

تأثير تراكيز وأحجام جسيمات الغبار على مَعْلَمَات الانتقال الالكتروني في بلازما

الآركون للتردُادات الراديوية

نبهان عبدالكريم حمدون¹ ، علاء يوسف يعقوب²

جامعة الموصل / كلية التربية للعلوم الصرفة / قسم الفيزياء

¹nabhanabdul@gmail.com , ²alaa.yaaqub@yahoo.com

تاريخ قبول البحث : 2015 / 3 / 8

تاريخ استلام البحث : 2014 / 12 / 8

الملخص

تم إفتراض أنموذج حركي من خلاله أجرينا دراسة لحالتين من بلازما غاز الآركون (Ar) :الأولى حالة التفريغ التوهجي الراديوي (RF) للبلازما النظيفة والثانية في البلازما المغبرة بجسيمات الغبار ويستند هذا النموذج على حل معادلة بولتزمان الإنتقالية الإلكترونية عددياً باستخدام طريقة العنصر المحدد (FEM) إذ تم حساب دالة التوزيع الطاقى للألكترونات (EEDF) وسرعة الإنجراف الألكتروني (V_d) ومدى تأثير تراكيز وأحجام جسيمات الغبار النانوية عليها وكانت قوة المجال المختزلة (E/N) عند حساب (EEDF) و(V_d) ضمن المدى (200-50)Td ومدى طاقة الالكترونات (0.005-30)eV ، أوضحت النتائج أن الغبار في البلازما يزيد من قيم سرعة الإنجراف الألكتروني .

الكلمات الدالة : البلازما المغبرة ، معادلة بولتزمان الأنتقالية ، دالة التوزيع الطاقى للألكترونات ، معلمات الانتقال

الألكتروني



The effect of the concentrations and sizes of dust particles on the parameters of the electronic transition in the plasma Alarcon for Radio Frequencies

¹Nabhan A. Hamdon , ²Alaa Y. Yakub

Mosul University, College of science, Physics Dept.

¹nabhanabdul@gmail.com , ²alaa.yaaqub@yahoo.com

Received date : 8 / 12 / 2014

Accepted date : 8 / 3 / 2015

ABSTRACT

In this study, the assumption kinetic model, and through him we conducted study of two cases of plasma gas Alarcon (Ar) : the first case of radio glow discharge (RF) in pristine plasma and the second dusty plasma by dust particles and this model is based on solving the equation of Boltzmann transitional electronic numerically using Finite Element Method (FEM) as was the energy distribution function of electrons account (EEDF) and the drift velocity and the impact of concentrations and sizes of dust nanoparticles it was reduced field strength (E/N) at the expense of (EEDF) and (V_d) within the range (50-200)Td and the extent of energy electrons (0.005-30) eV, results showed that the dust in the plasma increases the drift velocity values.

Keywords: Dusty plasma, Boltzmann equation, EEDF, Electron transport parameters

1. المقدمة (Introduction)

ان البلازما المُعبرة أولية الكثير من الإهتمام في الآونة الأخيرة بسبب التطبيق الواسع لها في المجال التكنولوجي كتسريع التفاعلات الكيميائية وتصنيع المواد النانوية وغيرها من التطبيقات الصناعية الأخرى [1,2] .

ركزت الدراسات على التفريغ التوهجي (DC) و الراديوي (RF) والموجات المايكروية (MW) نتيجةً لإهمية هذه المجالات في عملية الترسيب لطبقة رقيقة (thin film) أو الطلاء البلازمي ... الخ . ان معرفة طبيعة وسلوك بلازما التفريغ التوهجي يكون من خلال حساب دالة التوزيع الطاقى للإلكترونات (EEDF) ومعلمات الانتقال الألكترونية [3,4,5]

في هذه الدراسة افترضنا أنموذج حركي يُحاكي التفريغ التوهجي الراديوي (RF) لبلازما الأركون المُعبرة ، تم ذلك من خلال حل مُعادلة بولتزمان الإنتقالية وضمن التوافقات الكروية ولحالتين من البلازما المذكورة وتحت ضغط واطىء ولغاز ضعيف التأين . النموذج المفترض لإيجاد (EEDF) يكون تحت تأثير مدى لقوة المجال المختزلة (E/N) (200-50 Td).

2. الاعتبارات النظرية (Theoretical development)

1.2. صياغة الأنموذج (Model formulation)

سنتناول في البداية مُعادلة بولتزمان الإنتقالية والتي تعدّ الأساس للأنموذج الحركي المُفترض في هذه الدراسة وكذلك آلية وخطوات حل الأنموذج الحركي باستخدام طريقة العنصر المُحدد (FEM) العددية والتي من خلالها سوف نتوصل لدالة التوزيع الطاقى للإلكترونات (EEDF) كدالة لطاقة الإلكترون كونها المفتاح الرئيس للحصول على بقية معلّقات الانتقال الإلكتروني (Electron transport parameters) كسرعة الأنجراف الألكتروني.

