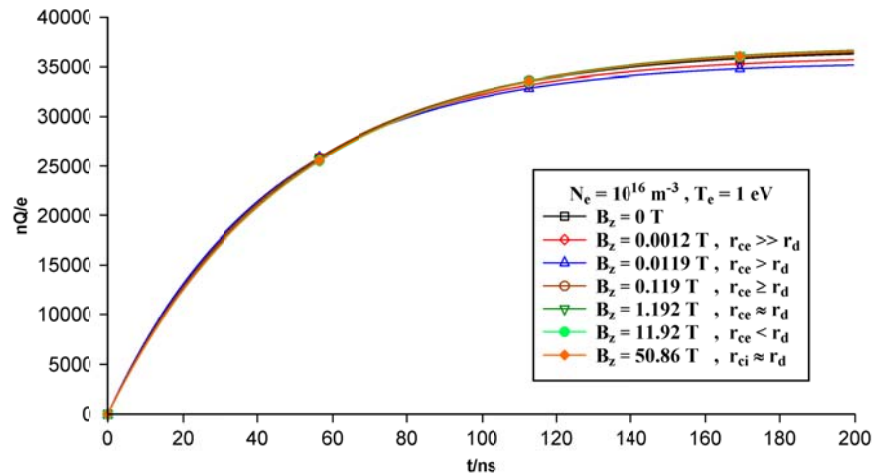


(و)



(ه)

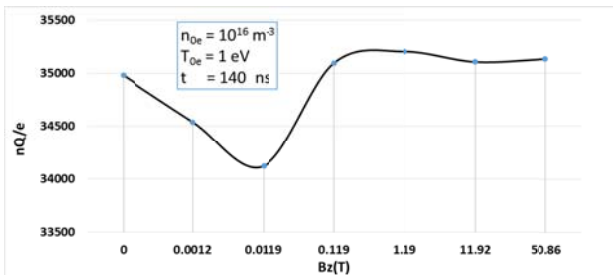
شکل ۲. تحول زمانی بار الکتریکی غبار به ازای چگالی‌های n_e و n_i مختلف، دمای اولیه پلاسما 1 eV و میدان مغناطیسی (الف) $B_z = 0\text{ T}$ (ب) $B_z = 0.0119\text{ T}$ (ج) $B_z = 0.119\text{ T}$ (د) $B_z = 1.19\text{ T}$ (ه) $B_z = 11.9\text{ T}$ (و) $B_z = 50.86\text{ T}$.



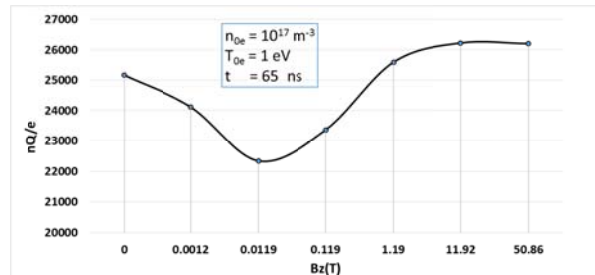
شکل ۳. تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار زمانی که چگالی اولیه پلاسما $N_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ و دمای اولیه الکترونها $T_e = 1 \text{ eV}$ باشد. میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه به صورت مقادیر مختلف $B_z(T) = 0, 0.0012, 0.0119, 0.119, 1.192, 11.92, 50.86 \text{ T}$ در نظر گرفته شده است.

شعاع سیکلوترونی الکترونها و یونها در مقایسه با شعاع جذبی الکترونها توسط ذرات غبار رخ می دهد (سیتویچ و همکاران، ۲۰۰۳). در ساده ترین حالت این شعاع جذبی الکترون توسط ذرات غبار در برخورد مستقیم برابر با شعاع ذره غبار است. همین امر برای شعاع جذبی یون توسط ذرات غبار نیز صادق است.

