

Particle Simulation of the Effect of Strong Magnetic Field on the Charging of Dust Particles under Plasma Fusion Conditions of Tokomak's Wall

Hadi Davari*, Bijan Farrokhi

Atomic and Molecular Division, Physics Department, Faculty of Science, Arak University, Arak, Iran

Received: 07.03.2018 Final revised: 01.07.2019 Accepted: 26.06.2019

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14919](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14919)

Abstract

Using the particle-in-cell method, the behavior of the dusty plasma under plasma fusion conditions of Tokomak's wall and the effect of the magnetic field on the process of dusty plasma particles were simulated and examined. The electric field is self-consistently solved from Poisson's equation. Electron-neutral elastic scattering, excitation, and ionization processes are modeled using Monte-Carlo collision method. The effect of the difference in the initial density of the plasma and the different magnetic field was simulated, and their results were compared together. The time to reach the saturation state and the amount of the saturated charge were obtained in the process of charging dust particles. It was observed that increasing the magnetic field does not necessarily mean an increase in the charge of dust particles or a decrease in the time to reach the saturation state. 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 plasma fusion conditions and labs. Some of the limitations of current theoretical models in the interaction of dust particles and plasma and the gap in the current empirical and theoretical approaches are described in the study of dust in fusion devices.

Keywords: dusty plasma, particle in cell method, external magnetic field, fusion, Tokomak's wall

شبیه‌سازی ذره‌ای تأثیر میدان مغناطیسی قوی بر باردارشدن ذرات غبار در

شرایط پلاسمای همجوشی دیواره‌های توکامک

هادی داوری*، بیژن فرخی

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه اراک، اراک، کد پستی 3815688348، ایران

دریافت: 1397/12/17 ویرایش نهائی: 1398/04/10 پذیرش: 1398/04/05

Doi: [10.22055/JRMBS.2019.14919](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2019.14919)

چکیده

در این مقاله قصد داریم نقش ذرات غبار در دستگاه‌های همجوشی مغناطیسی را بررسی کنیم. با استفاده از روش ذره در سلول رفتار پلاسمای غبارآلود در شرایط پلاسمای همجوشی دیواره‌های توکامک و تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند باردارشدن ذرات غبار توسط ذرات پلاسما را شبیه‌سازی و مورد بررسی قرار دادیم. واکنش برخوردی الکترون‌ها با ذرات پلاسما و غبار شامل یونیزاسیون، برانگیختگی و برخورد کشسان فرض کردیم. تأثیر تفاوت در چگالی اولیه پلاسما و میدان مغناطیسی متفاوت، شبیه‌سازی و نتایج آن‌ها را باهم مورد مقایسه قرار دادیم. 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 همجوشی و آزمایشگاه مفید و راه‌گشا باشد. برخی از محدودیت‌های مدل‌های نظری فعلی در برهم‌کنش غبار و پلاسما و شکاف در رویکردهای تجربی و نظری کنونی در مطالعه غبار در دستگاه‌های همجوشی توضیح داده شده است. همچنین نتایج این شبیه‌سازی می‌تواند در مدل‌های شبیه‌سازی آینده که در رابطه با ترابرد ذرات غبار و تأثیر آن بر کل پلاسما تمرکز دارد مورد استفاده قرار گیرد.

کلیدواژه‌گان: پلاسمای غبارآلود، شبیه‌سازی ذره در سلول (PIC)، بار الکتریکی غبار، میدان مغناطیسی

مقدمه

و یون موجب می‌شود که بتوان بسیاری از آثار دینامیکی پلاسمای غبارآلود را در گستره زمانی میلی‌ثانیه و بیشتر مشاهده کرد [1]. مطالعه چگونگی باردارشدن این ذرات و تأثیر پتانسیل الکتریکی ناشی از آن روی ویژگی پلاسما همواره مورد توجه بوده است [2]. رفتار ذرات غبار، الکترون‌ها و یون‌های موجود در پلاسما در حضور میدان مغناطیسی و بدون میدان متفاوت بوده و پژوهش در این زمینه مورد توجه بسیاری است [3-5]. در سال‌های اخیر علاقه به نقش ذرات غبار در پلاسمای همجوشی به‌طور قابل توجهی افزایش یافته است [11-6]. این مسئله بیشتر به‌خاطر اتفاقات شناخته‌شده مرتبط

اغلب در پلاسمای جو و بعضی از دستگاه‌های آزمایشگاهی، ذرات غبار به‌طور طبیعی وجود دارد. گاهی نیز به‌طور خودخواسته در آزمایشگاه برای تولید کریستال پلاسمای غبارآلود و یا مطالعه رفتار پلاسمای غبارآلود، این ذرات به‌سیستم 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

* نویسنده مسئول: h_davary@yahoo.com



تخلیه پالس طولانی در ال-اچ-دی⁶ [19] و تورسوپرا⁷ [20,21] نشان داده شده است که خروج خودبه‌خود ذرات غبار از دیواره‌ها، که خود ناشی از تشکیل مناطق داغ است منجر به توقف تخلیه می‌شود و این می‌تواند یک مشکل عملیاتی برای تخلیه پالس طولانی 400 ثانیه در ایتر به وجود آورد. نقش مهم منطقه داغ در تولید ذرات غبار نیز در توکامک ایست⁸ [22] و همچنین اثر افزایش نرخ تولید ذرات غبار به خاطر افزایش طول پالس تخلیه در تریام-ام⁹ نیز مشاهده شد [23].

