

# تأثير تغير درجة التأين على تابع توزيع طاقة الالكترونون (EEDF) لبلازما الأروغون

علا السباعي\*، وليد صهيوني\*\*، حمزة الرحية\*\*\*

## ملخص البحث

تم في هذا البحث اجراء دراسة احصائية لدالة توزيع طاقة الالكترونون (EEDF) لبلازما الأروغون، كما تم ايجاد معاملات انتقال الالكترونون من خلال حل معادلة بولتزمان باستخدام التقريب ثنائي الحد. حيث تم بداية بيان تغير مساحة المقطع العرضي للتصادمات في حالات الأروغون الثلاث (المستقرة والمثارة والمتأينة)، إضافة لذلك أيضاً تم رسم سرعة الانجراف ومعامل الانتشار للالكترونون. وفي المرحلة الثانية تمت دراسة تأثير الحقل الكهربائي المختزل على دالة توزيع طاقة الالكترونون (EEDF). وفي المرحلة الثالثة تمت دراسة تأثير تغير درجات التأين على دالة توزيع طاقة الالكترونون (EEDF) عند ثبات قيمة الحقل الكهربائي المختزل.

وبالنتيجة تبين لنا أنه عند دراسة تأثير الحقل الكهربائي المختزل على دالة (EEDF) أنها تقترب من توزيع دريوفيستين (Druyvesteyn) وذلك عند القيم المنخفضة للحقل. أما عندما يكون الحقل الكهربائي كبيراً فإن ذيل الدالة (EEDF) ينخفض عند الطاقات الأعلى ببطئ أكثر من توزيع ماكسويل ويميل شكل (EEDF) إلى التقعر. وبالنتيجة لوحظ أيضاً أنه عند زيادة درجة التأين يصبح تابع التوزيع EEDF أكثر ماكسويلياً أي يصبح خط مستقيم بثبات قيمة الحقل الكهربائي المختزل، بينما تأثير درجة التأين على (EEDF) عند الطاقات المنخفضة يكون ضعيفاً.

كلمات مفتاحية: تابع توزيع طاقة الالكترونون (EEDF)، معادلة بولتزمان، بلازما الأروغون، بارامترات الانتقال، الحقل الكهربائي المختزل، درجة التأين.

(\* طالبة دكتوراه فيزياء احصائية حرارية في قسم الفيزياء -كلية العلوم -جامعة البعث-حمص-سوريا.

(\*\*) أستاذ في قسم الفيزياء -كلية العلوم-جامعة البعث-حمص-سوريا.

(\*\*\*) أستاذ مساعد في قسم الفيزياء -كلية العلوم-جامعة البعث-حمص-سوريا.

# The influence of ionization degrees variation on the electron energy distribution function (EEDF) of Argon plasma

Olla Asebai\*, Walid Sahyouni\*\*, Hamza Alrhia\*\*\*

## Abstract

The aim of this research is a statistical study of the electron energy distribution function (EEDF) of argon plasma, and the electron transfer coefficients were found by solving the Boltzmann equation using two-term approximation.

In the first stage, the change of the cross-section area for collisions was plotted in the three argon states (stable, excited and ionized). In addition, the drift velocity and diffusion coefficient also were plotted.

In the second stage, the effect of the reduced electric field on the electron energy distribution function (EEDF) was studied.

In the third stage, the effect of changing the degrees of ionization on the electron energy distribution function (EEDF) is studied when the value of the reduced electric field is constant.

As a result, we found that when studying the effect of the reduced electric field on the EEDF function, it was observed that it approximates the Druyvesteyn distribution at the low values of the field. When the electric field is large, the tail of the EEDF decreases at higher energies more slowly than the Maxwell distribution, and the EEDF tends to be concave. As a result, it has also been observed that when ionization degrees increase, The EEDF becomes more maxwellian, meaning that it becomes a straight line with a constant value of the reduced electric field, while the effect of the ionization degree on (EEDF) at low

**Keywords:** electron energy distribution (EEDF), Boltzmann equation, argon plasma, transport parameters, reduced electric field, ionization degrees.

\*) PHD student of Physics-Faculty of Science-AL Baath University Homs-Syria.

Email: oalsebai@albaath-univ.edu.sy

\*\*\*) Prof. Dr. of Physics-Faculty of Science- AL Baath University Homs-Syria.

Email: wsahyouni@albaath-univ.edu.sy.

\*\*\*\*) Associate Prof. Dr. of Physics-Faculty of Science- AL Baath University Homs-Syria.

Email: halrhia@albaath-univ.edu.sy.

## 1- مقدمة:

يمكن وصف البلازما بأنها عبارة عن وسط متعادل من الجسيمات سالبة وموجبة الشحنة وصفاً عاماً تعوزه الدقة وذلك لأن تشكل البلازما يجب أن يحقق شروط معروفة، وتغطي البلازما مجالاً واسعاً من تراكيز الإلكترونات وتصنف تبعاً لذلك الى بلازما كثيفة وبلازما غير كثيفة، وقد تم نشر العديد من الأبحاث المتعلقة بدراسة غاز البلازما الكثيفة منها دراسة تدفق وطاقة أشعة أيونات الهيليوم المنتجة من أجهزة البلازما المختلفة الكثافة عند تغيرات ضغط الغاز [1]. ودراسة خصائص شعاع الأيونات المنتجة بأجهزة البلازما الكثيفة NX2 مع غازي الهيليوم والأزوت [2]. وتم أيضاً اجراء أطروحتين بعنوان التحسين الأمثل للأشعة السينية للنتروجين من أجهزة البلازما الكثيفة NX2 [3]، والتحسين الأمثل للأشعة السينية للنيون من أجهزة البلازما الكثيفة NX2 [4].

أما البلازما متغيرة الكثافة فتم دراسة التأثير المتبادل بين حزمة الكترونية نسبية مع بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة بوجود حقل مغناطيسي خارجي ساكن [5]. ودراسة اللااستقرارات لحزمة الكترونية في بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة [6].

قمنا من خلال بحث سابق بدراسة بعض الخصائص الإحصائية (في حالة التوازن الحراري و حالة اللاستقرارات) وذلك لأنواع عديدة من البلازما عند درجات حرارة مختلفة و تم تحديد التوزعات الإحصائية التي تصفها بدلالة تغير بعض متحولاتها مع التركيز على حالة التوازن الحراري الموضوعي [7].

تعتبر الطريقة الإحصائية احدى الطرق الهامة للدراسة والتي من خلالها يمكن الحصول على المعادلات الإحصائية. وبما أن جسيمات البلازما تمتلك طاقة مرتفعة التي يمكن أن تنقلها الى جسيمات أخرى عن طريق التصادمات، فان الطاقة المنقلة يمكن أن تكون قادرة على تفكيك الجزيئات المثارة فتنشكّل أيونات وجسيمات جديدة مما يزيد من احتمالات التصادمات ويزيد من تعقيد الحسابات الطاقية والاحصائية للبلازما.

من أجل التبسيط، شاع استخدام الغازات الخاملة (وحيدة الذرة) كونها تشكل أبسط وسط بلازمي يمكن دراسته وفق المعادلات الاحصائية. ولقد كان اختيار الأرغون لعدة أسباب

أهمها وفرته الكبيرة في الغلاف الجوي (حيث يعتبر ثالث غاز من حيث الوفرة بعد الآزوت والأكسجين)، إضافة لكلفة استحصاله المنخفضة، والسبب الأهم هو انخفاض طاقة التأين الخاصة به مقارنة بالغازات الأخرى [8].

يستخدم الأرجون عالي النقاوة بشكل شائع في تقانات البلازما منخفضة ومرتفعة الضغط، وتتعدد تطبيقات بلازما الأرجون في الأبحاث النظرية وفي مجالات عديدة مثل الطب (طب الأمراض الجلدية، طب العيون، التنظير، إضافة الى التعقيم وقتل الجراثيم) [9]، وفي صناعة أنصاف النواقل [10]، وفي تقانة النانو، والكيمياء التحليلية، ومعالجة أسطح المواد وغيرها [11,12].