1.1.2 معادلة بولتزمان الإنتقالية (BTE) : Boltzmann's transport equation

سلوك الألكترونات المُتفاعلة مع جزيئات الغاز تخضع لمعادلة حركية تُمثل وصفاً إحصائياً لتوزيع الألكترونات في الفضاءات المُختلفة (المكانية ، الزمانية ، السرعة ، الطاقية) وهي معادلة بولتزمان الإنتقالية (BTE) وتعطى معادلة بولتزمان بشكلها العام كالآتي [6] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \cdot \nabla_r f + \bar{a} \cdot \nabla_v f = \left. \frac{df}{dt} \right|_{coll} = S^{elas} + \sum_m S_m^{inelas} + S_{e-e} + S_{e-ion} \dots\dots\dots(1)$$

حيث f : هي دالة التوزيع الإلكتروني والتي تصف الإلكترونات في ستة أبعاد لفضاء الطور فضلاً عن الزمن
 \bar{v} : مُتجه سرعة الإلكترون ، \bar{a} : مُتجه تعجيل الإلكترونات بسبب بعض

القوة المسلطة والتي تُساوي $-\frac{e\bar{E}}{m_e}$ ، ∇_r, ∇_v : هُما الإنحدار في الإحداثيات السُرعية والمكانية على التوالي . الطرف

الأيمن من المعادلة (1) والذي تمثلها المُشتقة الكلية $\left. \frac{df}{dt} \right|_{coll}$ تُعبر عن التغير الزمني في عدد الألكترونات المغادرة

والداخلية إلى النظام ضمن فضاء الطور . في حين أن الحد الأول من الطرف الأيسر من المعادلة تمثلها المُشتقة الجُزئية

التي تُعبر عن التغير الزمني في عدد الإلكترونات لنقطة في فضاء الطور . أما الحد الثاني والثالث من الطرف

الأيسر فأولهما يمثل حد الإنتشار والثاني يمثل حد الإنجراف نتيجة وجود المجال الكهربائي. في الحقيقة الحل التحليلي

لمعادلة (1) في الحالة العامة صعب للغاية ، لذلك نحن بحاجة لتبسيط هذه المعادلة للحصول على صيغة تتماشى مع

متطلبات الأ نموذج الحركي المفترض لذا سوف نضع التقريبات الآتية :

1- نفترض أن الغاز متجانس موضعياً لذلك فإن f تكون دالة لـ v, t فقط ، أي أن $f(\bar{r}, \bar{v}, t) = f(\bar{v}, t)$ ، حيث

أن $\nabla_r f = 0$ مما يدل بأنه ليس هناك إنحدار في المجال الكهربائي أو في كثافة الألكترون ، وعليه تُصبح المُعادلة

(2.16) بالشكل الآتي :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{a} \cdot \nabla_v f = \left. \frac{df}{dt} \right|_{coll} = S^{elas} + \sum_m S_m^{inelas} + S_{e-e} + S_{e-ion} \dots\dots\dots(2)$$

2- بشكلٍ عام تُصنف التفاعلات (التصادمات) إلى مرنة وغير مرنة فضلاً عن تفاعلات (e-e) و (e-ion) وعليه

نفترض أن الجهة اليمنى للمعادلة (1) هي لغاز ضعيف التأين (Weakly ionized gas) ، وتحت الضغوط الواطئة

(Low pressure) ، لذلك يُصبح بالإمكان إهمال تصادمات (e-e) و (e-ion) وتصادمات الإلكترون الفائقة

المرونة ، فتصبح المُعادلة (2) كما يأتي :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{a} \cdot \nabla_v f = \frac{df}{dt} \Big|_{coll} = S^{elas} + \sum_m S_m^{inelas} \dots\dots\dots(3)$$

على فرض أن $\frac{df}{dt} \Big|_{coll} = S [f]$ لتبسيط شكل المعادلة ، عليه تُصبح المعادلة (3) بالشكل الآتي :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{a} \cdot \nabla_v f = S [f] \dots\dots\dots(4)$$

3- إستخدام تقريب الحدين لمعادلة بولتزمان الإنتقالية :

تعدّ طريقة تقريب الحدين (Two Term Approximation) من الطرائق الشائعة ، والتي من خلالها بالإمكان

إيجاد مفكوك دالة التوزيع الإلكتروني و يمكن تمثيلها وبشكل ملانم من خلال مُتعددة حدود ليجندرا [7]:

$$f(v, t, \theta) \approx \text{Re} \left[\sum_n \sum_k f_{nk}(v, t) p_n(\cos(\theta)) e^{jk\alpha t} \right] \dots\dots\dots(5)$$

حيث أن $f_{nk}(v, t)$: مُعامل التوسيع لدالة التوزيع و $p_n(\cos(\theta))$: مُتعدد حدود ليجندرا و (θ) : هي الزاوية المحصورة بين المجال (E) والسرعة (v) .

k : إذا كانت قيمته $(0=)$ فإن $f_{nk}(v, t)$ تكون حقيقية (Real) وإذا كانت قيمته $(0 <)$ فإن $f_{nk}(v, t)$ تكون مُعقدة (Complex) والحالة الأخيرة تُشير الى تأخر الطور للإلكترون المنتقل ويُطبق حينما يكون المجال الكهربائي المُسلط بترددات راديوية (RF) .

وهنا يجدر القول بأن هذا التقريب يرتكز من الدرجة الأولى على تعويض دالة التوزيع بالحدود الأولى من علاقة التوافق الكروي (5) والتي تُعطى بالشكل الآتي :

$$f(v, t, \theta) \approx \text{Re} \left[f_0(v, t) + f_1(v) (\cos(\theta)) e^{j\alpha t} \right] \dots\dots\dots(6)$$

$$\left. \begin{aligned} f(v, t, \theta) &\approx f_0(v, t) + \text{Re} \left[f_1(v) (\cos(\theta)) e^{j\alpha t} \right] \\ f(v, t, \theta) &\approx f_0(v, t) + (\cos(\theta)) \text{Re} \left[\tilde{f}_1(v) e^{j\alpha t} \right] \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots(7)$$