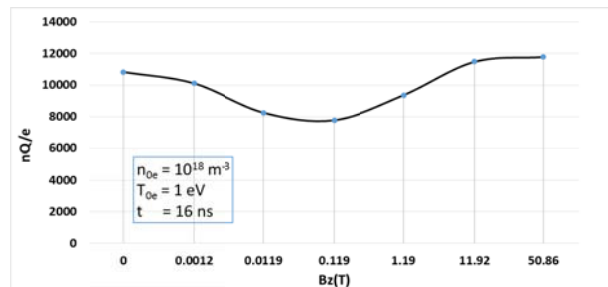
با توجه به شکل ۴ می توان این طور استنباط کرد که با افزایش میدان مغناطیسی از حدی بالاتر زمان رسیدن به حالت اشباع کندتر از اعمال کردن کم میدان یا به طور کلی اعمال نکردن میدان مغناطیسی خارجی است و میزان بار جمع آوری شده توسط ذره غبار و رسیدن به حالت اشباع نیز بیشتر از سایر موارد است. این به دلیل تفاوت نسبت



(ب)



(الف)



(ج)

شکل ۴. تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار در زمان نزدیک به اشباع وقتی که دمای اولیه پلاسما $T_e = 1 \text{ eV}$ و چگالی اولیه الکترونها (الف) $N_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ (ب) $N_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ (ج) $N_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ باشد. میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه به صورت مقادیر مختلف $B_z(T) = 0, 0.0012, 0.0119, 0.119, 1.192, 11.92, 50.86 \text{ T}$ در نظر گرفته شده است.

شروع به مغناطیده شدن می‌کنند بار اشباع کاهش می‌یابد زیرا در این مسیر فقط الکترون‌های پراثری قادرند به غبار برسند و بقیه پس‌زده می‌شوند (از $B=0/0012$ T تا $B=0/119$ T). یعنی با افزایش میدان مغناطیسی به حدی که شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها با شعاع جذب الکترون‌ها توسط ذرات غبار هم‌مرتبه شوند می‌توان فرض کرد الکترون‌های مشارکت‌کننده در باردار کردن ذرات غبار، در مسیر مستقیم به سمت آنها حرکت می‌کنند اما الکترون‌های کم انرژی باز هم در این حالت با نزدیک شدن به ذرات غبار در مسیر عکس منعکس می‌شوند (مانند حالتی که میدانی وجود نداشت و الکترون‌ها معمولاً پراکنده می‌شدند). بار منفی زیادی که ذرات غبار دارند جریانی انعکاسی از الکترون‌ها می‌سازد که در خلاف جهت ولی در امتداد میدان خواهد بود. در این حالت فقط الکترون‌های سریع می‌توانند به سطح ذرات غبار برسند و آنها را باردار کنند. و جریان الکترونی روی سطح غبار به وسیله الکترون‌هایی که با سرعت بیش از سرعت حدی دارند تعیین می‌شود. در این حالت نهایتاً جریان الکترون‌ها به سمت ذرات غبار نسبت به حالت عدم حضور میدان کمتر خواهد شد. به عبارت دیگر اگر میدان مغناطیسی به اندازه کافی بزرگ نباشد به‌طورطوری که شعاع سیکلوترونی یون‌ها در مقابل شعاع جذب یون‌ها توسط ذرات غبار مقدار خیلی بزرگی باشد، یون‌ها توسط ذرات غبار با همان نرخ سابقی که میدان وجود نداشت و با همان سطح مقطع مؤثری که خیلی بزرگ‌تر از سطح مقطع هندسی πa^2 است جذب ذرات غبار می‌شوند. در نتیجه جریان یون‌ها تغییر زیادی نمی‌کند ولی با کاهش جریان الکترونی، بار ذرات غبار کاهش پیدا می‌کند. پس از افزایش بیشتر میدان مغناطیسی مقدار بار اشباع غبار افزایش می‌یابد که در اثر هم‌مرتبه شدن شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها با شعاع غبار است که در نهایت منجر به افزایش برخورد الکترون‌ها با غبار می‌شود (از $B=0/119$ T تا $B=11/92$ T). سپس با افزایش دوباره میدان مغناطیسی و مغناطیده شدن یون‌ها سطح بار غبار ادامه می‌یابد و تغییر