إن المعادلات الإحصائية كما ذكرنا سابقاً هي التي تعطينا الوصف الحقيقي لحالة البلازما، فمن أهم المقادير الإحصائية توزع سرعة الإلكترونات، وتوزع طاقة الإلكترونات (EEDF)، التي تعد من أهم خصائص البلازما والتي تخضع لأحد التوزيعات الإحصائية (ماكسويل، بولتزمان، دوريفستين) [13,14].

يمكن من خلال دراسة (EEDF) معرفة بارامترات البلازما وتغيراتها مثل: ضغط الغاز، درجة التأين، درجة حرارة الغاز، الحقل الكهربائي المطبق وتردده، الحقل الكهربائي المختزل، كثافة الإلكترونات والأيونات... الخ. ولما كانت (EEDF) هي التي تصف تفاعلات الجسيمات وتصادماتها، فهي التي تلعب الدور الرئيس في نمذجة البلازما وحساباتها [15,16].

إن تابع توزيع طاقة الإلكترون (EEDF) يفترض في دراستنا أن التصادمات بين الجسيمات (الإلكترونات، الأيونات، الذرات) في غالبيتها هي تصادمات مرنة، بمعنى أن التصادمات غير المرنة تكون مهمة. إن التصادمات هي: تصادم إلكترون-إلكترون، تصادم إلكترون-أيون، تصادم أيون-أيون، مع اهمال التصادمات مع الجزيئات المثارة لندرته [17].

إن التطور الكبير الحاصل في الثورة الرقمية قاد لاستخدام العديد من التقانات الحاسوبية في إيجاد خصائص البلازما من خلال نمذجة ومحاكاة ظواهر البلازما (تصادمات) التي استخدمت التقريب ثنائي الحد لحل معادلة بولتزمان [18].

قام العديد من الباحثين بإيجاد (EEDF) لأنواع مختلفة من البلازما الغازية، فمثلاً قام نيكهان nighan بإيجاد (EEDF) لغازي (CO, CO<sub>2</sub>) ومزائجهما، وذلك بالاعتماد على البيانات المتوافرة عن التصادمات الحاصلة داخل البلازما، و قد لاحظ من خلال الدراسة أن (EEDF) لا تخضع لتوزيع ماكسويل، كما أظهرت المنحنيات أن الاثارة الاهتزازية للإلكترونات الغازين (CO, CO<sub>2</sub>) يهيمن عليها عمليات تبادل الطاقة بين الإلكترونات والجزئيات في المجال (1-3 eV) [19]. أما سوکاي Sugai فقد درس (EEDF) لمركبات فلور الكربون (CF<sub>3</sub>, CF<sub>2</sub>, CF) وتبين له أن (EEDF) يتغير من توزيع ماكسويل الى توزيع ماكسويل المزدوج (مجموع توزيعي ماكسويل) وذلك تبعاً لنوع الجسيمات والجزور المتشكلة في وسط البلازما وتبعاً لدرجة حرارة الإلكترونات [20].

كذلك درس جاسم Jassim (EEDF) لغاز سداسي فلور الكبريت (SF<sub>6</sub>) ومزائجه مع غاز الهليوم (H<sub>2</sub>) وذلك من خلال حل معادلة بولتزمان، وكذلك تم ايجاد معاملات الانتقال (transport parameters) لمزائج نسب مختلفة من الغازين، حيث بينت الدراسة أن لها تأثيراً كبيراً على (EEDF) ومعاملات الانتقال، وأن متوسط طاقة الإلكترونات تتناقص بشكل أسي مع تزايد نسبة (SF<sub>6</sub>) [21]. ويشكل مشابه درس جواد Jawad التابع (EEDF) ومعاملات الانتقال لغازي (H<sub>2</sub>) و (N<sub>2</sub>) ومزائجهما [22]. أما طه Taha فقد درس تأثير درجة حرارة الإلكترونات على (EEDF) لغازي (SF<sub>6</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>) ولاحظ أن دالة التوزيع (EEDF) تتزاح نحو الطاقات الأعلى مع تزايد الطاقة الوسطى للإلكترونات التي تزداد مع تزايد درجة حرارة الإلكترونات [23]. وقد قمنا في بحث سابق بدراسة تأثير تغير الحقل الكهربائي على تابع توزيع طاقة الإلكترون لبلازما الأرغون حيث لاحظنا بأنه عند دراسة تأثير تردد الحقل الكهربائي المطبق على بلازما غاز الأرغون ضمن مجال يتراوح بين (2-10 Hz) ازدياداً في طاقة الإلكترون بزيادة قيمة التردد وبتزاح التابع (EEDF) نحو اليمين أي (نحو الطاقات الأعلى). أما عند

الطاقات المنخفضة لاحظنا بأن تأثير التردد على (EEDF) عند الطاقات المنخفضة يكون ضعيفاً وهذا ما دل عليه تقارب خطوط (EEDF) عند الطاقات المنخفضة لقيم مختلفة من الترددات [24].

في هذا البحث، قمنا بحساب (EEDF) لغاز الأرجون، وبيننا تأثير تغير تردد الحقل الكهربائي المختزل على (EEDF) بالإضافة الى دراسة تأثير درجة التأين على تابع توزيع الطاقة. وهنا لا بد من التعرف على أنواع التصادمات (التفاعلات) التي تحدث في الوسط البلازمي ونورد بعضها في الجدول التالي [26-31]:

الجدول (1) تصادمات الجسيمات في وسط بلازما الأرجون ومعدل حدوث كل تصادم

التصادم	معدل حدوث التصادم
$Ar^+ + 2e \rightarrow Ar + e$	$8.75 \times 10^{-39} (T_e)^{-4.5}$
$Ar^+ + e + Ar \rightarrow Ar + Ar$	$1.5 \times 10^{-40} (T_g / 300)^{-2.5}$
$Ar^*_2 + e \rightarrow Ar^+_2 + 2e$	$9 \times 10^{-14} (T_e)^{0.7} \exp(-3.66/T_e)$
$Ar^*_2 + e \rightarrow 2Ar + e$	$1 \times 10^{-15}$
$Ar(4s) + Ar(4s) \rightarrow Ar^+_2 + e$	$3.15 \times 10^{-16} (T_g / 300)^{-1/2}$
$Ar(4s) + Ar(4s) \rightarrow Ar^+ + Ar + e$	$1.62 \times 10^{-16} (T_g)^{1/2}$
$Ar(4s) + Ar(4p) \rightarrow Ar^+ + Ar + e$	$1.62 \times 10^{-16} (T_g)^{1/2}$
$Ar(4p) + Ar(4p) \rightarrow Ar^+ + Ar + e$	$1.62 \times 10^{-16} (T_g)^{1/2}$
$Ar^*_2 + Ar^*_2 \rightarrow Ar^+_2 + 2Ar + e$	$5 \times 10^{-16} (T_g / 300)^{1/2}$
$Ar^*_2 + Ar(4s) \rightarrow Ar^+_2 + Ar + e$	$6 \times 10^{-16} (T_g / 300)^{1/2}$
$Ar(4s) \rightarrow Ar + hv$	$(1.15 / \pi) \sqrt{(105.7 / 18)}$ $x 3.145 x 10^8$
$Ar(4p) \rightarrow Ar(4s) + hv$	$4.4 x 10^7$
$Ar^*_2 \rightarrow 2Ar + hv$	$6 x 10^7$

## 2- الحسابات العددية:

تعطى معادلة بولتزمان من أجل الالكترونات والغازات المتأينة مع الأخذ بعين الاعتبار حالات التصادم [11]:

$$\left. \frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_{\vec{r}} f + \frac{e}{m} \vec{E} \cdot \nabla_{\vec{v}} f \right|_c = \frac{\partial f}{\partial t} \quad (1)$$

حيث  $f \equiv f(\vec{r}, \vec{v}, t)$  هو تابع توزع الالكترونون في فضاء طورى سداسي الأبعاد،  $\vec{v}$  هي احداثيات السرعة، و  $e$  هي شحنة الالكترون، و  $m$  هي كتلة الالكترون، و  $\vec{E}$  هو الحقل الكهربائي، و  $\nabla_{\vec{v}}$  مؤثر تدرج السرعة، و  $\left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_c$  يمثل معدل التغيير في  $f$  تبعاً للتصادمات.