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 پلاسماهای غبارآلود 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) علاقه‌مندان بسیاری دارد. استفاده از کامپیوتری که بتواند در زمانی کوتاه مکان، تکانه و انرژی¹⁰ 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 [24].

به‌عنوان اولین مدل برای شبیه‌سازی ذرات پلاسما در شرایط الکترواستاتیک می‌توان از بونمن [25] در زمینه محاسبه افت جریان در محیط یونیده شده و همچنین بردسال [26] در مطالعه ناپایداری دیوده‌های الکترونی و مدل‌های پلاسمایی نام برد. در این مدل‌های یک‌بعدی برای محاسبه میدان‌ها از سلول (مش) استفاده نمی‌کردند. نخستین مرتبه برگر [27] در یک بعد و

با دیواره‌های توکامک ایتر² و برای توسعه راکتورهای همجوشی آینده است. در حال حاضر نگرانی اصلی ایتر در مورد ذرات غبار مربوط می‌شود: به‌مسائل ایمنی به‌علت فعالیت شیمیایی ذرات غبار، احتباس و پرتوزایی تریتیوم، که می‌تواند روند صدور مجوز فعالیتش را پیچیده کند [12,13] و تخریب احتمالی ناشی از حضور ذرات غبار در لوله‌های تشخیصی آشکارسازها [14]. در حال حاضر برای وجود ذرات غبار در سطوح گرم لوله‌ها حد مشخصی تعیین شده است که در برخی از حوادث ممکن است حتی منجر به انفجار و آسیب دستگاه شود، به‌عنوان مثال حداکثر وزن مجاز کربن 6 کیلوگرم و یا در صورت عدم حضور کربن 11 کیلوگرم برلیوم و 230 کیلوگرم تنگستن تخمین زده می‌شود [15]. با این حال، هر دو نتایج تجربی در تولید ذرات غبار، تحرک و انتقال در دستگاه‌های موجود و پیش‌بینی نظری انجام‌شده برای ایتر بسیار نامطمئن هستند و نیاز به مطالعات گسترده بیشتری دارند.

در عملیات عادی دستگاه‌های همجوشی (توکامک و استرالیاتور) ذرات غبار عمدتاً در ناحیه پلاسماهای کناره دیواره‌ها دیده می‌شود. البته دانه‌های بزرگ غبار هم می‌توانند به عمق هسته نفوذ کنند، اما در هر دو حالت، حضور ذرات غبار، می‌تواند باعث تضعیف تابش و ایجاد اختلال در عملیات همجوشی گردد. به‌عنوان مثال، در توکامک تکستور³ [16] یک رابطه مستقیم بین ظاهر تصویر ذرات غبار گرفته شده توسط دوربین سریع و افزایش سیگنال تابش ناخالص مشاهده شد. همچنین نتیجه آزمایش‌ها در جت⁴ نشان می‌دهد که ذرات غبار ممکن است یک عنصر مهم در تشکیل ساختار مارفی⁵ باشد [17,18]. در این موارد، حضور ذرات غبار به توقف کار همجوشی منجر نشد اما در آزمایش با

⁶ LHD (Large Helical Device)

⁷ WEST (formerly Tore Supra)

⁸ EAST

⁹ TRIAM-1M

² ITER

³ TEXTOR

⁴ JET (Joint European Torus)

⁵ MARFE

الکترون از سطح غبار به دلیل وجود پرتوهای پرانرژی نور، بار خالص روی غبار مثبت و $\varphi_s > 0$ شود. ما در اینجا به خاطر شرایط محیطی و اثر ناچیز آن بر نتایج صرف نظر کردیم. 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 [33]:

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

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

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

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

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

که در آن z_i مرتبه یونش یون‌ها، T_i دمای یون، T_e دمای الکترون، k_B ثابت بولتزمن 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 5 در معادله 6 به ترتیب برای پتانسیل منفی و مثبت خواهیم داشت:

هاکنی [28] در دو بعد از شبکه سلول‌ها در پلاسما استفاده کردند. پس از آن در الگوریتم‌ها از بار نقاط روی شبکه و درونیابی میدان استفاده شده است. همچنین بردسال [29] طرح‌های درونیابی مرتبه بالاتر را برای کاهش اختلالات زمینه (نوفه) در شبیه‌سازی مورد استفاده قرارداد.

