

## حساب معدل الإثارة والتأين في الانهيار الكهربائي لغاز الأرجون بالليزر

د. بسام غزولين \*

(تاريخ الإيداع 2022 /5/16 – تاريخ النشر 2022 /9/15)

### □ ملخص □

يقدم هذا العمل نمذجة عددية عامة لعمليات سلسلة الإلكترون المتعاقبة التي تؤدي إلى انهيار غاز الأرجون. نجح النموذج في تفسير ظاهرة الانهيار في غاز الأرجون فوق مجال الضغط  $2.35 \times 10^3$  torr to  $1.368 \times 10^2$  torr)، المشع باستخدام التوافق الثاني لليزر Nd: galss ذو الطول الموجي  $0.53 \mu\text{m}$  وعرض النبضة  $15 \text{ ns}$ . يزداد متوسط طاقة الإلكترون كتابع للزمن عند الضغط المنخفض نتيجة لزيادة معدل اكتساب الطاقة بواسطة الإلكترونات الحرة. ومع ذلك، فإن ذروة المعدل الصافي لإنتاج إلكترونات عالية الطاقة تتناقص. نظرًا لأن الإلكترونات تخسر طاقاتها في الغالب في تصادمات غير مرنة مع ذرات الغاز المحايدة مما ينتج عنه المزيد من الإلكترونات ذات الطاقات المنخفضة. إن أعلى قيم متوسطة لطاقة الإلكترون التي لوحظت في ذلك يرجع إلى كثافة الليزر العالية المطلوبة للتغلب على خسارة الانتشار. من ناحية أخرى، عند الضغط العالي تكون النتائج متشابهة تقريبًا خلال النصف الأول من ومضة الليزر. تظهر النتائج زيادة كبيرة تصل إلى قيمة حوالي  $4.7 \text{ eV}$  في نهاية نبضة الليزر. علاوة على ذلك، فإن معدل الإثارة عند الضغط المنخفض والعالي على التوالي. تؤكد الدور المهم الذي تلعبه الخسارة بالانتشار خلال المرحلة الأولى من نبضة الليزر. ومع ذلك، فإن تأثير الخسارة بالانتشار وإعادة الاتحاد على معدل نمو التأين في غاز الأرجون، يؤكد العلاقة بين معدل التأين لكل إلكترون كتابع للزمن، مما يشير إلى تأثير الخسارة بالانتشار خلال هذه الفترة الزمنية.

**الكلمات المفتاحية:** انهيار ذرات الارغون في الليزر- الانهيار الكهربائي لغاز الارغون، معدل التأين و الاثارة لغاز الأرجون.

\* استاذ مساعد في قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سوريا

## Calculation of the excitation and ionization rate in electrical breakdown of argon gas by laser

Dr. Bassam Ghazolin\*

(Received 16/5/2022. Accepted 15/9/2022)

### □ABSTRACT □

This work presents a general numerical modeling of electron cascade processes leading breakdown in argon gas. The model was succeeded in interpret the breakdown phenomenon in argon gas over pressure range ( $1.368 \times 10^2$  torr to  $2.35 \times 10^3$  torr) irradiated with the second harmonic of the Nd:galss laser of wavelength 0.53  $\mu$ m and pulse duration 15 ns. The electron mean energy as a function of time at law pressure is increases as a result of the increase of the rate of energy gain by the free electrons. However, the peak of the net rate of producing high energy electrons decreases. Since electrons mostly expand their energies in undergoing inelastic collisions with neutral gas atoms yielding more electrons with low energies. The higher of the electron mean energy values observed in is meanly due to the high laser intensity required to overcome diffusion losses. On the other hand, at high pressure are almost similar during the first half of the laser flash. The results show considerable increase reaching to a value of around 4.7eV at the end of the laser flash. Moreover, the excitation rate at the low and high pressures respectively, Confirms the important role played by diffusion losses during the first stage of laser flash. However, the influence of diffusion and recombination losses on the ionization growth rate in argon gas. The relation between the ionization rate per electron as a function of time, which indicates the effect of diffusion losses during this time interval.

**Key words:**argon laser gaz - breakdown in argon gaz, electrical breakdown of argon gaz ionization rate and excitation rate for argon gaz.