لحل معادلة بولتزمان، نفترض بأن الحقل الكهربائي واحتمالات التصادم منتظمة مكانياً spatially uniform على مقياس scale المسار الحر الوسطي للتصادم. عندئذٍ، فإن تابع توزع الالكترونات  $f$  يكون متناظراً حول اتجاه الحقل الكهربائي في فضاء السرعة، وباستخدام الإحداثيات الكروية في فضاء السرعة نحصل على:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{e}{m} E \left( \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} + \frac{\sin^2 \theta}{v} \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \right) = \left. \frac{\partial f}{\partial t} \right|_c \quad (2)$$

حيث  $v$  هي قيمة السرعة، و  $\theta$  هي الزاوية بين السرعة واتجاه الحقل، و  $z$  هو الموضع على امتداد هذا الاتجاه.

إن المقاربة الشائعة لحل المعادلة (2) هو أن يتم توسيع الدالة  $f$  بطريقة كثيرات حدود ليجيندر Legendre polynomials بالنسبة لـ  $\cos \theta$  (توسيع التوافقيات الكروية spherical harmonics expansion). حيث تم نشر حدود المعادلة وفق قواعد ليجندر فظهر لدينا الكثير من الحدود وللحصول على دقة عالية يكتفى عادة بستة حدود.

$$f(v, \cos \theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t) - f_2(v, z, t) + f_3(v, z, t) - f_4(v, z, t) + f_5(v, z, t) \cos \theta$$

ولكن في بعض الحالات يمكن الاكتفاء بحدين وتكون النتائج جيدة جداً، وبذلك تنشر  $f$  كما يلي:

$$f(v, \cos \theta, z, t) = f_0(v, z, t) + f_1(v, z, t) \cos \theta \quad (3)$$

حيث  $f_0$  هي الجزء المتماثل الخواص isotropic و  $f_1$  هي الجزء المتباين الخواص anisotropic perturbation. مع ملاحظة أن الزاوية  $\theta$  متعلقة باتجاه الحقل، لذلك، فإن  $f_1$  يكون سالباً، يلاحظ أيضاً أن  $f$  يكون موحداً (منظماً) ويعطى تكامله كما يلي:

$$\iiint f d^3v = 4\pi \int_0^\infty f_0 v^2 dv = n \quad (4)$$

حيث  $n$  هي الكثافة العددية للإلكترونات.

يتم إيجاد معادلات  $f_0$  و  $f_1$  وذلك بتعويض المعادلة (3) في المعادلة (2)، والضرب بكثيرات حدود ليجيندر وبالمكاملة على امتداد  $\cos \theta$  تظهر معنا المعادلتين التاليتين بالنسبة لـ  $f_0$  و  $f_1$ :

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} + \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_1}{\partial z} - \frac{\gamma}{3} \varepsilon^{-1/2} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \varepsilon E f_1 = C_0 \quad (5)$$

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial z} - E \gamma \varepsilon^{1/2} \frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon} = -N \sigma_m \gamma \varepsilon^{1/2} f_1 \quad (6)$$

حيث إن  $\gamma = (2e/m)^{1/2}$  هو مقدار ثابت، و  $\varepsilon = (v/\gamma)^2$  هو طاقة الإلكترون بوحدة الإلكترون-فولت (eV). و  $C_0$  يمثل التغير في  $f_0$  إلى التصادمات، و  $\sigma_m$  هو المقطع العرضي الكلي لانتقال الدفع من جميع عمليات التصادم الممكنة  $k$  ويعطى بالعلاقة:

$$\sigma_m = \sum_k x_k \sigma_k \quad (7)$$



حيث إن  $x_k$  هو الكسر المولي للغازات؛ حيث أن الغاز يمكن أن يكون خليطاً من أنواع مختلفة، وهو ما يعادل واحداً في هذه الدراسة. ومن أجل التصادم المرن، إن  $\sigma_k$  هو المقطع العرضي الفعال لانتقال الدفع.

ولقد قمنا بفصل التابعة الطاقية لـ  $f$  عن تابعيتها للزمان والمكان بافتراض أن:

$$f_0(\varepsilon, z, t) = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_0(\varepsilon) n(z, t) \quad (8)$$

$$f_1(\varepsilon, z, t) = \frac{1}{2\pi\gamma^3} F_1(\varepsilon) n(z, t) \quad (9)$$

حيث إن التوزيع الطاقى  $F_{0,1}(\varepsilon)$  يكون ثابتاً في الزمان والمكان (الفضاء) وموحداً وذلك لأن العدد الكلي للإلكترونات محفوظ في كل عمليات التصادم الممكنة:

$$\int_0^{\infty} \varepsilon^{1/2} F_0 d\varepsilon = 1 \quad (10)$$

ويمكن كتابة المعادلة (6) بالشكل التالي:

$$F_1 = \frac{E}{N} \frac{1}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \quad (11)$$

حيث أن  $\tilde{\sigma}_m = \sigma_m + \bar{v}_i / N\gamma\varepsilon^{1/2}$ ، تردد الإنتاج الصافي وبالتعويض في المعادلة (5) نحصل على:

$$-\frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \left( \frac{E}{N} \right)^2 \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{C}_0 + \tilde{R} \quad (12)$$

حيث:  $\tilde{R} = -\frac{\bar{v}_i}{N} \varepsilon^{1/2} F_0$  و  $\tilde{C}_0 = 2\pi\gamma^3 \varepsilon^{1/2} \frac{C_0}{Nn}$  من جهة أخرى، يجب النظر في تجارب الحالة المستقرة مع اعتبار التزايد المكاني الأسي دون الاعتماد على الزمن. هذه الحالة تكون ملائمة أكثر لإنفراغ الغاز المستمر DC،

المعادلة (6) من أجل هذه الحالة يمكن التعبير عنها بالشكل:

$$F_1 = \frac{1}{\sigma_m} \left( \frac{E}{N} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\alpha}{N} F_0 \right) \quad (13)$$

والمعادلة (5):

$$-\frac{\gamma}{3} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \left( \frac{E}{N} \right)^2 \frac{\varepsilon}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right) = \tilde{C}_0 + \tilde{R}, \quad (14)$$

$$\tilde{R} = \frac{\alpha \gamma}{N^3} \left[ \frac{\varepsilon}{\sigma_m} \left( 2 \frac{E}{N} \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} + \frac{\alpha}{N} F_0 \right) + \frac{E}{N} F_0 \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left( \frac{\varepsilon}{\sigma_m} \right) \right] \quad \text{حيث:}$$

$$\alpha = \frac{1}{2D} \left( \mu E - \sqrt{(\mu E)^2 - 4D\bar{v}_i} \right)$$

حيث  $\alpha$  هو معامل تاونسند و  $D$  معامل الانتشار و  $\mu$  الحركية و  $N$  كثافة الغاز.

يمكن تقسيم حدود التصادم إلى: تصادم إلكترون-إلكترون والمساهمة من جميع عمليات التصادم المختلفة The collision term.

$$\tilde{C}_0 = \sum_k \tilde{C}_{0,k} + \tilde{C}_{0,e} \quad (15)$$

يعطى حد تصادم إلكترون-إلكترون بالعلاقة التالية:

$$\tilde{C}_{0,e} = a \frac{n}{N} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[ 3A_1 F_0 + 2 \left( A_2 + \varepsilon^{3/2} A_3 \right) \frac{\partial F_0}{\partial \varepsilon} \right] \quad (16)$$

توصف الحدود في (16) كما يلي المرجع [25]:

$$A_1 = \int_0^\varepsilon u^{1/2} F_0(u) du, \quad A_2 = \int_0^\varepsilon u^{3/2} F_0(u) du, \quad A_3 = \int_0^\infty F_0(u) du,$$

$$a = \frac{e^2 \gamma}{24\pi \varepsilon_0^2} \ln \Lambda, \quad \Lambda = \frac{12\pi (\varepsilon_0 k_B T_e)^{3/2}}{e^3 n^{1/2}}, \quad k_B T_e = \frac{2}{3} e A_2(\infty).$$

عند الجمع بين هذه العلاقات، يمكن كتابة معادلة EEDF بشكل مألوف أكثر، وهي

تشبه معادلة انتشار الحمل الحراري الثابتة في الفضاء الطاقوي:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left( \tilde{W} F_0 - \tilde{D} \frac{dF_0}{d\varepsilon} \right) = \tilde{S} \quad (17)$$

يمثل الحد  $\tilde{W} = -\gamma\epsilon^2\sigma_\epsilon - 3a\frac{n}{N}A_1$  التغيير في تدفق طاقة الإلكترون في المجال الطاقى.

$$\tilde{D} = \frac{\gamma}{3}\left(\frac{E}{N}\right)^2 \frac{\epsilon}{\tilde{\sigma}_m} + \frac{\gamma k_B T_e}{e} \epsilon^2 \sigma_\epsilon + 2a\frac{n}{N}\left(A_2 + \epsilon^{3/2}A_3\right)$$

يمثل معامل الانتشار (diffusion coefficient)

$$\sigma_m = \sum_{K=elastic} \frac{2m}{M_k} x_k \sigma_k$$

والرمز  $\sigma_m$  يمثل المقطع العرضي (Total momentum-transfer cross-section).

$$S = \sum_{k=inelastic} C_{0,k} + G$$

والرمز  $S$  يمثل التشتت (scattering).