باردارشدن ذرات غبار

بار الکتریکی ذرات غبار نقش مهمی در مطالعه پلاسماهای آزمایشگاهی، پلاسماهای جو و پلاسماهای بین سیاره‌ای دارد. ذرات غبار در ابتدا 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 [6]. یکی از روش‌های متداول دنبال کردن مسیر حرکت الکترون و یون تحت تأثیر نیروهای مختلف در پلاسما، تعیین سطح مقطع برخورد و سرانجام محاسبه بار الکتریکی غبار در شرایط تعادل است که اصطلاحاً به آن حرکت مداری محدود¹⁰ می‌گویند [30,31].

معادلات اساسی

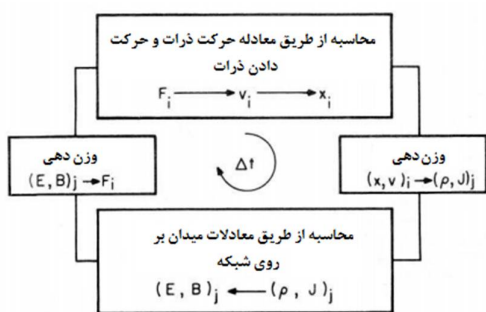
با فرض رسانا و کروی بودن غبار، پتانسیل الکتریکی سطح غبار φ_s از طریق ظرفیت خازنی کره رسانا $C = Q/\varphi_s$ به بار الکتریکی وابسته است که در آن $C = 4\pi\epsilon_0 r_d$ ظرفیت غبار کروی است [32]. اغلب الکترون‌ها به سبب سبکی و دمای بالاتر در مقایسه با یون‌ها، برخورد بیشتری با ذره غبار داشته و موجب بار الکتریکی منفی برای ذره غبار ($\varphi_s < 0$) می‌شود. ممکن است با در نظر گرفتن سایر عوامل مانند گسیل

¹⁰ OML (Orbital-Motion-Limited)

بدون میدان مغناطیسی و همچنین در حضور میدان مغناطیسی مطالعه می‌شود.

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 $+e$ به‌ازای هر یون و $-e$ به‌ازای هر الکترون تغییر می‌کند. شکل 1 طرح چرخه محاسباتی را نشان می‌دهد [36].



شکل 1. چرخه محاسباتی ذره در سلول (PIC) [36]

برنامه کامپیوتری مورد استفاده در این پژوهش بر پایه توسعه کد دوبعدی الکترومغناطیسی اوپیک¹ و ربنکوئر² و ربنکوئر² است [37]. در کد جدید دینامیک ذره غبار

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

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

روابط 7 و 8 تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار را نشان می‌دهد [34].

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:

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

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

که در آن E_e ، E_i انرژی الکترون‌ها و یون‌ها در واحد الکترون ولت می‌باشد. این سطح مقطع‌ها از پایستگی 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 به جرم الکترون یا یون نزدیکتر است، $\ln \Lambda \sim 10$ به‌عنوان لگاریتم کولومبی، e_α و e_β به‌عنوان بار الکتریکی ذرات E_α و به‌عنوان انرژی ذرات الکترونی یا یونی در واحد الکترون ولت می‌باشد [35].

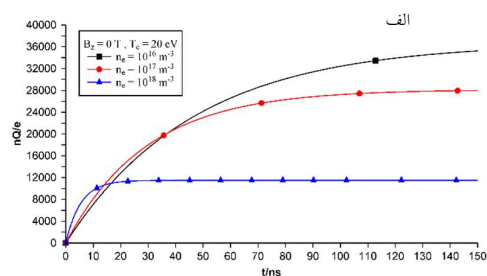
در این مقاله به کمک شبیه‌سازی ذره در سلول دوبعدی مکان و سه‌بعدی سرعت، دینامیک باردارشدن ذره غبار

² Verboncoeur

¹ OOPIC (Object-Oriented-Particle-In-Cell)

خارجی، الکترون‌ها به‌عنوان ذرات با تحرک بیشتر، سریع‌تر از یون‌ها می‌توانند در تبادل بار الکتریکی با غبار شرکت کنند. با افزایش چگالی الکترون (افزایش تعداد در واحد حجم) احتمال برخورد الکترون‌ها و غبار افزایش می‌یابد و لذا غبار در زمان کوتاه‌تری به بار اشباع می‌رسد. شکل 2 این تغییرات را نشان می‌دهد.

تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار به‌عنوان تابعی از زمان در شکل‌های 2 و 3 نمایش داده شده است. در شکل 2 زمانی که میدان مغناطیسی خارجی صفر باشد و چگالی اولیه الکترون‌ها 10^{16} ، 10^{17} و 10^{18} ذره بر مترمکعب باشد، افزایش چگالی الکترون‌ها باعث افزایش تعداد ذرات در واحد حجم مسئله شده و با افزایش تعداد الکترون‌ها احتمال برخورد بین الکترون‌ها و ذرات غبار افزایش می‌یابد که نهایتاً باعث سریع‌تر شدن زمان رسیدن به حالت اشباع ذرات غبار می‌شود. همچنین این سریع‌تر به تعادل رسیدن موجب می‌شود 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. به‌عنوان مثال در شکل 2 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.



به‌منظور شبیه‌سازی پلاسمای غبارآلود قرار داده شده است. الگوریتم برخورد ذرات با یکدیگر از نوع شبیه‌سازی مونت‌کارلو با مسیرهای تصادفی است. در این مقاله از پلاسمای آرگون در فشار یک میلی‌تور¹ استفاده شده است. محیط شبیه‌سازی شامل شبکه دو بعدی 2×2 است ($N_x = N_y = 32$)، طول و عرض سلول $2/66$ mm، چگالی ذرات در شروع شبیه‌سازی $n_i = n_e = 10^{16}$ ذره بر مترمکعب، یون‌ها در دمای اتاق 300 درجه کلوین (0,026 eV) و دمای الکترون‌ها 20 الکترون‌ولت 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 شبیه‌سازی از مرتبه 10^{-12} ثانیه و بسیار کوچک‌تر از مقیاس زمانی الکترون‌ها (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 می‌کند. ما در این مقاله با در نظر گرفتن میدان‌های مغناطیسی متفاوت (با در نظر گرفتن نسبت شعاع سیکلوترونی ذره به شعاع ذره غبار) مقایسه خوبی از شرایط مختلف موجود در پلاسما همجوشی به دست آوردیم.

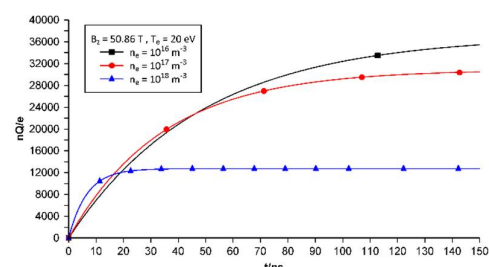
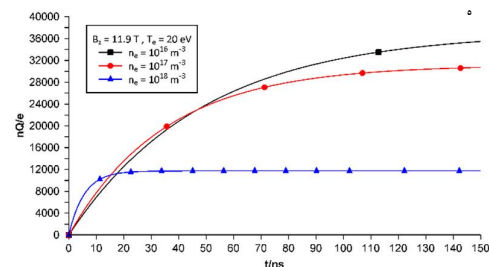
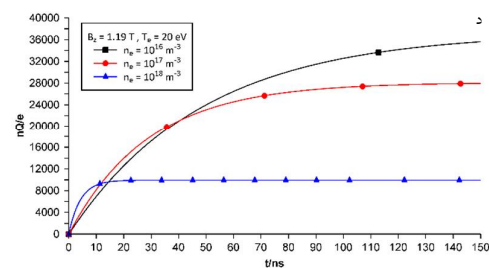
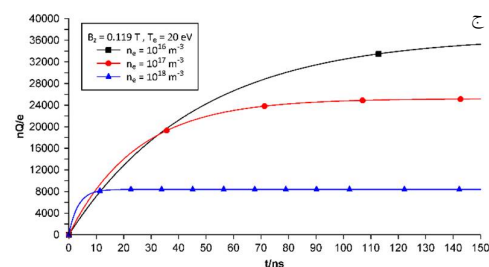
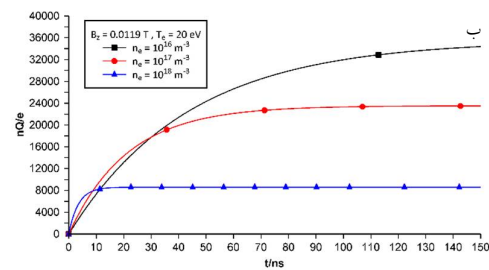
بحث در نتایج

نتایج حاصل از شبیه‌سازی نشان می‌دهد که با افزایش چگالی زمان باردار شدن غبار و رسیدن به بار اشباع کوتاه‌تر می‌شود. در حالت عدم حضور میدان مغناطیسی

¹ Milli-Torr (mTorr)