وبأستخدام العلاقة [8] :

$$f_1(v, t) = \text{Re} \left[\tilde{f}_1(v) e^{j\omega t} \right] \dots\dots\dots(8)$$

تصبح المعادلة (7) بالشكل الآتي :

$$f(v, t, \theta) \approx f_0(v, t) + (\cos(\theta))f_1(v, t) \dots\dots\dots(9)$$

وتحت إعتبار ان الإلكترونات تُعاني انحرافات وتغيرات كبيرة في اتجاهها خلال عملية التصادمات نتيجةً لصغر كتلتها مقارنةً بكتلة ذرات الغاز او الجزيئات فإن دالة التوزيع السُرعي للإلكترونات تكون غير مُعتمِدة على اتجاه السُرعة (\vec{v}) .
وعليه يمكن إعادة كتابة المعادلة (9) بالشكل الآتي وتُسمى تقريب الحدين [7] :

$$f(v, t) \approx f_0(v, t) + f_1(v, t) \frac{\vec{v}}{v} \dots\dots\dots(10)$$

وإستناداً على تقريب الحدين يمكن إعادة صياغة مُعادلة بولتزمان إلى مُعادلتين مُنفصلتين ، حيث الأولى بدلالة حد التصادم الذي يكون بدلالة الجزء المُتناظر لدالة التوزيع (f_0) ، والأخرى بدلالة حد التصادم الذي يكون بدلالة الجزء غير المُتناظر لدالة التوزيع (f_1) . ويتم ذلك بمرحلتين بعد تعويض المعادلة (10) في (4)، حيث ينتج :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\vec{a}}{3} \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} (v^2 f_1) = S [f_0] \dots\dots\dots(11)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \vec{a} \frac{\partial f_0}{\partial v} = - \nu_m(v) f_1 \dots\dots\dots(12)$$

والآن نحول المعادلة (11) والمعادلة (12) من فضاء السُرع ($v - space$) إلى فضاء الطاقة ($\epsilon - space$) وذلك باستخدام مُعامل التحويل بين (v) و (ϵ) وكالآتي [8]:

$$\epsilon = \frac{1}{2e} m_e v^2 \dots\dots\dots(13)$$

$$\gamma = \left(\frac{2e}{m_e} \right)^{1/2} \text{ نفرض أن}$$

$$v = \gamma \epsilon^{1/2} \dots\dots\dots(14)$$

ولغرض تحويل دالة التوزيع $f(v)$ من فضاء السرعة $(v - space)$ إلى فضاء الطاقة $(-space)$ ، نضرب دالة التوزيع السُرعي بالمقدار $(2\pi \gamma^3)$ ليتم تحويلها بذلك الى دالة الإحتمالية لطاقة الإلكترون $(g_p(\epsilon))$ ووفقاً لعلاقة التحويل الآتية [8]:

$$g_p(\epsilon) = 2\pi \gamma^3 f(v) \dots\dots\dots(15)$$

وعليه تُصبح المعادلتين (11) و (12) بالشكل الآتي :

$$\frac{\partial g_{p_0}}{\partial t} - \frac{\gamma}{3} \epsilon^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon E \cdot g_{p_1}) = S [g_{p_0}] \dots\dots\dots(16)$$

$$\frac{\partial g_{p_1}}{\partial t} - E \gamma \epsilon^{1/2} \frac{\partial g_{p_0}}{\partial \epsilon} = -\nu_m(\epsilon) g_{p_1} \dots\dots\dots(17)$$

حيث تُمثل المعادلة (16) الشكل الأول لمعادلة بولتزمان بدلالة حد التصادم والتي تكون بدلالة الجزء المُتناظر لدالة الاحتمالية (g_{p_0}) والمتمثلة في الطرف الأيمن من المعادلة .

وُتمثل المعادلة (17) الشكل الآخر لمعادلة بولتزمان بدلالة حد التصادم والذي يكون بدلالة الجزء غير المُتناظر لدالة الاحتمالية (g_{p_1}) والمتمثلة في الطرف الأيمن من المعادلة.

1-نفترض الحالة المُستقرة (steady state) للإلكترونات في الغاز المُعرض لمجال كهربائي مُتناوب (AC) مُنظم (uniform) وبتردد راديوي (RF) ، يُعطى فيه المجال الكهربائي وفق ما تقدم بالشكل الآتي $E(t) = \text{Re}[\tilde{E} e^{j\omega t}]$ ، حيث إن:

\tilde{E} : شدة المجال الكهربائي الراديوي RF .

ω : تُمثل التردد الزاوي للمجال الكهربائي الراديوي RF وتأخذ القيمة $(2\pi \times 13.56 \text{MHz})$.

ووفق هذه الحالة يكون (g_{p_0}) غير مُعتمدة على الزمن وبذلك يمكن جعل :

$$\frac{\partial g_{p_0}}{\partial t} = 0 \dots\dots\dots(18)$$

بينما الجزء غير المُتناظر لدالة الاحتمالية (g_{p_1}) في ظل المجال الكهربائي ذو التردد الراديوي يُعطى بالشكل الآتي

: [8]

$$g_{p_1}(t) = \text{Re}[\tilde{g}_{p_1} e^{j\omega t}] \dots\dots\dots(19)$$

وبتعويض المُعادلات (18) و (19) في شكلي معادلتني بولتزمان المُعطاة في المُعادلتين (16) و (17) على التوالي ،

يُنْتِج :

$$-\frac{1}{2} \text{Re} \left[\frac{\gamma}{3} \epsilon^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \epsilon} (\epsilon \tilde{E}^* \cdot \tilde{g}_{p_1}) \right] = S [g_{p_0}] \dots\dots\dots(20)$$