تم حل معادلة (EEDF) بتقنيات عددية بافتراض شروط حدية:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial \epsilon} &= 0 & at & \epsilon = 0 \\ f &= 0 & at & \epsilon = \epsilon_{final} \end{aligned}$$

حيث  $\epsilon_{final}$  هي الطاقة القصوى التي يجب مراعاتها.

### 3- معاملات الانتقال transport parameters:

بعد إيجاد (EEDF) تم تحديد معاملات الانتقال: الحركية ( $\mu$ ) mobility والانتشار (D) diffusion coefficient وسرعة الانجراف ( $v_d$ ) drift velocity ومعدلات التفاعل ( $K_k$ ) reaction rates والطاقة المميزة ( $\epsilon_k$  characteristic energy) [25].

وتعطى المعاملات السابقة بالعلاقات التالية:

$$\mu = -\frac{\gamma}{3N} \int_0^\infty \frac{\epsilon}{\tilde{\sigma}_m} \frac{\partial F_0}{\partial \epsilon} d\epsilon \quad (18)$$

$$D = \frac{\gamma}{3N} \int_0^\infty \frac{\epsilon}{\tilde{\sigma}_m} F_0 d\epsilon \quad (19)$$

$$K_k = \gamma \int_0^{\infty} \varepsilon \sigma_k F_0 d\varepsilon \quad (20)$$

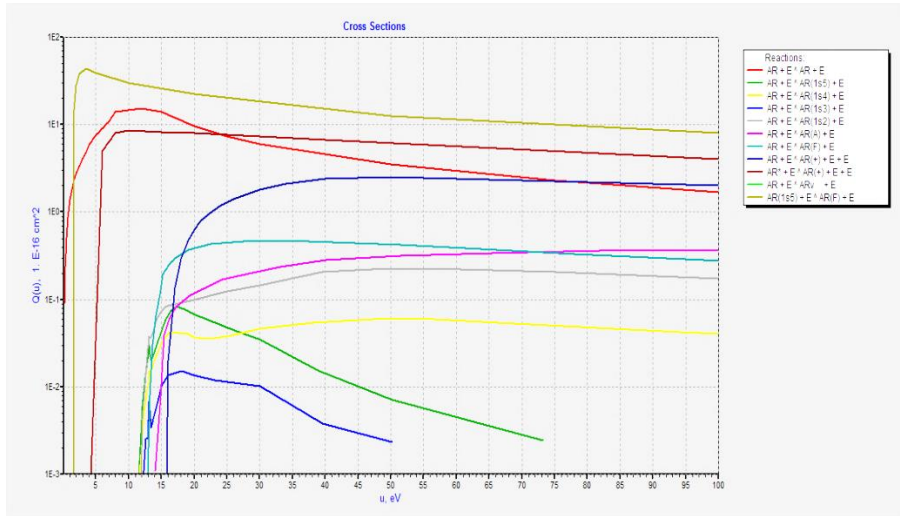
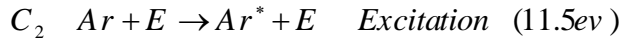
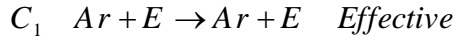
$$\varepsilon_k = e \frac{D}{\mu} \quad (21)$$

$$v_d = \mu E \quad (22)$$

#### 4- النتائج والمناقشة:

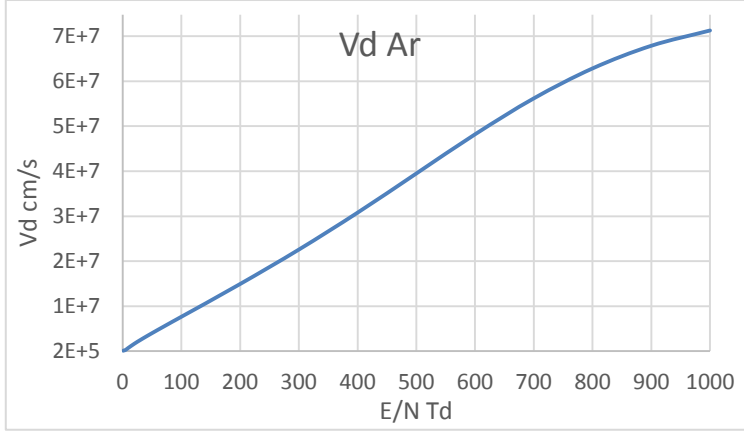
#### 4-1- إيجاد معاملات انتقال الالكترون لبلازما غاز الأرجون:

بداية تم رسم العلاقة بين المقاطع العرضية للتصادم بدلالة الطاقة باستخدام برنامج Bolsig+ وذلك لغاز الأرجون بحالاته الثلاث (الحالة المستقرة، والمثارة، والمتأينة) والتي يعبر عنها بالمعادلات الكيميائية التالية:



الشكل (1) المقاطع العرضية للتصادم لغاز الأرجون

ورسمت بعد ذلك العلاقة بين سرعة الانجراف كتابع للحقل الكهربائي (E/N) باستخدام برنامج احصائي خاص وببينها الشكل التالي:

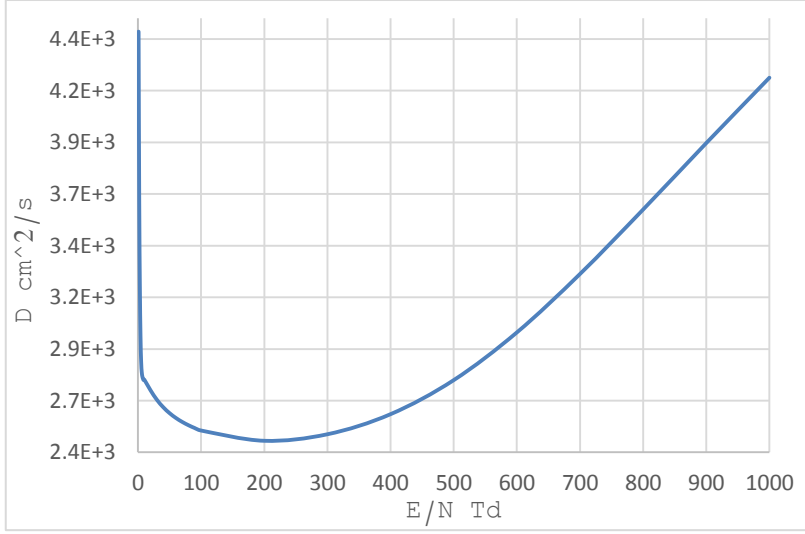


الشكل (2) سرعة انجراف الالكترن بدلالة الحقل الكهربائي المختزل لغاز الأرجون

ويلاحظ تزايد سرعة الانجراف بزيادة طاقة الحقل الكهربائي المختزل، والعلاقة كما هو ملاحظ هي علاقة طردية لخط مستقيم.