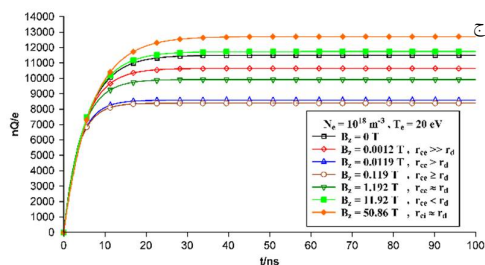
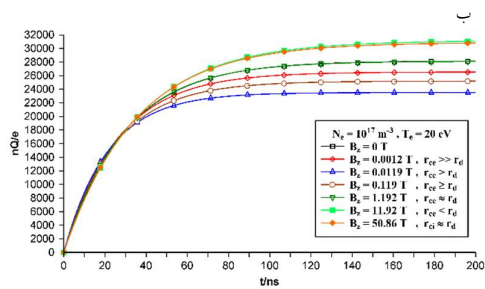
باشد در شکل 3 رسم شده است. با توجه به نسبت شعاع لارمور ذرات الکترونی نسبت به شعاع دمای پلاسما غبار آلود نتایج متفاوتی در رسیدن به حالت تعادل چه از نظر مقدار بار اشباع و چه از نظر زمان رسیدن به حالت تعادل حاصل می‌شود که نتایج آن برای دمای اولیه الکترون‌ها برابر 20 الکترون‌ولت رسم و مشخص شده است.

همچنین در پلاسما با چگالی اولیه یکسان، با در نظر گرفتن زمان مشخصی از فرآیند باردار کردن ذرات غبار مثلاً نزدیک به زمان اشباع بار غبار با اعمال میدان مغناطیسی مختلف مقادیرش متفاوت حاصل شده است. در شکل 5 در یک زمان خاص می‌توان تفاوت در میزان باردار شدن ذرات غبار را مشاهده کرد که در ابتدا مقادیرش نسبتاً زیاد است و با افزایش میدان کاهش می‌یابد و پس از افزایش بیشتر میدان مغناطیسی مقدار آن دوباره افزایش می‌یابد. به‌ازای میدان مغناطیسی ضعیف به‌طوری‌که 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 چرا که 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 به‌حدی 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 کم‌انرژی باز هم در این حالت با نزدیک



شکل 2. تحول زمانی بار الکتریکی غبار به‌ازای چگالی‌های n_i ، n_e مختلف، دمای اولیه پلاسما 20 eV و میدان مغناطیسی الف: $B_z = 0$ T؛ ب: $B_z = 0.019$ T؛ ج: $B_z = 0.119$ T؛ د: $B_z = 1.19$ T؛ ه: $B_z = 11.9$ T؛ و: $B_z = 50.86$ T

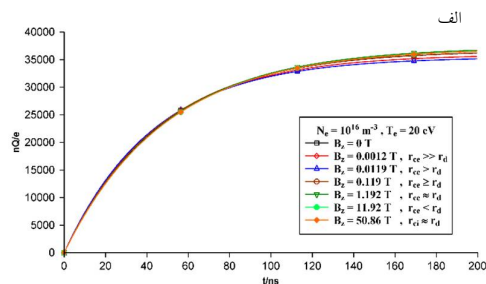
تحول زمانی بار ذرات غبار وقتی چگالی الکترون‌ها مقدار ثابتی باشد ولی میدان عمود بر صفحه ذرات متغیر



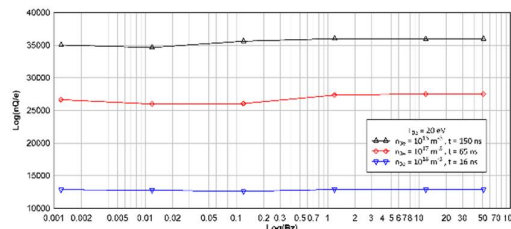
شکل 3. تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار زمانی که دمای اولیه الکترون‌ها بیست الکترون-ولت و چگالی اولیه پلاسما الف: $N_e = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ ب: $N_e = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ ج: $N_e = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ باشد. میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه به صورت مقادیر مختلف، $B_z = 0, 0.0012, 0.0119, 0.119, 1.192, 11.92, 50.86 \text{ T}$ در نظر گرفته شده است.

با توجه به شکل 5 می‌توان این‌طور استنباط کرد که با افزایش میدان مغناطیسی از حدی بالاتر زمان رسیدن به حالت اشباع کندتر از اعمال نمودن کم میدان یا به‌طور کلی اعمال ننمودن میدان مغناطیسی خارجی است و میزان بار جمع‌آوری شده توسط ذره غبار و رسیدن به حالت اشباع نیز بیشتر از سایر موارد است. این به‌خاطر تفاوت نسبت شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها و یون‌ها در مقایسه با شعاع جذبی الکترون‌ها توسط ذرات غبار اتفاق می‌افتد [2]. در ساده‌ترین حالت این شعاع جذبی الکترون‌ها توسط ذرات غبار در برخورد مستقیم برابر با شعاع ذره غبار است. همین امر برای شعاع جذبی یون توسط ذرات غبار نیز صادق است.