علماً ان $E \cdot g_{p_1} = \frac{1}{2} \text{Re} [\tilde{E}^* \cdot \tilde{g}_{p_1}]$ ، حيث ان \tilde{E}^* يُمثل المُرافق العُدي لـ \tilde{E} [8].

$$\tilde{g}_{p_1} = \frac{\tilde{E}}{(j\omega + \nu_m)} \gamma \epsilon^{1/2} \frac{\partial g_{p_0}}{\partial \epsilon} \dots\dots\dots(21)$$

بتعويض المعادلة (21) في (20) نحصل على [9] :

$$-\frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\left(\frac{|\tilde{E}|}{N} \right)^2 \frac{\sigma_m(\epsilon) \epsilon}{2(\sigma_m^2(\epsilon) + Q^2)} \frac{\partial g_{p_0}}{\partial \epsilon} \right) = \frac{1}{N} S_0 \dots\dots\dots(22)$$

$$\left(\frac{\omega}{N \gamma \epsilon^{1/2}} \right) = Q \text{ إذ ان}$$

المُعادلة (22) تُمثل الأنموذج الحركي المُعتمد في هذا البحث ، إذ تُمثل الجهة اليُمنى من المُعادلة حد التصادمات

المُعتمدة على طاقات الإلكترونات المُختلفة والتي تُعطى بالشكل الآتي $(S_0 = \epsilon^{1/2} S [g_{p_0}] = S^{elas} + \sum_m S_m^{inelas})$

وعليه سنتناول الآن مُختلف عمليات التصادم للإلكترون مع الجُسيمات المُتعادلة التي تُمثلها حد التصادمات في المُعادلة

(22) وبالشكل الآتي:

2.1.2 حدود التصادم المرنة وغير المرنة [8]: Elastic & Inelastic collision terms

a. حد التصادم المرن (S^{elas}) : Elastic collision term

$$S^{elas} = \frac{\partial}{\partial \epsilon} \left[\frac{2m_e}{m_i} N \sigma_m(\epsilon) \gamma \epsilon^2 g_{p_0}(\epsilon) \right] \dots\dots\dots(23)$$

b. حد التصادم غير المرن (S^{inelas}) ويشمل :

1) حد التصادم للتهيج (S_{ex}) : Excitation collision term

$$S_{ex} = -N \gamma \left[\sigma_{ex}^{ea}(\epsilon) \epsilon g_{p_0}(\epsilon) - \sigma_{ex}^{ea}(\epsilon + \epsilon_{ex})(\epsilon + \epsilon_{ex}) g_{p_0}(\epsilon + \epsilon_{ex}) \right] \dots\dots\dots(24)$$

2) حد التصادم للتأين (S_{iz}) : Ionization collision term

$$S_{iz} = -N \gamma \left[\sigma_{iz}^{ea}(\epsilon) \epsilon g_{p_0}(\epsilon) - 4\sigma_{iz}^{ea}(2\epsilon + \epsilon_{iz})(2\epsilon + \epsilon_{iz}) g_{p_0}(2\epsilon + \epsilon_{iz}) \right] \dots\dots(25)$$

وهنا تجدر الإشارة إلى ذكر حدود التصادم الخاصة بوجود جسيمات الغبار (S_{ed}) في حالة البلازما المُعبرة ويمكن تمثيلها بالشكل الآتية :

$$S_{ed} = S_{ed}^e + S_{ed}^c \dots\dots\dots(26)$$

$$S_{ed} = N_d \gamma \left[\frac{\partial}{\partial \epsilon} \left(\frac{2m_e}{m_d} \sigma_{ed}^e(\epsilon) \epsilon^2 g_{p_0}(\epsilon) \right) - \sigma_{ed}^c(\epsilon) \epsilon g_{p_0}(\epsilon) \right] \dots\dots\dots(27)$$

ويمكن حساب قيم المقاطع العرضية الخاصة بجسيمات الغبار (σ_{ed}^e) و (σ_{ed}^c) وفقاً للعلاقات الآتية :

$$\sigma_{ed}^e = \pi r_d^2 \left(\frac{-e\phi_s}{\epsilon} \right)^2 \cdot \exp\left(\frac{2r_d}{\lambda_D} \right) \cdot \ln\left(\frac{\lambda_D T_e}{r_d (-e\phi_s)} \right) \dots\dots\dots(28)$$

إذ أن λ_D : يُمثل بعد ديبياي ويُعطى بالعلاقة :

$$\lambda_D = \left[4\pi e \left(\frac{n_e}{T_e} + \frac{n_i}{2E_0} \right) \right]^{-1/2} \dots\dots\dots(29)$$

$$\sigma_{ed}^c = \begin{cases} \pi r_d^2 (1 + e\phi_s / \epsilon) & \text{for } \epsilon \geq -e\phi_s \\ 0 & \text{for } \epsilon < -e\phi_s \end{cases} \dots\dots\dots(30)$$

وبذلك يُصبح الشكل النهائي لمعادلة بولتزمان الإنتقالية الألكترونية في البلازما النظيفة تحت تأثير مجال كهربي متناوب بتردد راديوي RF بالشكل الآتي بعد تعويض معادلات حدود التصادم (23) و (24) و (25) و (27) في (22) ومن أجل التمهيد لحل المعادلة الناتجة من ذلك عددياً فإنه يجب تبسيطها وتحويلها إلى شكل يُمكن من خلاله استخدام طريقة