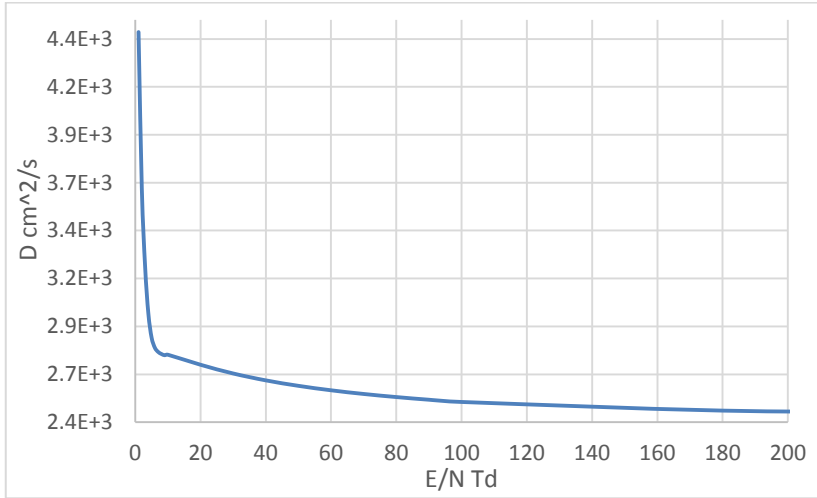
ان تغير الحقل الكهربائي المختزل ( $E/N$ ) يعني تحديداً تغير شدة الحقل الكهربائي المطبق ( $E$ )، حيث أن قيمة ( $N$ ) ثابتة. وبالتالي فان التزايد الخطي لسرعة الانجراف ناتج عن تزايد الحقل الكهربائي المطبق ( $E$ ) والتي ترتبط معه بالعلاقة (22).

وعند تمثيل العلاقة بين معامل الانتشار والحقل الكهربائي المختزل نجد تزايداً في معامل الانتشار بزيادة شدة الحقل ويظهر ذلك الشكل البياني (3):



الشكل (3) معامل انتشار الالكترون بدلالة الحقل الكهربائي المختزل لغاز الأرجون

يلاحظ ظهور ثلاث مناطق متمايز نبينها بالأشكال التالية:

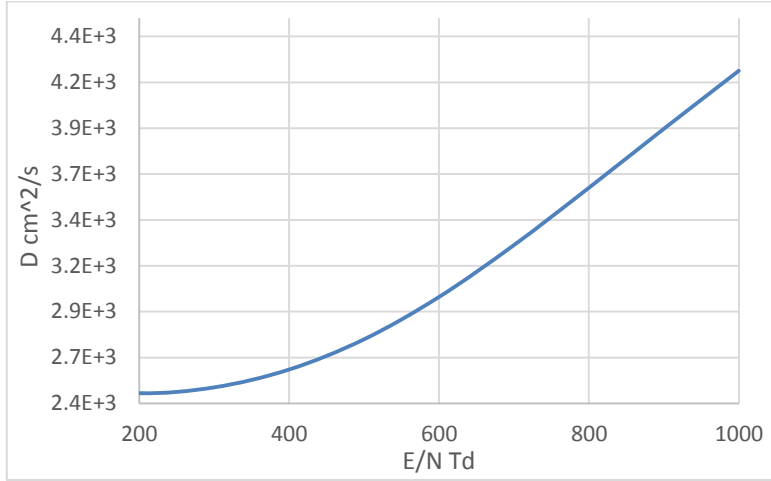


الشكل (4) معامل انتشار الالكترون بدلالة الحقل الكهربائي المختزل في المجال

(0-200 Td) لغاز الأرجون

ويظهر في هذا الشكل منطقة انحدار شديد لمعامل الانتشار (D) في المجال (0-10 Td) بينما يكون الانحدار طفيفاً في المنطقة الثانية التي تغطي المجال

(10-200 Td) حيث يبلغ معامل الانتشار أدنى قيمة له، ليعاود الارتفاع بعد ذلك بزيادة الحقل الكهربائي المختزل حتى القيمة (1000 Td) وهو مجال المنطقة الثالثة ويظهر في الشكل التالي.



الشكل (5) معامل انتشار الالكترون بدلالة الحقل الكهربائي المختزل في المجال (200-1000 Td) لغاز الأرغون

يمكننا تفسير هذه التغيرات في قيمة معامل الانتشار بالاعتماد على العلاقة الرياضية (19) التي تبين التناسب العكسي بين معامل الانتشار (D) وبين مجموع المقاطع العرضية ( $\tilde{\sigma}_m$ ). حيث يلاحظ بالاعتماد على قيم المقاطع العرضية لمعظم تصادمات غاز الأرغون الشكل (3) نجد أن قيمة المقطع العرضي تبدأ بالتزايد حتى المجال (0-10 Td) وبالتالي فان معامل الانتشار سيبدأ بالتناقص وبما أن التزايد في قيمة المقطع العرضي حاد وشديد سيقابله هبوط وانحدار شديد في قيمة معامل الانتشار. ويكون في هذه المرحلة العامل المسيطر هو المقطع العرضي بينما يكون تأثير الحقل الكهربائي المختزل شبه معدوم.

المنطقة الثانية الممتدة ضمن المجال (10-200 Td) وهنا يتساوى تقريباً تأثير كل من تزايد المقطع العرضي العامل على خفض قيمة معامل الانتشار في هذا المجال مع تزايد

شدة الحقل الكهربائي المطبق ( العامل على رفع قيمة معامل الانتشار) لذلك يلاحظ انحدار بسيط مع شبه ثبات في قيمة معامل الانتشار.

أما في المجال (200-1000Td) فيعود التزايد فيها لتزايد قيمة الحقل الكهربائي المختزل وغياب تأثير المقطع العرضي بسبب ثبات قيمته.

#### 4-2- تأثير الحقل الكهربائي المختزل على (EEDF):

يعبر عن الحقل الكهربائي المختزل بالعلاقة (E/N) وهو عبارة عن شدة الحقل الكهربائي مقسومة على الكثافة العددية للالكترونات ويقاس بوحدة (Td (Townsend حيث أن  $(1Td = 10^{-21} \text{ V.m}^2)$ ، بينما N تعبر عن كثافة البلازما (كثافة الجسيمات الالكترونيات، الأيونات).

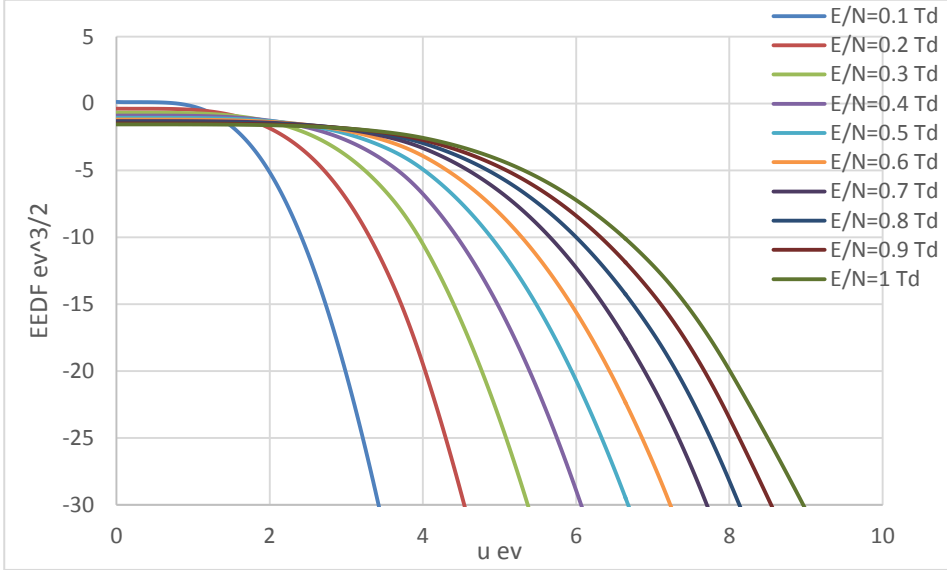
تمت دراسة تأثير الحقل الكهربائي المختزل المطبق على بلازما الأرجون ضمن مجال يتراوح بين (0.1-1000 Td) ورسمت الخطوط البيانية لتغير التابع (EEDF) بدلالة طاقة الالكترون المقدر بـ (ev) وتبينها الأشكال (4).