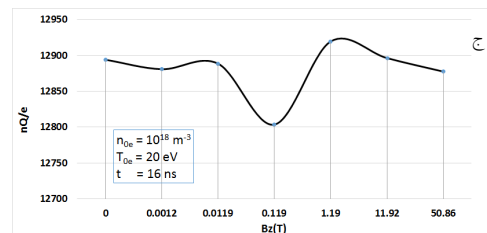
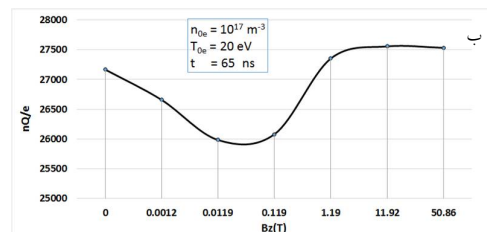
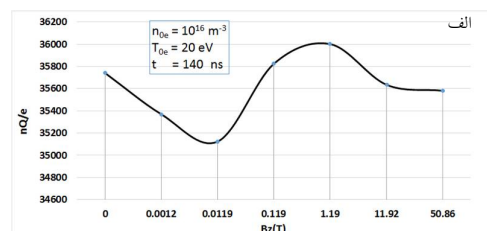
شدن به ذرات غبار در مسیر عکس منعکس می‌شوند (مانند حالتی که میدانی وجود نداشت و الکترون‌ها معمولاً پراکنده می‌شدند). بار منفی زیادی که ذرات غبار دارند جریانی انعکاسی از الکترون‌ها می‌سازد که در خلاف جهت ولی در امتداد میدان خواهد بود. در این حالت فقط الکترون‌های سریع می‌توانند به سطح ذرات غبار برسند و 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 به طوری 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. 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 [2].



میزان بار غبار را مشاهده کرد. میزان بار اشباع غبار برای چگالی 10^{16} ذره بر مترمکعب در حدود 23 درصد نسبت به چگالی 10^{17} ذره بر مترمکعب و 64 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 53 درصد بیشتر است. این تفاوت در بار اشباعی غبار، میزان تأثیر میدان مغناطیسی بر چگالی‌های متفاوت پلاسما در کناره‌های توکامک را می‌تواند در پی داشته باشد. در حالتی که چگالی ثابت فرض شده باشد بازهم میزان بار اشباع متغیر است. به‌عنوان مثال در شکل 5، بار اشباع غبار در ابتدا زیاد است ($B=0.0$ T). به‌ازای میدان مغناطیسی ضعیف به‌طوری‌که شعاع غبار از شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها کوچکتر است تغییرات بار غبار بسیار ناچیز است. با افزایش میدان مغناطیسی چون الکترون‌ها نیز در این حالت شروع به‌مغناطیده شدن می‌کنند بار اشباع کاهش می‌یابد زیرا در این مسیر فقط الکترون‌های پرانرژی قادرند به‌غبار برسند و بقیه پس‌زده می‌شوند (از $B=0.0012$ T تا $B=0.119$ T). پس از افزایش بیشتر میدان مغناطیسی مقدار بار اشباع غبار افزایش می‌یابد که در اثر هم‌رتبه شدن شعاع سیکلوترونی الکترون‌ها با شعاع غبار است که در نهایت منجر به‌افزایش برخورد الکترون‌ها با غبار می‌گردد (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 زیادی نمی‌کند (از $B=11.92$ T تا $B=50.86$ T). این مسئله به‌خاطر سهیم نبودن یون‌ها در مرحله اشباع غبار است زیرا در آن زمان تحرک یون‌ها بسیار ناچیز است. این اثر را می‌توان به‌ازای چگالی کمتر، بهتر مشاهده کرد. نتایج ما با نتایج قبلی به‌دست آمده هم‌خوانی خوبی دارد [2].



شکل 4. تحول بار الکتریکی ذرات غبار در زمان نزدیک به‌اشباع به‌ازای دمای اولیه الکترون‌ها برابر 20 الکترون-ولت و چگالی متفاوت 10^{16} ، 10^{17} و 10^{18} ذره بر مترمکعب. میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه به‌صورت مقادیر مختلف $B_z(T) = 0, 0.0012, 0.0119, 0.119, 1.119, 11.92, 50.86$ T در نظر گرفته شده است.



شکل 5. تحول زمانی بار الکتریکی ذرات غبار در زمان نزدیک به‌اشباع وقتی که دمای اولیه پلاسما $T_e = 20$ eV و چگالی اولیه الکترون‌ها الف: $N_e = 10^{16} m^{-3}$ ب: $N_e = 10^{17} m^{-3}$ ج: $N_e = 10^{18} m^{-3}$ باشد. میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه به‌صورت مقادیر مختلف $B_z(T) = 0, 0.0012, 0.0119, 0.119, 1.119, 11.92, 50.86$ T در نظر گرفته شده است.