العنصر المُحدد (FEM) ويتم ذلك بوضع :

$$C1 = \frac{1}{3} \left(\frac{|\tilde{E}|}{N} \right)^2, \quad C2 = \frac{2m_e}{m_i}, \quad C3 = \frac{m_e}{m_d}, \quad C4 = \frac{\omega}{N\gamma}$$

$$\because Q = \frac{\omega}{N\gamma\epsilon^{1/2}} \Rightarrow \therefore Q = \frac{C4}{\epsilon^{1/2}}$$

وبفتح $g_{p_0}(\epsilon + \epsilon_{ex})$ و $g_{p_0}(2\epsilon + \epsilon_{iz})$ باستخدام متسلسلة تايلر وحساب الحدين الأولين فقط ، إذ نحصل

على الصيغة الآتية :

$$g''_{p_0}(\epsilon) + p(\epsilon)g'_{p_0}(\epsilon) + q(\epsilon)g_{p_0}(\epsilon) = 0 \dots\dots\dots(31)$$

وتُصبح مُعادلة الأنموذج الحركي الناتجة على وفق ما ذُكر في الفقرة أعلاه ، بالشكل الآتي:

$$g''_{p_0}(\epsilon) = - \left[\frac{(\sigma_m^2 + 2Q^2)}{(\sigma_m^2 + Q^2)\epsilon} + \frac{2C2(\sigma_m^2 + Q^2)\epsilon}{C1} + \frac{2(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ex}^{ea}\epsilon_{ex}}{C1\sigma_m} + \frac{2(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ex}^{ea}\epsilon_{ex}^2}{C1\sigma_m\epsilon} \right. \\ \left. + \frac{8(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{iz}^{ea}\epsilon_{iz}}{C1\sigma_m} + \frac{8(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{iz}^{ea}\epsilon_{iz}^2}{C1\sigma_m\epsilon} + \frac{N_d}{N} \frac{4C3(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ed}^e\epsilon}{C1\sigma_m} \right] g'_{p_0}(\epsilon) \\ - \left[\frac{4C2(\sigma_m^2 + Q^2)}{C1} + \frac{2(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ex}^{ea}\epsilon_{ex}}{C1\sigma_m\epsilon} + \frac{6(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{iz}^{ea}}{C1\sigma_m} + \frac{8(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{iz}^{ea}\epsilon_{iz}}{C1\sigma_m\epsilon} \right. \\ \left. + \frac{N_d}{N} \frac{8C3(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ed}^e}{C1\sigma_m} - \frac{N_d}{N} \frac{2(\sigma_m^2 + Q^2)\sigma_{ed}^c}{C1\sigma_m} \right] g_{p_0}(\epsilon) \dots\dots\dots(32)$$

Numerical solution : 2.2 الحل العددي باستخدام طريقة العناصر المحددة :

طريقة العناصر المحددة (Finite Element Method) هي طريقة عددية للمساعدة في حل المسائل الفيزيائية التي يتم وصفها باستخدام المعادلات التفاضلية أو التكاملية. إن هذه الطريقة تعطينا حلاً تقريبياً للمسألة إذ إن مجال المسألة يتم تقطيعه إلى عناصر محددة وإن هذه العناصر ترتبط ببعضها عن طريق نقاط تسمى بالعقد (Nodes). إن عملية تجميع العناصر تسمى شبكة العناصر المحددة (Finite Element Mesh) والتي يتم تمثيلها بنظام من المعادلات الجبرية يتم حلها لإيجاد المجاهيل عند العقد . فإننا يمكننا ان نكتب المصفوفة الرئيسة للأنموذج في (32) بشكل نظام من معادلة جبرية خطية، وبالشكل الآتي [10]:

$$[A][g_p] - [B] = 0 \dots\dots\dots(33)$$

وباستخدام طريقة كاوس للحذف يمكننا من إيجاد دالة الإحتمالية لطاقة الإلكترونات g_p كما في المعادلة الآتية :

$$g_p = A^{-1}B \dots\dots\dots(34)$$

وباستخدام علاقة التحويل الآتية سوف نحصل على دالة التوزيع الطاقى للإلكترونات $g(\epsilon)$:

$$g(\epsilon) = \sqrt{\epsilon} g_p(\epsilon) \dots\dots\dots(35)$$

3.2 معاملات الحشد الألكتروني :

بمجرد الحصول على (EEDF) يمكننا حساب عدد من معاملات النقل الألكتروني في البلازما النظيفة والمغبرة ولمدى واسع لقيم قوة المجال المختزلة (E/N) تتراوح ضمن المدى (200-50) Td ، إذ يتم حساب سرعة الإنجراف الألكتروني بالشكل الآتي [9] :

$$V_d = -\frac{\gamma \tilde{E}}{3N} \int_0^{\infty} \epsilon \frac{\sigma_m}{\sigma_m^2 + Q^2} \frac{\partial g(\epsilon)}{\partial \epsilon} d\epsilon \dots\dots\dots(36)$$

3. النتائج والمناقشة (The Results and Discussion)