نلاحظ من الشكلين (4a, 4b) تناقصاً حاداً عند زيادة بسيطة في طاقة الالكترون وذلك عند القيم المنخفضة للحقل الكهربائي المختزل (أي أقل من 10Td)، وذلك لأن مقطع التصادم ثابت في القيم المنخفضة جداً للحقل الكهربائي والتصادمات بين الالكترونات والجسيمات المتعادلة كهربائياً يشبه نموذج تصادم الكرات الصلبة. وفي هذه الحالة تكون درجة التأين منخفضة جداً وذرات الأرجون في السوية المنخفضة (Ground state). وفي هذه الحالة نلاحظ بأن شكل التابع (EEDF) يقترب من شكل توزيع (Druyvesteyn). ويلاحظ عند الطاقات المنخفضة يكون شكل (EEDF) مستوي بغض النظر عن قيمة الحقل الكهربائي أما ذيل (EEDF) (وهو الانحناء في الخط البياني لـ EEDF) عند الطاقات المرتفعة فيزداد بزيادة الحقل الكهربائي.

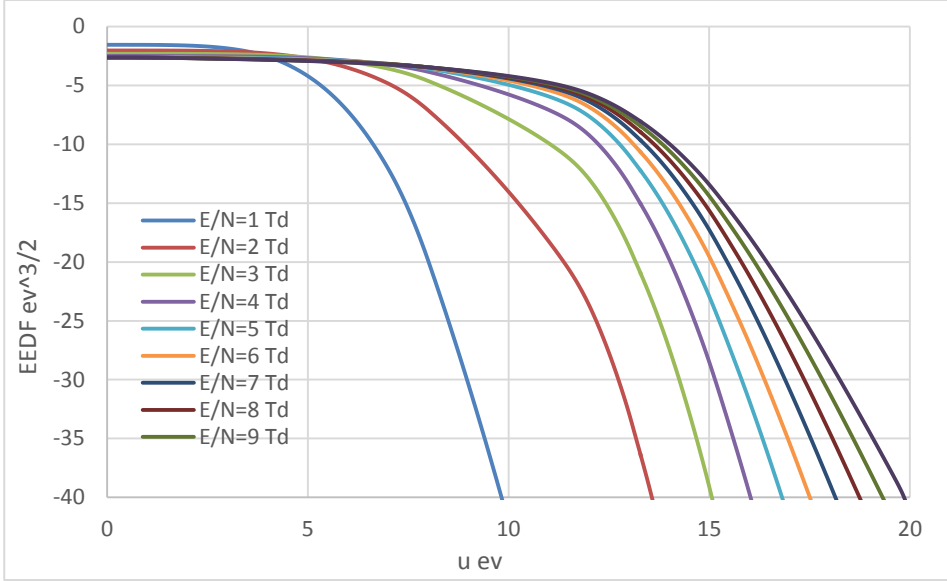
عندما تزداد قيمة الحقل الكهربائي المختزل (أكبر من 50 Td) الشكل (4c) يظهر (EEDF) بشكل توزيع مكسويل ثنائي درجة الحرارة. وعندما يكون الحقل الكهربائي أكبر من (300 Td) الشكل (4d) ينخفض ذيل الدالة (EEDF) عند الطاقات الأعلى



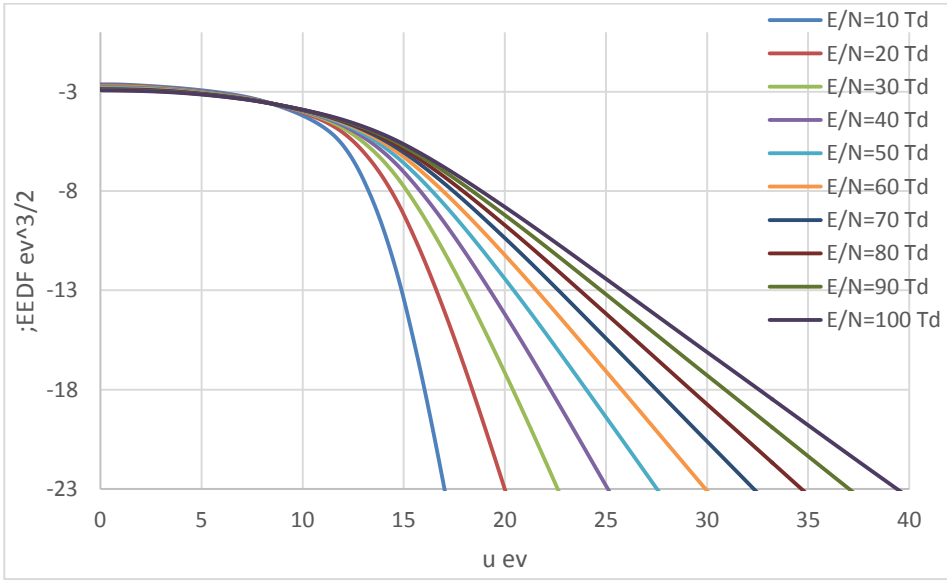
ببطئ أكثر من توزيع ماكسويل ويميل شكل (EEDF) إلى التقعر، وبما أن المقطع العرضي بين الإلكترونات والجسيمات المتعادلة كهربائياً يتناقص بشكل حاد عندما تكون طاقة الإلكترون أكبر من 100 eV، فإن الإلكترونات يمكن أن تكون متسارعة باحتمال أكبر. ويلاحظ أن  $f$  يصبح متباين الخواص بشدة عندما يكون  $E/N$  ذو قيمة عالية جداً، والتقريب ذو الحدين يفشل في حل معادلة بولتزمان.



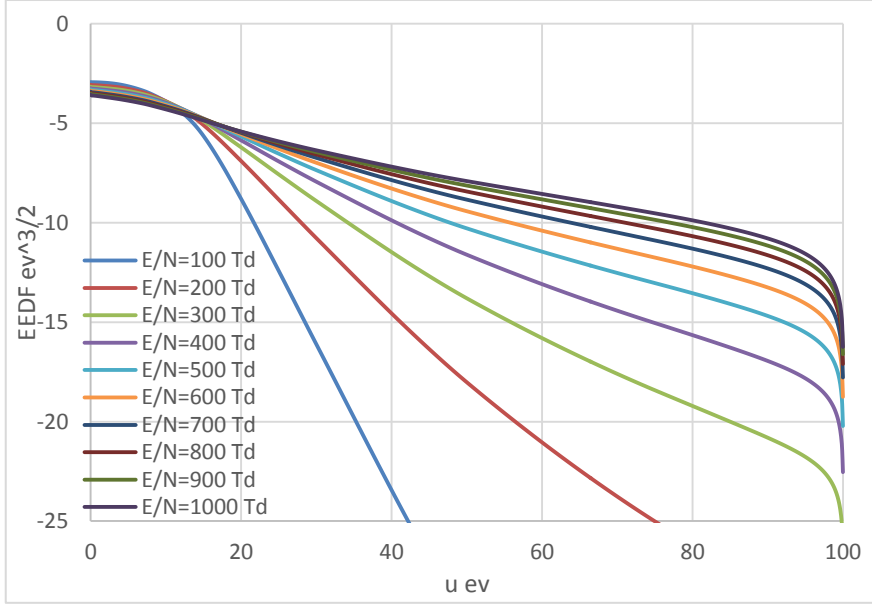
الشكل (4 a) تغير (EEDF) بدلالة طاقة الاكترون عند القيم المختلفة للحقل الكهربائي المختزل المطبق (0.1-1 Td)



الشكل (4 b) تغير (EEDF) بدلالة طاقة الالكترون عند القيم المختلفة للحقل الكهربائي المختزل المطبق (1-10 Td)



الشكل (4 c) تغير (EEDF) بدلالة طاقة الالكترون عند القيم المختلفة للحقل الكهربائي المختزل المطبق (10-100 Td)



الشكل (4 d) تغير (EEDF) بدلالة طاقة الإلكترون عند القيم المختلفة للحقل الكهربائي المختزل المطبق (100-1000 Td)

#### 4-2- تأثير درجة التأين على (EEDF):

تمت دراسة تأثير تغير درجة التأين على (EEDF) لبلازما الأرجون ضمن مجال يتراوح بين ( $2E-2$  to  $2E-9$ ) وذلك عند قيمتين مختلفتين للحقل الكهربائي المختزل (10-100 Td) وتم رسم الخطوط البيانية لتغير التابع (EEDF) بدلالة طاقة الإلكترون المقدر بـ (ev).