---

\* Assistant professor -Department of Physics- Faculty of science- Tishreen University- lattakia - Syria

## مقدمه:

يعتمد نموذج الالكترونات المتعاقبة بشكل أساسي على امتصاص الالكترون للطاقة من مجال الليزر. في العمل الحالي، استخدمنا هذا النموذج على غاز الأروغون [1,2]. هناك آليتان يمكن أن تؤدي إلى انهيار الغازات تحت تأثير الطاقة العالية لنبضات الليزر، وهما التأين متعدد الفوتون والتأين المتعاقب للالكترونات. ومع ذلك، هناك تأثير الامتصاص المباشر متعدد الفوتونات بواسطة تأين غلاف الذرة. وكذلك، يمكن أن ينتج التأين المتعاقب للالكترونات تحت تأثير مجال الليزر من خلال تصادمات عكسية للأشعة مع العناصر الحيدانية [3,4,5]. ان هذه النتائج توصلنا إليها باستخدام الحاسب، وبالاعتماد على التوزيع الذري لذرة الأروغون، بالإضافة والاعتماد على علاقة سطح المقطع التصادمي مع مختلف العمليات التي يمكن ان تحدث في هذا النموذج.

**أهمية البحث و أهدافه:** تكمن أهمية البحث في التركيز على تطوير نموذج الالكترونات المتعاقبة باستخدام الحاسب وذلك بالاعتماد على التوزيع الذري لذرة الأروغون و على علاقة سطح المقطع التصادمي لذرات الغاز مع كافة العمليات التي تحصل في هذا النموذج من إثارة أو تأين. كما يهدف الى التأكد من آليات انهيار الغاز تحت تأثير الطاقة العالية لنبضات الليزر في حالة التأين متعدد الفوتونات والتأين المتعاقب للالكترونات عن طريق كتابة برنامج بلغة الفورتران على الحاسب.

## طرائق البحث و مواده:

- ١- وصف موجز لنموذج الالكترونات المتعاقبة البسيط:
- ٢- السويات المثارة
- ٣- العمليات التي تساهم في اثاره الذرات.
- ٤- المقطع العرضي للاثارة والتأين.
- ٥- المقطع العرضي لخطوتي التأين.

## ١- وصف موجز لنموذج الالكترونات المتعاقبة البسيط:

يحدث هذا النموذج البسيط للالكترونات المتعاقبة، عندما يكتسب الالكترون طاقة بشكل مستمر من المجال الكهرومغناطيسي لشعاع الليزر. وعندما تكون طاقة الليزر كافية ستؤدي الى إثارة وتأيين الغاز من خلال التصادمات غير المرنة مع ذرات الغاز [5,8]، ومن ثم، يتم تحرير المزيد من الالكترونات إما عن طريق الاصطدامات المباشرة بين الالكترونات والذرات المحايدة (أو الذرات المثارة)، أو بطريقة أخرى من خلال التأين الضوئي للذرات المثارة بواسطة مجال الليزر نفسه، وبهذه الطريقة سيتم توليد المزيد من الالكترونات المتعاقبة في المنطقة البؤرية [6,7]. لذلك، يتم تمثيل معدل الريح بالطاقة بواسطة الالكترونات الحرة من حقل الليزر بالمعادلة:

$$\partial f / \partial t = G(\Omega) [(\partial f / \partial \Omega) + 2\Omega (\partial^2 f / \partial \Omega^2)] \quad (1)$$

حيث  $\Omega$  تمثل طاقة الالكترون، تعبر عن معدل الريح بالطاقة للالكترون

$$G(\Omega) = (1/3) \Omega_0 \Omega_m$$

$$\Omega_0 = e^2 E^2 / 2 m \Omega^2 = (377 e^2 / 2 m \Omega^2) I(t) \quad (2)$$

$\square$  الطاقة المهتزة للإلكترون الذي شحنته  $e$  وكتلته  $m$  ،  $E$  الحقل الكهربائي لليزر ،  $\square$  التردد الزاوي ،  $f=f(\square,t)$  كثافة الإلكترونات عند الزمن  $t$  الذي يملك طاقة بين  $\square$  و  $\square+\square$  ،  $I(t)$  شدة شعاع الليزر ،  $\square_m$  هو تردد عزم التصادم بين الإلكترونات وذرات الغاز. في هذا النموذج طورنا نموذج للإلكترونات المتعاقبة وذلك من خلال:

١- تأثير إثارة الإلكترون للذرة و تأين الإلكترون

٢- التأين متعدد الفوتون لذرات الحالة الأرضية

هذه العمليات تؤدي تطور الى الإلكترونات المتعاقبة. معدل توليد هذه الذرات المثارة بسبب التصادم ا بين الإلكترونات عند الإثارة و عند نطاقات طاقة مختلفة

### ٢- السويات المثارة

معدل زيادة الذرات المثارة من أي سوية  $L$  ( $L=1,2,\dots, z$ ) تعطى بالعلاقة [3]:

$$\partial X_L / \partial t = \square_{xL} N(t) n - B_L \{ I(t) \}^k X_L - s_L X_L - \square_{ixL} n X_L + R n_+ n^2 + r n_d n \quad (3)$$

يتم وصف الطرف الأيمن لهذه المعادلة على النحو التالي: الحد الأول: يمثل معدل توليد الذرات المثارة بسبب تصادمات الإثارة بين الإلكترونات ( في نطاقات طاقات مختلفة)، و ذرات الحالة الأرضية. يمثل الحدان الثاني والثالث معدل فقدان الذرات المثارة للسوية  $L$ . بالرغم من أن، عمليات التأين متعدد الفوتون تتحلل إلى الحالة الأرضية.  $s_L$  في الحد الثالث تمثل احتمال الانتقال الى السوية المثارة  $L$  . الحد الرابع هو معدل فقدان الذرات المثارة من السوية المثارة  $L$  في عمليات التأين التصادمية مع الإلكترونات بطاقات مختلفة. آخر حدين من المعادلة يمثلان معدل توليد الذرات المثارة بسبب اصطدامات إعادة التوحيد التفككي الإلكتروني [5] (إعادة التركيب مع الأيونات والثنائيات الجزيئية). و  $\square_{xL}(\square)$ ،  $\square_{ixL}(\square)$  و  $\square_{ixL}(\square)$  يمثلان معدل التصادم للإلكترونات ، عند أي مجال طاقه  $\Delta\square$ ، للإثارة ، وتأين الذرات المتعادلة والمثارة.

### ٣- العمليات التي تساهم في إثارة الذرات، لأي سوية إثارة $L$ ، هي:

(a) الإثارة التصادمية للذرات المحايدة بواسطة الإلكترونات التي طاقاتها تعادل أو تزيد عن طاقة الإثارة للمستوى  $L$ . التفاعل في هذه العملية ، عندما تكون طاقة الإلكترون مساوية  $(\square_j + \square_{xL})$ .

(b) الذرات المستثارة يتم ملؤها بسبب عملية إعادة تركيب أيون الإلكترون.

(c) أيضًا ، يمكن زيادة كثافتها بسبب إعادة التركيب الانفصامي للأيونات الثنائية مع الإلكترونات ، والتفاعل .بمعنى آخر ، قد تضيع الذرات المثارة من أي حالة من الحالات المثارة.

(d) التحلل الطبيعي إلى الحالة الأرضية مع انبعاث الإشعاع (يتم تجاهل التحلل الطبيعي إلى أي مستويات أخرى في هذا النموذج).

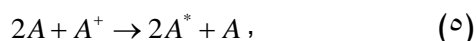
$$A^{*L} \rightarrow A + h\nu' , \quad h\nu' = \square_{xL} \quad (4)$$

(e) التأين عن طريق الاصطدام بالإلكترونات ذات طاقات أكبر من  $(\epsilon_i - \epsilon_{xL})$  .

(f) التأين عن طريق امتصاص الفوتونات من مجال الليزر ، ورد فعل الاختلاف الزمني لذرات الحالة

الأرضية بسبب:

- (a) التأثير الإلكتروني للإثارة والتأين
- (b) تأين متعدد الفوتونات
- (c) اضمحلال محايد الذرات المثارة .
- (d) تكوين dimer ions أيون ديمر خلال التفاعل.