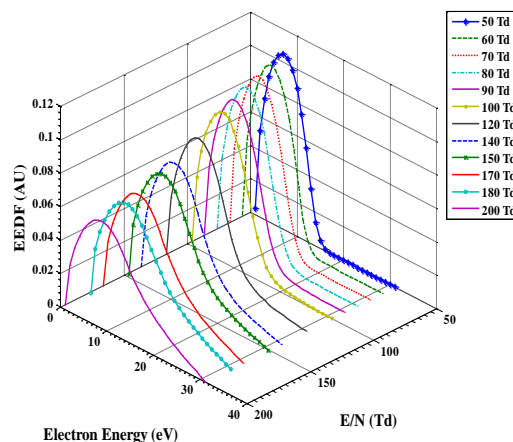
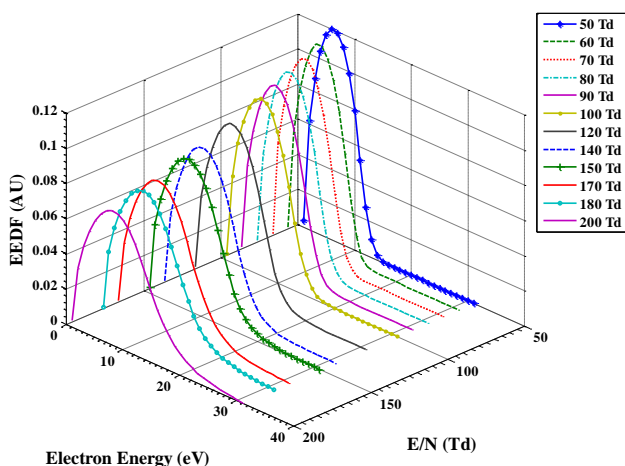
الأشكال (1) و (2) توضح بشكلٍ عام دوال التوزيع الطاقية للألكترونات (EEDF's) في بلازما الآركون (Ar) النظيفة والمُعبرة كدالة لطاقة الألكترونات (ϵ) ، إذ تُظهر تأثير الملوثات (الجسيمات العُبارية) التي تعمل على تزييف دالة التوزيع الطاقية عند قيم الطاقات العالية باتجاه الطاقات الواطئة حيث تقوم الجسيمات العُبارية على امتصاص الألكترونات ذات الطاقات العالية مما تُقلل من مُعدلات التصادم الألكتروني لجميع العمليات والتي تمتلك طاقات عتبة عالية وخاصةً معاملات التأين [11] في حين يُلاحظ أن الـ (EEDF) المُعبرة في منطقة الطاقات الواطئة أكبر من الـ (EEDF) النظيفة بسبب زيادة التردد التصادمي الكلي (Total collision frequency) عند الطاقات الواطئة نتيجة لوجود تصادمات الزخم الإنتقالي (Total momentum transfer) (e-d) مما يتسبب بزيادة عدد الكثرونات الطاقات الواطئة . كما توضح الأشكال كذلك كيفية التغير بدوال التوزيع الطاقية ولكلا الحالتين (النظيفة والمُعبرة) كدالة لـ (ϵ) و (E/N) إذ تقل قيم الـ (EEDF's) عند الطاقات الواطئة ويزحف ذيل الـ (EEDF's) باتجاه الطاقات العالية كلما زادت قيم (E/N) حيث بزيادة طاقة المجال الكهربائي المُسلط (E) تزداد التصادمات اللامرنة (Inelastic collision) (e-a) عند منطقة الطاقات العالية مما يتسبب بزيادة عدد الكثرونات الطاقات العالية ، فيظهر سلوك دوال التوزيع (EEDF's) في هذه المنطقة بشكلٍ أقل انحداراً ومُستدق [12] . من المُهم ان نُدرك عند التحري عن تأثير الأحجام العُبارية على دالة التوزيع الطاقية للألكترونات (EEDF) ان الجسيمات العُبارية الكبيرة الحجم تجمع على سطحها شحناتٍ أكثر، وكنتيجةً لذلك الأهمية ستكون قليلة عند الأخذ بنظر الإعتبار التغير فقط بحجم الجسيمات العُبارية النانوية بمعزلٍ عن المُتغيرات الأخرى ككثافة جسيمات العُبار عند تنفيذ المحاكاة العددية وذلك كون الجسيمات العُبارية النانوية الأكبر حجماً سوف تستنفذ أكثر عدداً من الألكترونات مُقارنةً بتلك الأصغر حجماً عند نفس الكثافة لجسيمات العُبار ، فإن تم أخذ قيمة ($r_d \times n_d$) ككمية ثابتة ومحفوظة يؤدي الى ان تكون كثافة الألكترونات الحرة ثابتة وهذا بدوره يسمح لنا بالتحقق من تأثير أحجام جسيمات العُبار النانوية المُختلفة على (EEDF) بشكلٍ أوضح بكثير مما لو أخذت فيه احدى (r_d أو n_d) كثابت على حساب الأخر كمتغير ، وعليه تُأخذ هذه المُعالجة ($r_d \times n_d$) ككمية ثابتة ومحفوظة ، حيث أُخذت هذه القيمة بالمحاكاة بالمقدار ($1 \times 10^{11} \text{ nm.cm}^{-3}$) [13] والشكلين (3) و (4) يوضحان مدى تأثير احجام العُبار النانوية على (EEDF's) عند قيم لـ (E/N) هي على التوالي (50 و 200) Td إذ يتضح في كلا الشكلين أن (EEDF) تقترب من الحالة النظيفة