در شکل ۴ میزان بار الکتریکی ذرات غبار در یک‌زمان مشخص که در واقع نزدیک به زمان اشباع است را نمایش می‌دهد. ما این کار را به ازای دمای اولیه الکترون‌ها برابر ۱ الکترون‌ولت و به ازای سه چگالی متفاوت 10^{16} ، 10^{17} و 10^{18} ذره بر مترمکعب انجام دادیم. همچنین حالت‌های مختلف میدان مغناطیسی $50/86$ T، $11/92$ ، $1/192$ ، $0/119$ ، $0/119$ ، $0/0012$ ، $0/0012$ را $B_z(T)=0$ اعمال کردیم. همان‌طور که در شکل ۴ نیز مشخص است در یک‌زمان خاص می‌توان تفاوت در میزان بار غبار را مشاهده کرد. میزان بار اشباع غبار برای چگالی 10^{16} ذره بر مترمکعب در حدود ۲۴ درصد نسبت به چگالی 10^{17} ذره بر مترمکعب و ۶۴ درصد نسبت به چگالی 10^{18} ذره بر مترمکعب بیشتر است. همچنین میزان بار اشباعی برای چگالی 10^{17} ذره بر مترمکعب نسبت به چگالی 10^{18} ذره بر مترمکعب به میزان ۵۳ درصد بیشتر است. این تفاوت در بار اشباعی غبار، میزان تأثیر میدان مغناطیسی بر چگالی‌های متفاوت پلاسما در لایه‌های مختلف اتمسفر زمین را می‌تواند در پی داشته باشد. در حالتی که چگالی ثابت فرض شده باشد باز هم میزان بار اشباع متغیر است. برای توضیح نتایج می‌توان از استدلال سیتویچ و همکاران (۲۰۰۳) استفاده کرد. به‌عنوان مثال، بار اشباع غبار در ابتدا مقدار مشخصی است ($B=0/0$ T). در این حالت به ازای میدان مغناطیسی ضعیف به‌طورطوری که شعاع غبار از شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها کوچک‌تر است تغییرات بار غبار بسیار ناچیز است. فقط الکترون‌های سریع در روند باردار کردن ذرات غبار شرکت می‌کنند و متوسط سطح مقطع برخوردشان کمتر از سطح مقطع هندسی یعنی πa^2 است. همچنین یون‌ها توسط ذرات غبار جذب می‌شوند؛ چراکه سطح مقطع مؤثر آنها از سطح مقطع هندسی یعنی πa^2 خیلی بزرگ‌تر است. در این حالت هر چند که سرعت گرمایی الکترون‌ها در مقایسه با سرعت گرمایی یون‌ها خیلی بیشتر است اما در نهایت با جذب یون‌ها توسط ذرات غبار، تعادل جریان‌های گرمایی رخ می‌دهد. با افزایش میدان مغناطیسی چون الکترون‌ها نیز در این حالت

از ۱۵ نانوثانیه تا ۱۵۰ نانوثانیه متغیر است. با توجه به اینکه زمان رسیدن به حالت بار اشباع غبار از مرتبه چند نانوثانیه است باید مراقب بود که هر گام زمانی در شبیه‌سازی پلاسما غبار کمتر از آن باشد چراکه در بسیاری از کدهای شبیه‌سازی این مسأله رعایت نشده است (لنو و همکاران، ۲۰۱۷). در زمان اشباع، بار غبار دارای بار الکتریکی منفی است زیرا الکترون‌ها با توجه به تحرک بیشتر در این بازه زمانی نقش اصلی در باردار شدن غبار ایفا می‌کنند. مشاهده شد که افزایش میدان لزوماً به معنای افزایش بار اشباع غبار و یا کاهش زمان رسیدن به حالت اشباع نیست. یافتن حد این میدان مغناطیسی که مطمئناً به خصوصیات فیزیکی پلاسما بستگی دارد می‌تواند در بسیاری مسائل فیزیکی و آزمایشگاه به‌عنوان مثال در شرایط پلاسما جو زمین و میان ستاره‌ای مفید و راه‌گشا باشد. همچنین به‌منظور ساده‌سازی، شکل فرضی برای ذرات غبار به‌صورت کروی در نظر گرفته شده است که در عالم واقعیت می‌توان هر شکل و اندازه‌ای را متصور بود. همچنین انجام شبیه‌سازی در حالت سه‌بعدی امکانات بیشتری جهت بررسی میزان قطبیدگی ذرات غبار و پتانسیل برهمکنشی اطراف ذره با پلاسما را خواهد داد. نتایج این شبیه‌سازی می‌تواند در مدل‌های شبیه‌سازی آینده که در رابطه با ترابرد غبار و تأثیر آن بر کل پلاسما جو است مورد استفاده قرار گیرد.