٤- المقطع العرضي للإثارة والتأين:

يعطى سطح المقطع العرضي للتأين والمقاطع العرضية للإثارة للسويات 4S و 4P على الشكل التالي [5]:

$$\sigma_i(\varepsilon) = 1,45 \times 10^{-17} (\varepsilon - 15.75) \text{ cm}^2 \quad \varepsilon \geq 15.75 \text{ eV}$$

$$\sigma_{x4s}(\varepsilon) = 4,65 \times 10^{-18} (\varepsilon - 11.6) \text{ cm}^2 \quad \varepsilon \geq 11.6 \text{ eV}$$

$$\sigma_{x4p}(\varepsilon) = 1,17 \times 10^{-17} (\varepsilon - 13.2) \text{ cm}^2 \quad \varepsilon \geq 13.2 \text{ eV}$$

٥- المقطع العرضي لخطوي التأين:

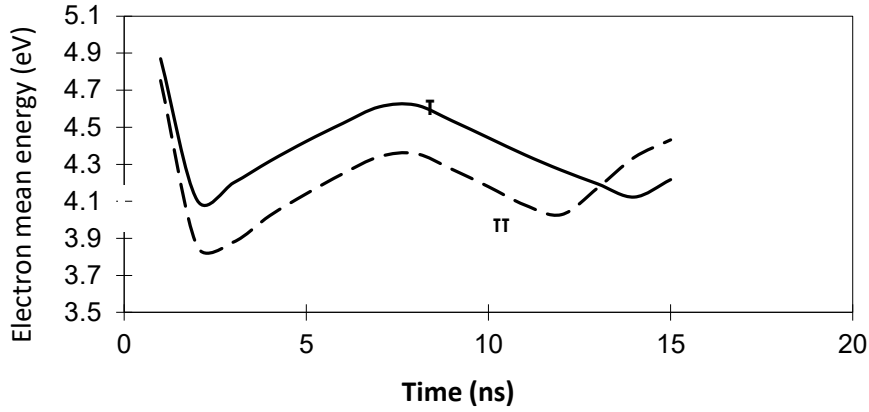
تبين من القياسات التجريبية [5] للمقطع العرضي لتصادم الإلكترون مع الذرات المثارة محدودة او قليلة. يؤدي تصادم الكترون مع الذرات المثارة الى تأينها. لذلك، من المفترض أن يكون احتمال تأين ذرات الحالة المثارة 4s هو نفس احتمال تأين ذرات من الحالة الأرضية أيضاً، يعتبر احتمال تأين الذرات المثارة 4p ضعف احتمال التأين من الحالة الارضية وذلك بالاعتماد على الطاقة الزائدة. أخذنا ذلك بالاعتبار في حساباتنا من اجل السويات 4s و 4p :

$$\sigma_{i4s} = 1.5 \times 10^{-17} (\varepsilon - \varepsilon_i - \varepsilon_{x4s}) \text{ cm}^2 \quad \text{for } \varepsilon > \varepsilon_i - \varepsilon_{4s}$$

$$\sigma_{i4p} = 3 \times 10^{-17} (\varepsilon - \varepsilon_i - \varepsilon_{x4p}) \text{ cm}^2 \quad \text{for } \varepsilon > \varepsilon_i - \varepsilon_{4p}$$

**النتائج والمناقشة:**

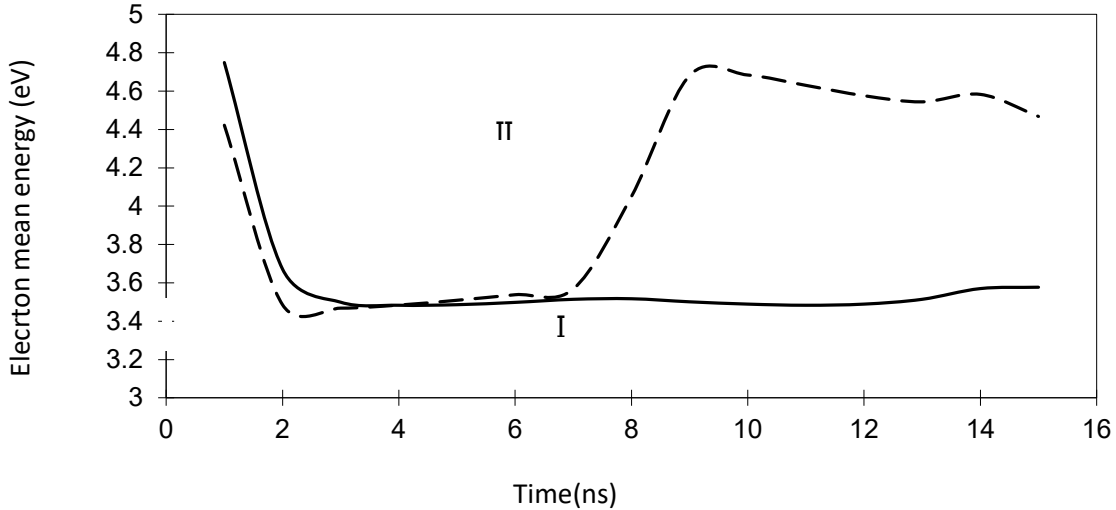
تمت كتابة البرنامج بلغة الفورتران ثم تشغيله، أولاً للتحقق من تباين عتبة الانهيار لشدة إشعاع الليزر بين قيمتين لضغط الغاز. تم إجراء هذه الحسابات بشكل تجريبي [5] بتشعيع غاز الارغون بليزر Nd:glass بطول موجي  $0.53 \mu\text{m}$  وعرض نبضة 15 ns من اجل  $(P = 2.35 \times 10^2 \text{ torr})$  في الشكل (١) ومن أجل قيمة اخرى للضغط  $(P = 2.35 \times 10^3 \text{ torr})$  في الشكل (٢) تم رسم الخط البياني لتحويلات الطاقة المتوسطة للإلكترون كتابع للزمن .