كلما قل حجم جسيمة الغبار بسبب تكون وفرة عالية للألكترونات وخاصةً ذات الطاقات العالية نتيجة المساحة السطحية الصغيرة للجسيمة التي تُقلل نتيجهما عدد الألكترونات المُستقطبة والعكس صحيح . بشكلٍ عام عند زيادة المجال الكهربائي المُسلط على الغاز يؤدي ذلك الى تعجيل الألكترونات وذلك نتيجةً لإكتسابها الطاقة من ذلك المجال المُسلط وبالتالي الزيادة في سرعة انجراف الألكترونات ويظهر ذلك جلياً بالمعادلة (36) إذ تُظهر العلاقة الطردية بين (\tilde{E}/N) وسرعة انجراف الألكترونات (V_d) . كما وضح الشكل (5) أيضاً تأثير جسيمات الغبار على مُنحني سرعة الإنجراف للألكترونات إذ اظهر سلوكاً خلاف المتوقع بزيادة تلك السرعة مع وجود الغبار وهذا يعود لإضافة التفاعل $(e-d)$ المرن ذات المقطع العرضي العالي إلى مُجمَل تفاعلات الزخم الإنتقالية مما يؤدي إلى زيادة التردد التصادمي الكلي للألكترونات فضلاً عن الزيادة بجهد جسيمات الغبار عالية السالبيه [14] ونتيجةً لتركيز الغبار العالي سوف يؤدي لأستقطاب وترسب اعداداً أكبر من الألكترونات على سطح الجسيمات وبالتالي حدوث زيادة في السالبيه وهذا بدوره يُسبب زيادة عالية في سرعة الإنجراف ويظهر ذلك جلياً في الفرق الواضح بين المُنحنيين . وعليه في الشكل (6) نقل هذه السرعة كلما صغر حجم هذه الجسيمات للحد الذي حينما تصل فيه إلى (1 nm) يقترب فيه مُنحني السرعة من مُنحني السرعة في الحالة النظيفة .

3.3. الإستنتاجات (Conclusions)

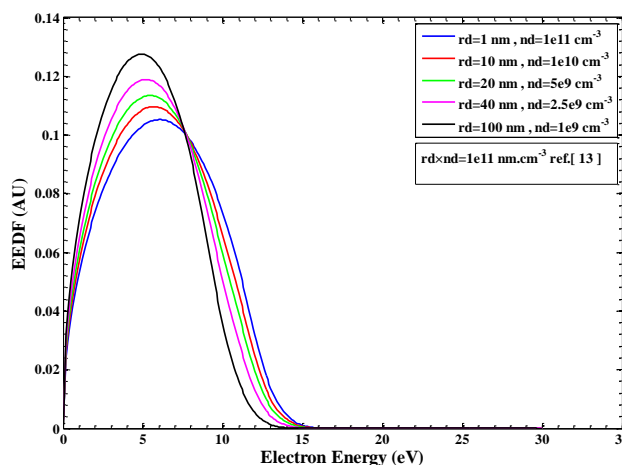
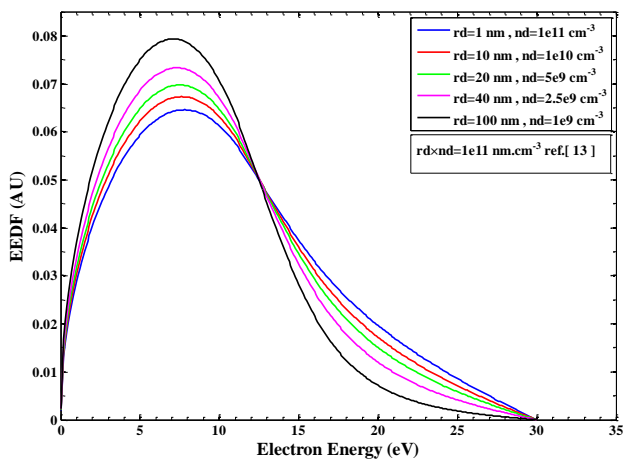
أظهرت النتائج ان لجسيمات الغبار تأثيراً على دالة التوزيع الطاقية الالكترونية بشكلٍ عام حيث تبينَ إنها تقل عند منطقة الطاقات العالية عند إضافة الغبار إلى غاز الأركون (Ar) المُستخدم في هذا البحث ومن ثم تتسبب في نقصان الدرجة الحرارية الالكترونية نتيجة لامتصاص الالكترونات ذوات الطاقات العالية من قبل جسيمات الغبار. بينما أظهرت النتائج أن الغبار يزيد من دالة التوزيع الطاقية للألكترونات عند منطقة الطاقات الواطئة مقارنةً مع الحالة النظيفة بسبب زيادة التردد التصادمي الكلي عند هذه المنطقة نتيجةً لإضافة تصادمات الزخم الإنتقالي $(e-d)$ الذي يكون كبيراً عندها مسبباً زيادة عدد الكترونات الطاقات الواطئة . أظهرت المُعالجة $(r_d \times n_d)$ المأخوذة ككمية ثابتة ومحفوظة ان التغير بأحجام جسيمات الغبار لا يمكن ان يكون بمعزل عن التغير بتركيز الجسيمات داخل الوسط البلازمي ووفقاً لمعادلة تأخذ بنظر الإعتبار ثبوت تركيز الألكترونات الحرة داخل الوسط البلازمي ، فبيّنت بشكل أكثر وضوحاً تأثير الأحجام النانوية لجسيمات الغبار على دوال التوزيع الطاقية للألكترونات . أوضحت المُعالجة $(r_d \times n_d)$ مدى تأثير التغير بأحجام جسيمات

الغبار النانوية إذ تزداد سرعة الإنجراف بزيادة أحجام الغبار بسبب زيادة ساليبيتها العالية والعكس صحيح إذ تقترب من الحالة النظيفة حينها .