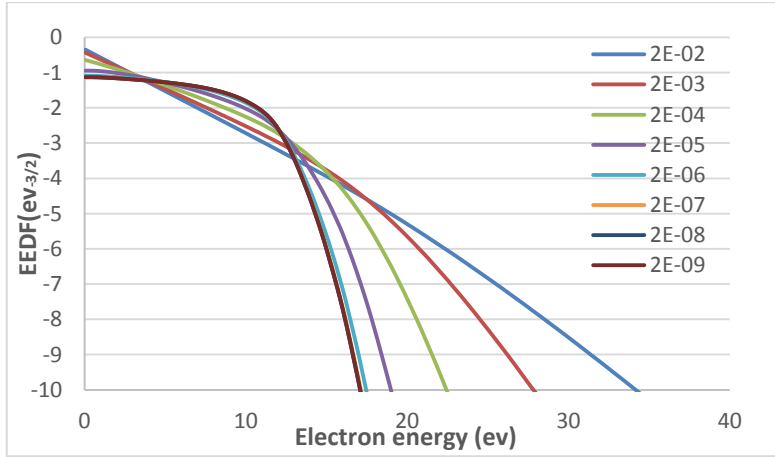
#### 4-2-1- تأثير درجة التأين على (EEDF) عند القيمة (10 Td) :

قمنا بحساب (EEDF) لبلازما الأرجون بعد ادخال معادلات غاز الأرجون الى برامج حسابية خاصة بدراسة الخصائص الإحصائية للبلازما وذلك بعد معرفة معدل حدوث التصادمات التي ذكرت في الجدول (1) [26-31]، إضافة لطاقات التصادم وطاقات الجسيمات بعد التصادم (وقد جمعت هذه البيانات من قواعد البيانات العالمية والموثوقة).

أيضاً تم ادخال المعادلة (17) لإيجاد (EEDF) وذلك بعد تطبيق الشروط الحدية وإدخال البارامترات المناسبة: درجة حرارة الغاز (Gas temperature):

$$T_g = 300 \text{ (K)}$$

وكتافة البلازما (Plasma density):  $n_e = 1E + 18 \text{ (1/m}^3\text{)}$ ، تم تغيير درجة التأين (Ionization degree) ضمن المجال  $(\beta: 2E - 9 \rightarrow 2E - 2)$  ورسمنا الخطوط البيانية لتغير التابع (EEDF) بدلالة طاقة الإلكترون المقدر بـ (ev) وببينها الشكل (5). يوضح الشكل (5) تابع توزيع طاقة الإلكترون في غاز الأرجون عند درجات تأين مختلفة وذلك عند كثافة البلازما  $n_e = 1E + 18 \text{ (1/m}^3\text{)}$  وعند حقل كهربائي مختزل  $E / N = 10Td$ .



الشكل (5): تغير (EEDF) بدلالة طاقة الإلكترون عند قيم مختلفة لدرجة التأين عند القيمة  $10Td$  للحقل الكهربائي المختزل

نلاحظ من الشكل بأنه عند زيادة درجة التأين يصبح تابع التوزيع EEDF أكثر ماكسويلياً أي يصبح خط مستقيم مع زيادة درجة التأين، ويعود السبب في ذلك لزيادة احتمالية حدوث التصادمات الفعالة بين الإلكترونات والجسيمات المختلفة المتواجدة في الوسط الغازي مما يسبب تغييراً في طاقة الإلكترونات بعد هذه التصادمات، وتأثير هذه التصادمات يعود إلى درجة التأين وهذا موضح بمعادلة تصادم e-e الموضحة سابقاً (16). حيث تميل تصادمات الإلكترون \_ الإلكترون إلى دفع الإلكترونات الموجودة

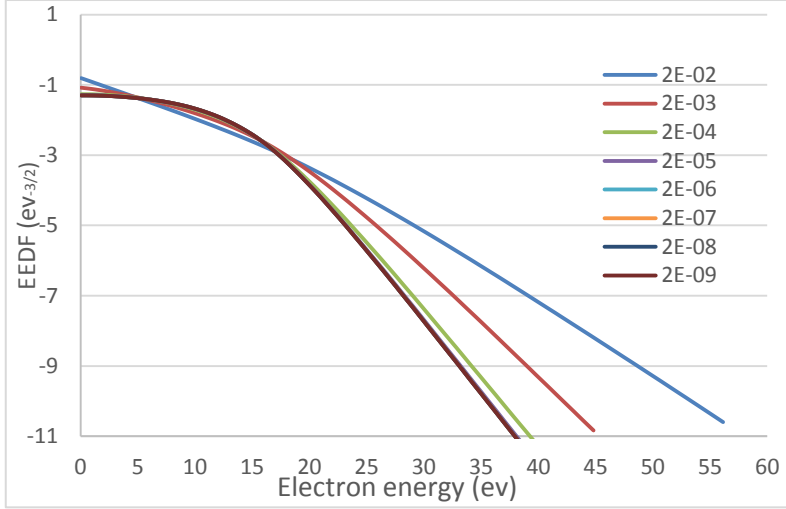
في الذيل إلى طاقات أعلى، مما يؤثر على معاملات النقل للإلكترون بوجود طاقة التشبيط العالية.

إن تأثير درجة التأين على (EEDF) عند الطاقات المنخفضة يكون ضعيفاً وهذا ما يدل عليه تقارب خطوط التابع (EEDF) لقيم صغيرة من درجات التأين. بينما يزداد تأثير درجة التأين على التابع (EEDF) بزيادة طاقة الإلكترون وخاصة عند درجات التأين المرتفعة.

ونلاحظ عند درجات التأين المنخفضة يكون منحنى (EEDF) ثابتاً عند قيمة واحدة للتابع، ومن ثم نلاحظ بأنه عند القيمة (12ev) تقريباً يبدأ التابع بالانحناء (الانهيار) وتتناقص قيمته بزيادة الطاقة.

#### 4-2-2- تأثير درجة التأين على (EEDF) عند القيمة (100 Td) :

قمنا بإجراء نفس الخطوات العملية السابقة لكن عند وجود حقل كهربائي مختزل بقيمة  $E/N = 100Td$  فحصلنا على الشكل (6) ولاحظنا وجود ثلاثة خطوط واضحة ويقيم طاقة أكبر عند نفس قيم درجات التأين المأخوذة في الشكل (5)، فمثلاً عند القيمة  $100Td$  للحقل الكهربائي المختزل وعند درجة التأين  $\beta = 2E - 2$  كانت قيمة الطاقة  $E = 57 ev$ ، بينما في الشكل (5) عند قيمة الحقل الكهربائي المختزل  $10Td$  كانت قيمة الطاقة عند نفس درجة التأين السابقة  $E = 35 ev$  أي ازدادت قيمة الطاقة مع زيادة الحقل الكهربائي المختزل بقيمة (27ev)، ولوحظ أيضاً بأن فرق الطاقة بين آخر قيمتين لدرجات التأين عند الحقل الكهربائي المختزل  $100Td$  يكون (12ev) بينما عندما كان الحقل الكهربائي المختزل  $10Td$  كان فرق الطاقة بين آخر قيمتين للتأين (7ev) أي انخفضت قيمة الطاقة إلى النصف تقريباً. وعند بقية قيم درجات التأين المنخفضة نلاحظ أن كل الخطوط منطبقة وثابتة عند قيمة واحدة للطاقة وذلك بسبب ظهور حالة إعادة الاتحاد.



الشكل (6): تغير (EEDF) بدلالة طاقة الالكترون عند قيم مختلفة لدرجة التأين عند القيمة المختزل (100Td) للحقل الكهربائي المختزل

نلاحظ أيضاً ازدياداً طفيفاً لقيم تابع توزيع طاقة الالكترون مع زيادة درجة التأين بينما تزداد الطاقة بشكل واضح أكثر، ويعود السبب في ذلك أنه مع زيادة قيمة الحقل الكهربائي المختزل تزداد احتمالية حدوث التصادمات الفعالة بين الالكترونات والجسيمات المختلفة المتواجدة في الوسط الغازي مما يسبب تغيراً في طاقة الالكترونات بعد هذه التصادمات.