الشكل (١) الطاقة المتوسطة للإلكترون من أجل  $P=2.356 \times 10^2$  torr و  $\Pi = 6.37 \times 10^{11}$  w/cm<sup>2</sup> بوجود الخسارة نتيجة إعادة

التوحيد البؤري (الخط المتقطع) ومن أجل  $I = 8.6 \times 10^{11}$  w/cm<sup>2</sup> يوجد الخسارة بالانتشار (الخط المستمر)

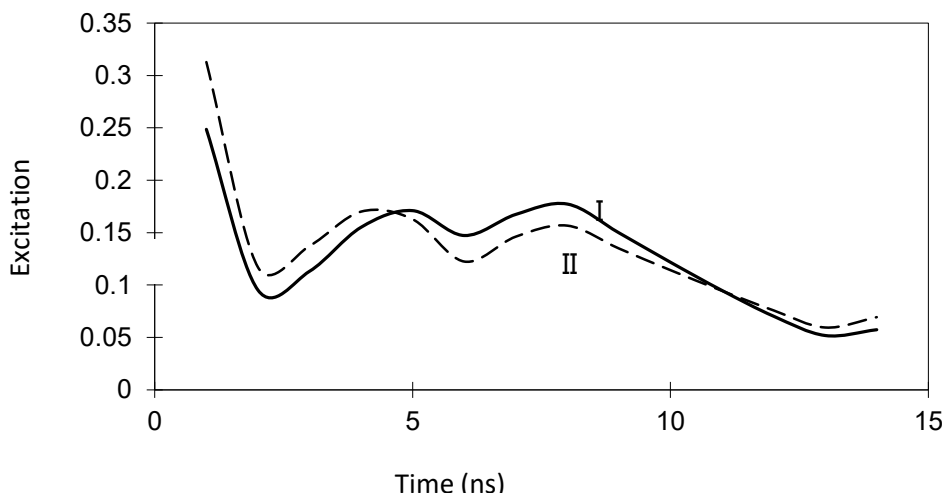
من الشكل (١) نجد ان المنحني البياني (I) و (II) لهما نفس السلوك تقريباً، المنحني البياني (II) يقع تحت المنحني البياني (I) على طول نبضة الليزر. نجد أيضاً أنه بالقرب من القمة يزداد متوسط طاقة الإلكترون نتيجة لزيادة معدل اكتساب الطاقة بواسطة الإلكترونات الحرة بعد الذروة ينخفض المعدل الصافي أما لإنتاج إلكترونات عالية الطاقة ، تتبدد معظم طاقة الإلكترونات نتيجة لخضوعها للتصادمات غير المرنة، ومع ذلك فإن ذرات الغاز المحايدة تنتج المزيد من الإلكترونات ذات الطاقات المنخفضة. إن أعلى قيم الطاقة المتوسطة للإلكترون التي لوحظت في المنحني (I) تعود إلى كثافة الليزر العالية المطلوبة للتغلب على الخسارة الناتجة عن الانتشار.