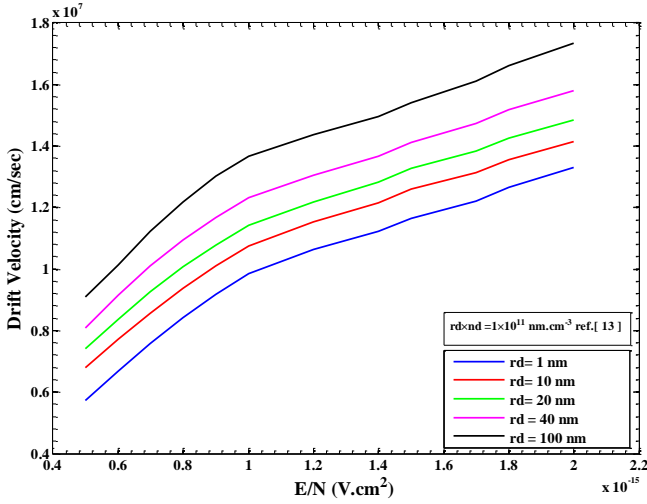
الشكل(2): يوضح (EEDF's) كدالة ل (E/N و ϵ) في البلازما (Ar) المغيرة عند $r_d=100 \text{ nm}$

الشكل(1): يوضح (EEDF's) كدالة ل (E/N و ϵ) في البلازما (Ar) النظيفة

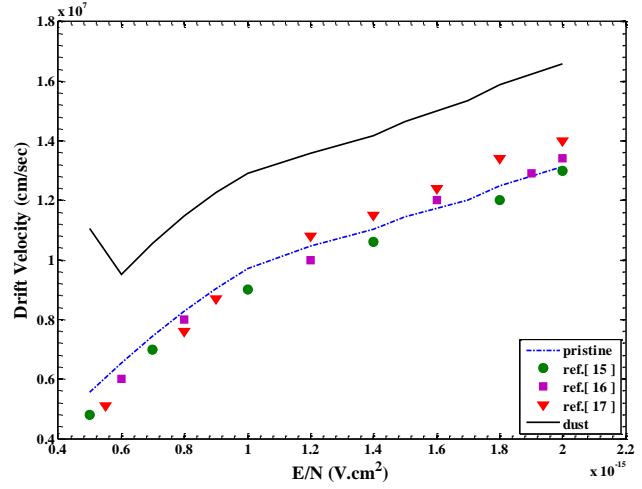


الشكل(4): يوضح (EEDF's) كدالة ل (ϵ) في البلازما (Ar) المغيرة، عند (E/N=200 Td)

الشكل(3): يوضح (EEDF's) كدالة ل (ϵ) في البلازما (Ar) المغيرة، عند (E/N=50 Td)



الشكل(6): يوضح سرعة الإنجراف كدالة لـ (E/N) في البلازما (Ar) المغبرة



الشكل(5): يوضح سرعة الإنجراف كدالة لـ (E/N) في البلازما (Ar) النظيفة والمغبرة

$$(r_d=100 \text{ nm } n_d=1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3})$$

(References) المصادر

- [1] L. Boufendi A. Bouchoule *Plasma Sources Sci. Technol.* **A11** p211 (2002)
- [2] H. Kersten H. Deutsch E. Stoffels W. W. Stoffels G. M. Kroesen R Hippler *Contrib. Plasma Phys.*, **41** p598 (2001)
- [3] L. Boufendi A. Bouchoule *Plasma Source Sci. Tech.*, **3** p262 (1992)
- [4] V. N. Tsytovich , J. Winter *Phys. Usp.*, **41** p815 (1998)
- [5] J. Winter *Phys. Plasmas*, **7** p3862 (2000)
- [6] P. Jiang and D. J. Economou *J. Appl. Phys.* **73**, 8151 (1993)
- [7] T. Makabe, and Z.Petrovic, ,(2006),CRCPress.Taylor and Francis,NewYork London
- [8] M. A. Lieberman, and A. J. Lichtenberg, , (2005),Second Edition, John Wiley and Sons, Inc., Hoboken, New Jersey.

- [9] G.J. Hagelaar, and L.C. Pitchford,(2005), J. Plasma Sources Sci. Technol.Vol.14, 722–733.
- [10] O. C.Zienkiewicz, , and R. L. Taylor, , (2000), fifth edition, VOL 1.,Oxford,UK
- [11] A. I. Ahmed and N. A. Hamdon,(2014), Volume 88, Issue 12, pp 1299–130
- [12] W. De–Zhen, , J.Q. Dong, and S.M.Mahajan, , (1996), J. Phys. D: Appl. Phys. Vol.30, 113.
- [13] F. Galli, , (2010), Ph.D .Thesis , University of Minnesota, U.S.A
- [14] Bouchoule, A., (1999), *Phys. Chemistry and Technological Impacts in Plasma Processing*, Wiley, New York.
- [15] H. W. Trombley, , F. L.Terry, , and M. E. Elta, , (1991), *IEEE Transactions on Plasma science* , VOL. 19, NO. 2, pp.158–162
- [16] J. V.Jovanovic, , E.Basurto, , O.Sasic, , J. L.Hernandez–Avila, , Z. L.Petrovic, , and J. de Urquijo, ,(2007), in Proc. 28th ICPIG , Jul. 15–20
- [17] G. G. Raju, ,(2006), Boca Raton, FL:CRC Press, 2006 ,pp. 341–350

المؤلف

نبهان عبد الكريم حمدون: بكالوريوس: الموصل/ العلوم/ الفيزياء/1983، الماجستير: بغداد/ العلوم/ الفيزياء/تكنولوجيا المفاعلات النووية/ 1987/1/13. الدكتوراه: الموصل/ العلوم/ الفيزياء/ الفيزياء البلازما/2006. استاذ مساعد في جامعة الموصل – كلية التربية للعلوم الصرفة – قسم الفيزياء.