در شکل‌های 4 و 5 میزان بار الکتریکی ذرات غبار در یک‌زمان مشخص که در واقع نزدیک به‌زمان اشباع است را نمایش می‌دهد. همان‌طور که در شکل 4 نیز مشخص است در یک‌زمان خاص می‌توان تفاوت در

نتیجه گیری کلی

تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند باردارشدن ذرات غبار مورد بحث و بررسی قرار گرفت. کد شبیه‌سازی ذره در سلول ارتقا یافته جهت شبیه‌سازی پلاسمای همجوشی دیواره‌های توکامک مورد استفاده قرار گرفت. ما فرآیند باردارشدن ذرات غبار و پیش‌بینی زمان رسیدن به حالت اشباع و میزان بار اشباع غبار را در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی توضیح دادیم که با نتایج قبلی سازگاری خوبی دارد [34]. مشاهده شد با توجه به سه چگالی متفاوت پلاسمایی که در نظر گرفتیم زمان رسیدن به حالت اشباع از 15 نانوثانیه تا 150 نانوثانیه متغیر است. زمان رسیدن به حالت بار اشباع غبار نسبت به چگالی اولیه پلاسما و شعاع ذرات غبار رابطه معکوسی دارد. 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 پلاسمای غبار کمتر از آن باشد چراکه در بسیاری از کدهای شبیه‌سازی این مسئله رعایت نشده است [34]. در زمان اشباع، بار غبار دارای بار الکتریکی منفی است زیرا الکترون‌ها با توجه به تحرک بیشتر در این بازه زمانی نقش اصلی در باردارشدن 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 مفید و راه‌گشا باشد. به عنوان مثال در شرایط پلاسمای همجوشی، ذرات غبار می‌توانند رادیواکتیو و دارای عناصر سمی باشند که با نفوذ به داخل هسته توکامک‌ها باعث قطع جریان دشارژ پلاسما شوند. همچنین به منظور ساده‌سازی، شکل فرضی برای ذرات غبار به صورت 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.

مرجع‌ها

- [1] E. Thomas, R.L. Merlino, M. Rosenberg, Design Criteria for the Magnetized Dusty Plasma eXperiment, *IEEE Transactions on Plasma Science* **41** (2013) 811-815.
- [2] V.N. Tsytovich, N. Sato, G.E. Morfill, Note on the charging and spinning of dust particles in complex plasmas in a strong magnetic field, *New Journal of Physics* **5** (2003) 43-43.
- [3] D. Kalita, B. Kakati, B.K. Saikia, M. Bandyopadhyay, S.S. Kausik, Effect of magnetic field on dust charging and corresponding probe measurement, *Physics of Plasmas* **22** (2015) 113704.
- [4] M. Salimullah, I. Sandberg, P.K. Shukla, Dust charge fluctuations in a magnetized dusty plasma, *Phys Rev E Stat Nonlin Soft Matter Phys* **68** (2003) 027403.
- [5] E. Thomas, R.L. Merlino, M. Rosenberg, Magnetized dusty plasmas: the next frontier for complex plasma research, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **54** (2012) 124034.
- [6] S.I. Krasheninnikov, R.D. Smirnov, D.L. Rudakov, Dust in magnetic fusion devices, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53** (2011) 083001.
- [7] S.I. Krasheninnikov, A.Y. Pigarov, R.D. Smirnov, M. Rosenberg, Y. Tanaka, D.J. Benson, et al., Recent progress in understanding the behavior of dust in fusion devices, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **50** (2008) 124054.
- [8] J. Winter, Dust in fusion devices—a multi-faceted problem connecting high- and