ونرى أنه عند أكبر قيمة لدرجة التأين تحتاج الى قيمة أكبر للطاقة ويصبح التابع أكثر ماكسويلياً أي يصبح خطأ مستقيماً.

#### الاستنتاجات:

- 1- لوحظ بأنه عند دراسة تأثير الحقل الكهربائي المختزل على دالة (EEDF) أنها تقترب من توزيع دروفيستين (Druyvesteyn) وذلك عند القيم المنخفضة للحقل (أقل من 10Td).
- 2- عندما تزداد قيمة الحقل الكهربائي المختزل (أكبر من 50 Td) تظهر دالة (EEDF) بشكل توزيع مكسويل ثنائي درجة الحرارة.

- 3- عندما يكون الحقل الكهربائي (أكبر من 300 Td) ينخفض ذيل الدالة (EEDF) عند الطاقات الأعلى ببطء أكثر من توزع ماكسويل ويميل شكل (EEDF) إلى التقعر.
- 4- عند زيادة درجة التأين يصبح تابع التوزع EEDF أكثر ماكسويلياً أي يصبح خط مستقيم عند ثبات قيمة الحقل الكهربائي المختزل، بينما تأثير درجة التأين على (EEDF) عند الطاقات المنخفضة يكون ضعيفاً.
- 5- يزداد تأثير درجة التأين على التابع (EEDF) بزيادة طاقة الالكتران وخاصة عند درجات التأين المرتفعة.
- 6- عندما تكون قيمة الحقل الكهربائي المختزل كبيرة تتطلب أكبر قيمة لدرجة التأين الوصول الى قيمة أكبر للطاقة ويصبح التابع أكثر ماكسويلياً أي يصبح خطأً مستقيماً.

## المراجع

1. Sahyouni W, Nassif A, Zeidan O. Study the Flux and Energy of the Helium Ions Beam Produced by Two Different Dense Plasma Focus Devices When Gas Pressure Changes. Am J Mech Appl. 2020; **8**(1).
2. Sahyouni W, Nassif A. Ions Beam Properties Produced by NX2 Plasma Focus Device with Helium and Nitrogen Gas. Am J Mod Phys. 2019; **8**(1).
3. Sahyouni W, Nassif A. Nitrogen Soft X-Ray Yield Optimization from UNU / ICTP PFF Plasma Focus Device. Am J Mod Phys. 2020; **8**(6).
4. Sahyouni W, Nassif A. Neon Soft X-Ray Yield Optimization from NX2 Dense Plasma Focus Device. Jordan J Phys. 2018;**11**(3).
5. العلوان م، صهيوني و، عطية ج. تأثير حزمة إلكترونية على بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة. مجلة جامعة تشرين. 2015؛ **15**(37).
6. العلوان م، صهيوني و، عطية ج. اللاستقرارات لحزمة الكترونية في بلازما كثيفة ساخنة غير متجانسة. مجلة جامعة البعث. 2015؛ **37**.
7. السباعي ع، صهيوني و، المقدم ح. دراسة إحصائية للتأين في بعض حالات البلازما بتابعية تركيز الإلكترونات ودرجة حرارتها. مجلة جامعة البعث. 2017؛ **39**(19).
8. Chen F. Introduction to plasma physics and controlled fusion. New York; 1984.
9. Waye JD, Aisenberg J, Rubin PH, Morales S. Practical Colonoscopy. Practical Colonoscopy. Wiley-Blackwell; 2013.
10. Boeuf JP, Pitchford LC. Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor. Phys Rev E [Internet].1995;**51**(2).
11. Lieberman MA, Lichtenberg AJ. Principles of Plasma Discharges and Materials Processing. 2th ed. New York: Wiley; 2005.



12. Fridman A. Plasma Chemistry. Cambridge: Cambridge University Press; 2008.
13. Behlman N. Electron energy distribution measurements in the plume region of a low current hollow cathode. Worcester Polytechnic Institute; 2010.
14. Boogaard A. Plasma-enhanced Chemical Vapor Deposition of Silicon Dioxide. University of Twente; 2011.
15. Demidov V, DeJoseph C, Kudryavtsev A. Nonlocal effects in a bounded afterglow plasma with fast electrons. IEEE Trans Plasma Sci. 2006;**34**(3 PART 2).
16. Shul RJ, Pearton SJ. Handbook of Advanced Plasma Processing Techniques. Berlin: Springer; 2000.
17. Pereira NR, Whitney KG. Non-Maxwellian electron-energy distribution due to inelastic collisions in a z -pinch plasma. Phys Rev A [Internet].1988; **38**(1).
18. Kuzmin D. A Guide to Numerical Methods for Transport Equations. Germany: Friedrich – Alexander University; 2010.
19. Nighan WL. Electron energy distributions and collision rates in electrically excited N<sub>2</sub>, CO, and CO<sub>2</sub>. Phys Rev A. 1970;**2**(5).
20. Sugai H, Ghanashev I, Hosokawa M, Mizuno K, Nakamura K, Toyoda H, et al. Electron energy distribution functions and the influence of fluorocarbon plasma chemistry. Plasma Sources Sci Technol. 2001;**10**(2).
21. Jassim RH, Jassim MK. Studying the electron energy distribution function (EEDF) and electron transport coefficients in SF<sub>6</sub> - He gas mixtures by solving the boltzmann equation. Baghdad Sci J. 2017;**14**(2).
22. Jassim MK, Jawad EA. Study on the Effect of H<sub>2</sub> Addition to N<sub>2</sub> on EEDF and Electron Transport Coefficients. Ibn AL- Haitham J Pure Appl Sci [Internet]. 2019;**32**(3).
23. Taha SA, Othman MM, Salih IH. Solving of the Boltzmann transport equation using two - term approximation for pure electronegative gases (SF<sub>6</sub>, CCl<sub>2</sub>F<sub>2</sub>). ZANCO J PURE Appl Sci

- [Internet]. 2019; **31**(s4).
24. Sahyouni W, Alrhia H, Alsebai.O, The Influence of electric field frequency variation on the electron energy distribution function (EEDF) of argon plasma, **Научно-практический электронный журнал Аллея Науки, Alley-science.ru №10(49) , 2020.**
  25. Hagelaar GJM, Pitchford LC. Solving the Boltzmann equation to obtain electron transport coefficients and rate coefficients for fluid models. **PLASMA SOURCES Sci Technol. 2005;14.**
  26. Du GF, Jiang J, Dong CZ. Electron impact excitation into the 3p54p levels from the 3p54s metastable levels of argon. **Eur Phys J D. 2011;63(1).**
  27. Clarenbach B, Lorenz B, Krämer M, Sadeghi N. Time-dependent gas density and temperature measurements in pulsed helicon discharges in argon. **Plasma Sources Sci Technol. 2003;12(3).**
  28. Grigorian GM, Dyatko NA, Kochetov I V. Experimental and theoretical study of the radial distribution of Ar(3P0) metastable atoms in a dc glow discharge in argon. **J Phys D Appl Phys [Internet]. 2015;48(44).**
  29. Hyman HA. Electron-impact ionization cross sections for excited states of the rare gases (Ne, Ar, Kr, Xe), cadmium, and mercury. **Phys Rev A. 1979; 20(3).**
  30. Macko P, Sadeghi N. Determination of the non-relaxation (reflection) probability of metastable Ar(3P2) atoms on a Pyrex surface. **Plasma Sources Sci Technol [Internet]. 2004;13(2).**
  31. Pancheshnyi S, Biagi S, Bordage MC, Hagelaar GJM, Morgan WL, Phelps A V., et al. The LXCat project: Electron scattering cross sections and swarm parameters for low temperature plasma modeling. **Chem Phys [Internet]. 2012;398(1).**

## ملحق

ملاحظة: لم يتم وضع جداول رقمية للخطوط البيانية الموجودة بالمقالة وذلك لأن الجداول حجمها كبير جدا يصل الى 20 صفحة للمخطط البياني الواحد لذا تم ارفاق جدول واحد ملحق مع المقالة للخط البياني (4a) ولكم جزيل الشكر.