مراجع

- Allen, J. E. 1992, Probe theory - the orbital motion approach. *Physica Scripta*, 45, 497-503.
- Birdsall, C. K. and Bridges, W. B. 1961, Space-Charge Instabilities in Electron Diodes and Plasma Converters. *Journal of Applied Physics*, 32, 2611-2618.
- Birdsall, C. K. and Fuss, D. 1969, Clouds-in-Clouds, Clouds-in-Cells Physics for Many-Body Plasma Simulation. *Journal of Computational Physics*, 135, 141-148.
- Birdsall, C. K. and Langdon, A. B. 2004, Plasma physics via computer simulation, CRC press.
- Buneman, O. 1959, Dissipation of Currents in Ionized Media. *Physical Review*, 115, 503-

زیادی نمی‌کند (از $B=11/92 T$ تا $B=50/86 T$). برای میدان مغناطیسی بزرگی که در آن حالت، شعاع سیکلوترونی یون‌ها در مقایسه با شعاع ذرات غبار کوچک‌تر باشد جریان‌های الکترونی و یونی هر دو تغییر می‌کنند و الکترون‌ها همگی در باردار کردن ذرات غبار شرکت می‌کنند. جریان یونی کمتر خواهد شد و در نتیجه بار ذرات غبار بیشتر می‌شود. این مسأله به‌خاطر سهم نبودن یون‌ها در مرحله اشباع غبار است زیرا در آن زمان تحرک یون‌ها بسیار ناچیز است. این اثر را می‌توان به ازای چگالی کمتر، بهتر مشاهده کرد.

۵. نتیجه‌گیری

تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند باردار شدن ذرات غبار مورد بحث و بررسی قرار گرفت. کد شبیه‌سازی ذره در سلول ارتقاء یافته جهت شبیه‌سازی غبار پلاسمایی فضای جو زمین مورد استفاده قرار گرفت. ما فرآیند باردار شدن ذرات غبار و پیش‌بینی زمان رسیدن به حالت اشباع و میزان بار اشباع غبار را در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی توضیح دادیم. زمان رسیدن به حالت بار اشباع غبار نسبت به چگالی اولیه پلاسما و شعاع ذرات غبار رابطه معکوسی دارد. به‌طور کلی می‌توان گفت شعاع غبار، چگالی ذرات غبار و پلاسما و اندازه میدان مغناطیسی رابطه غیر خطی با زمان اشباع و میزان بار اشباع غبار دارند. مشاهده شد با توجه به سه چگالی متفاوت پلاسمایی که در نظر گرفتیم زمان رسیدن به حالت اشباع

517.

- Chutov, Y. I. and Goedheer, W. J. 2003, Dusty radio frequency discharges in argon, *IEEE transactions on plasma science* 31, 606-613.
- Filipic, G. 2008, Principles of "Particle in cell" simulations. University of Ljubljana. Faculty for mathematics and physics.
- Goree, J. 1994, Charging of particles in a plasma. *Plasma Sources Science and Technology*, 3, 400-406.
- Hockney, R. and Eastwood, J. 1988, Computer Simulation Using Particles, Boca Raton, CRC Press.
- Kalita, D., Kakati, B., Saikia, B. K., Bandyopadhyay, M. and Kausik, S. S. 2015,