- [18] A. Murari, T. Edlington, A. Alfier, A. Alonso, Y. Andrew, G. Arnoux, et al., Innovative diagnostics for ITER physics addressed in JET, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **50** (2008) 124043.
- [19] K. Saito, T. Mutoh, R. Kumazawa, T. Seki, Y. Nakamura, N. Ashikawa, et al., ICRF long-pulse discharge and interaction with a chamber wall and antennas in LHD, *Journal of Nuclear Materials* **363-365** (2007) 1323-1328.
- [20] B. Pégourié, C. Brosset, E. Tsitrone, A. Beauté, S. Brémond, J. Bucalossi, et al., Overview of the deuterium inventory campaign in Tore Supra: Operational conditions and particle balance, *Journal of Nuclear Materials* **390** (2009) 550-555.
- [21] A. Ekedahl, J. Bucalossi, Y. Corre, E. Delchambre, G. Dunand, O. Meyer, et al., Analysis of radiative disruptions in RF-heated Tore Supra plasmas using infrared imaging, *Journal of Nuclear Materials* **390-391** (2009) 806-809.
- [22] M. Tang, J.S. Hu, J.G. Li, Y.F. Li, G. Morfill, N. Ashikawa, Recent researches on dust in EAST and HT-7 tokamaks, *Journal of Nuclear Materials* **415** (2011) S1094-S1097.
- [23] K. Sasaki, K. Hanada, N. Nishino, M. Tokitani, N. Yoshida, K.N. Sato, et al., The observation of dust behavior in TRIAM-1M, *Journal of Nuclear Materials* **363-365** (2007) 238-241.
- [24] G. Filipič. Principles of Particle in cell simulations. in University of Ljubljana. Faculty for mathematics and physics. [Online] http://mafija.fmf.uni-lj.si/seminar/files/2007_2008/Seminar2.pdf. 2008.
- [25] O. Buneman, Dissipation of Currents in Ionized Media, *Physical Review* **115** (1959) 503-517.
- [26] C.K. Birdsall, W.B. Bridges, Space-Charge Instabilities in Electron Diodes and Plasma Converters, *Journal of Applied Physics* **32** (1961) 2611-2618.
- [27] P. Burger, Theory of Large-Amplitude low-temperature plasma physics, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46** (2004) B583-B592.
- [9] J.P. Sharpe, D.A. Petti, H.W. Bartels, A review of dust in fusion devices: Implications for safety and operational performance, *Fusion Engineering and Design* **63-64** (2002) 153-163.
- [10] G. Federici, C.H. Skinner, J.N. Brooks, J.P. Coad, C. Grisolia, A.A. Haasz, et al., Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors, *Nuclear Fusion* **41** (2001) 1967-2137.
- [11] J. Winter, Dust in fusion devices - experimental evidence, possible sources and consequences, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **40** (1998) 1201-1210.
- [12] J.P. Girard, W. Gulden, B. Kolbasov, A.J. Louzeiro-Malaquias, D. Petti, L. Rodriguez-Rodrigo, Summary of the 8th IAEA Technical Meeting on Fusion Power Plant Safety, *Nuclear Fusion* **48** (2008) 015008.
- [13] J.P. Girard, P. Garin, N. Taylor, J. Uzan-Elbez, L. Rodríguez-Rodrigo, W. Gulden, ITER, safety and licensing, *Fusion Engineering and Design* **82** (2007) 506-510.
- [14] Y. Shimomura, ITER and plasma surface interaction issues in a fusion reactor, *Journal of Nuclear Materials* **363-365** (2007) 467-475.
- [15] J. Roth, E. Tsitrone, A. Loarte, T. Loarer, G. Counsell, R. Neu, et al., Recent analysis of key plasma wall interactions issues for ITER, *Journal of Nuclear Materials* **390-391** (2009) 1-9.
- [16] M. Rubel, M. Cecconello, J.A. Malmberg, G. Sergienko, W. Biel, J.R. Drake, et al., Dust particles in controlled fusion devices: morphology, observations in the plasma and influence on the plasma performance, *Nuclear Fusion* **41** (2001) 1087-1099.
- [17] S. Hong, W. Kim, Y. Oh, *On the Spherical Dusts in Fusion Devices*. KSTAR Team (2010).

Oscillations in the One-Dimensional Low-Pressure Cesium Thermionic Converter, *Journal of Applied Physics* **36** (1965) 1938-1943.

[28] R. Hockney, J. Eastwood, *Computer Simulation Using Particles*, CRC Press, Boca Raton, (1988).

[29] C.K. Birdsall, D. Fuss, Clouds-in-Clouds, Clouds-in-Cells Physics for Many-Body Plasma Simulation, *Journal of Computational Physics* **135** (1997) 141-148.

[30] J.E. Allen, Probe theory - the orbital motion approach, *Physica Scripta* **45** (1992) 497-503.

[31] J.E. Allen, R.L.F. Boyd, P. Reynolds, The Collection of Positive Ions by a Probe Immersed in a Plasma, *Proceedings of the Physical Society. Section B* **70** (1957) 297-304.

[32] E.C. Whipple, Potentials of surfaces in space, *Reports on Progress in Physics* **44** (1981) 1197-1250.

[33] J. Goree, Charging of particles in a plasma, *Plasma Sources Science and Technology* **3** (1994) 400-406.

[34] Z. Liu, D. Wang, G. Miloshevsky, Simulation of dust grain charging under tokamak plasma conditions, *Nuclear Materials and Energy* **12** (2017) 530-535.

[35] Y.I. Chutov, W.J. Goedheer, Dusty radio frequency discharges in argon, *IEEE transactions on plasma science* **31** (2003) 606-613.

[36] C.K. Birdsall, A.B. Langdon, *Plasma physics via computer simulation. Series in Plasma Physics*, CRC press (2004).

[37] J.P. Verboncoeur, A.B. Langdon, N.T. Gladd, An object-oriented electromagnetic PIC code, *Computer Physics Communications* **87** (1995) 199-211.