- Effect of magnetic field on dust charging and corresponding probe measurement. *Physics of Plasmas*, 22, 113704.
- Krashennikov, S. I., Smirnov, R. D. and Rudakov, D. L. 2011, Dust in magnetic fusion devices. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 53, 083001.
- Liu, Z., Wang, D. and Miloshevsky, G. 2017, Simulation of dust grain charging under tokamak plasma conditions. *Nuclear Materials and Energy*, 12, 530-535.
- Thomas, E., Merlino, R. L. and Rosenberg, M. 2012, Magnetized dusty plasmas: the next frontier for complex plasma research. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 54, 124034.
- Tsyтович, V. N., Sato, N. and Morfill, G. E. 2003, Note on the charging and spinning of dust particles in complex plasmas in a strong magnetic field. *New Journal of Physics*, 5, 43-43.
- Verboncoeur, J. P., Langdon, A. B. & Gladd, N. T. 1995, An object-oriented electromagnetic PIC code. *Computer Physics Communications*, 87, 199-211.
- Whipple, E. C. 1981, Potentials of surfaces in space. *Reports on Progress in Physics*, 44, 1197-1250.

Particle Simulation of the Effect of a Strong Magnetic Field on Dust Particle Charging in the Earth's atmosphere plasma

Davari Dolatabadi, H.^{1*} and Farrokhi, B.²

1. Ph.D. Student, Department of Physics, Faculty of science, Arak University, Arak, Iran

2. Professor, Department of Physics, Faculty of science, Arak University, Arak, Iran

(Received: 18 Feb 2019, Accepted: 1 Oct 2019)

Summary

The electric charge of dust particles plays an important role in the study of laboratory plasma, atmosphere plasma, and interplanetary plasma. Often, dust particles are present naturally in space plasma and some laboratory devices. Sometimes they are added to the system as desired in the laboratory for the production of dusty crystalline plasma or to study the dusty plasma behavior. This type of plasma consists of neutral atoms, ions, electrons, and dust particles. Dust particles are usually made of ice, silica, carbon, metal conductors, with different dielectrics, and their sizes range from a few hundred nanometers to several millimeters. The mass of these particles, in comparison with the electron and ion mass, makes it possible to observe many of the dynamic effects of the dusty plasma over a millisecond or longer. The study of how these particles are charged and the effect of their electrical potentials on the plasma properties, has always been a matter of interest. The dust particles are initially without charge, but after a while, with the collision of the electrons and the ions with the dust layer (most of the particles stick to the dust after contact) they become electrically charged. The behavior of dust particles, electrons, and ions in plasma is different in the presence or absence of a magnetic field, and research in this field is of great interest.

Almost all laboratories use a magnetic field to control the plasma and enclose it. The use of a static magnetic field and a magnetic field caused by electromagnetic waves (variable with location and time) is also common. Theoretical, empirical, and simulated study of dusty plasma has a relatively long history. The use of computer simulation method is very popular due to its vast and inexpensive facilities (compared to empirical experiments).

The code of particle-in-cell (PIC) simulation was used to simulate dusty plasma and the effect of magnetic field on the process of dust particle charging by plasma particles under earth's atmosphere plasma conditions. The electric field was self-consistently solved from the Poisson equation. Electron-neutral elastic scattering, excitation and ionization processes were modeled by Monte Carlo collision methodology. The effects of the difference in the initial density of the plasma and the different magnetic field were simulated. During dust particle charging, the time to reach saturation and saturation load were compared. It was observed that increasing the magnetic field does not necessarily mean that the charge of the dust particles was increased or that the time to reach the saturated state was reduced. Finding the limit of this field, which certainly depends on the physical properties of the plasma, can be useful in some issues, for example, in earth's atmosphere or laboratory plasma conditions. It was observed that, depending on the initial density of the plasma, the time to reach the saturated state varied from 15 nanoseconds to 150 nanoseconds. The time to reach the saturated state is inversely proportional to the initial density of the plasma and the radius of dust particles. Also, the results of this simulation can be used in future simulation models that focus on the transportation of dust particles and their effects on the entire plasma.

Keywords: Dusty plasma, electric charging, particle in cell method (PIC), earth atmosphere's plasma, magnetic field.

*Corresponding author:

h_davary@yahoo.com