الشكل (٢) الطاقة المتوسطة للإلكترون من أجل  $P=2.35 \times 10^3$  torr و  $\Pi = 1.33 \times 10^{11}$  w/cm<sup>2</sup> بوجود الخسارة نتيجة إعادة التوحيد

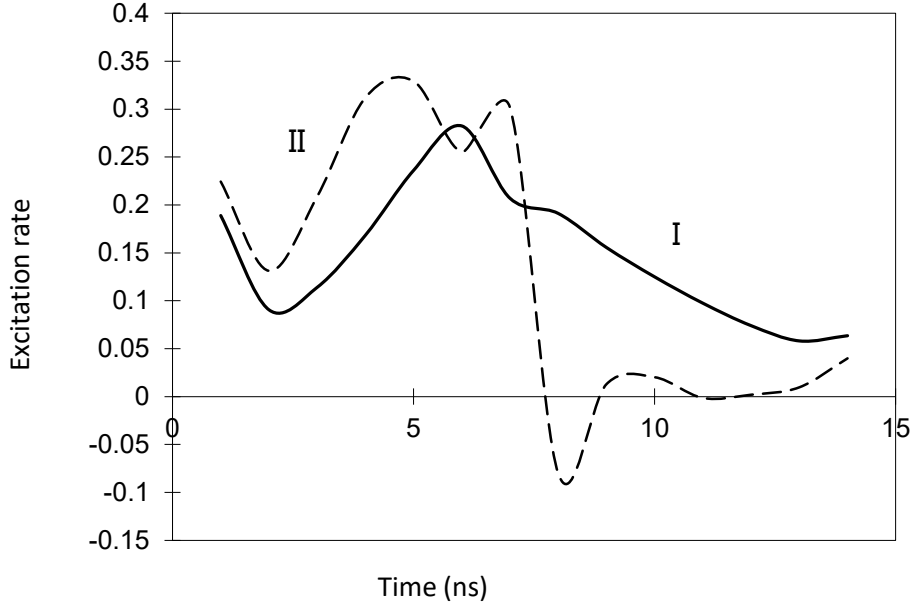
البؤري (الخط المتقطع) ومن أجل  $I = 9 \times 10^{10}$  w/cm<sup>2</sup> يوجد الخسارة بالانتشار (الخط المستمر)

ومن الشكل (٢) نجد ان سلوك الخطين البيانيين تقريباً متشابه خلال النصف الاول من نبضة الليزر. أما في النصف الثاني منها ظهر اختلافاً، حيث تظهر قيم متوسط طاقة الإلكترون في المنحنى (II) زيادة كبيرة تصل إلى قيمة حوالي 4.7 eV حتى نهاية وميض الليزر. بينما بالنسبة للمنحنى (I) يتم ملاحظة قيمة ثابتة تقريباً حول 3.5 eV حتى نهاية وميض الليزر. تؤكد هذه الزيادة في القيم الموضحة للمنحنى (II) تأثير إعادة التوحيد البؤري ومع ذلك، وجد أنه يلعب دوراً مهماً خلال هذا الوقت. وهذا بدوره يشير إلى المعدل البطيء الذي تتعرض له الإلكترونات لتصادمات غير مرنة تسبب هذه الزيادة في متوسط طاقة الإلكترون. القيمة العالية التي لوحظت في الحالتين خلال أول نانوثانية من وميض الليزر، تُعزى إلى القيمة الأولية المفترضة (~4 eV) لطاقة الإلكترون الحرارية التي تم أخذها في الاعتبار في هذه التحليلات.



الشكل (٣) معدل الإثارة عند الضغط  $P=2.356 \times 10^2$  torr و  $I = 6.37 \times 10^{11}$  w/cm<sup>2</sup> بوجود الخسارة نتيجة إعادة التوحيد البؤري (الخط المتقطع)، و عندما  $I = 8.6 \times 10^{11}$  w/cm<sup>2</sup> بوجود الخسارة بالانتشار (الخط المستمر)

يوضح الشكلان (٣) و (٤) معدل الإثارة عند الضغط المنخفض والعالي على التوالي. يوضح الشكل (٣) الدور المهم الذي تلعبه الخسارة الناتجة عن الانتشار خلال المرحلة الأولى من نبضة الليزر. لوحظ هذا من القيم الأعلى لمعدل الإثارة المرتبط بالمنحنى (II) خلال الفترة الزمنية (1 to 4.5 ns)، وتظهر هذه القيم المنخفضة لمعدل الإثارة كذلك من أجل المنحنى (I). يمكن تفسير ذلك نتيجة الخسارة بالانتشار خلال هذه الفترات الزمنية، الذي يسمح للإلكترونات بالهروب من الحجم البؤري.



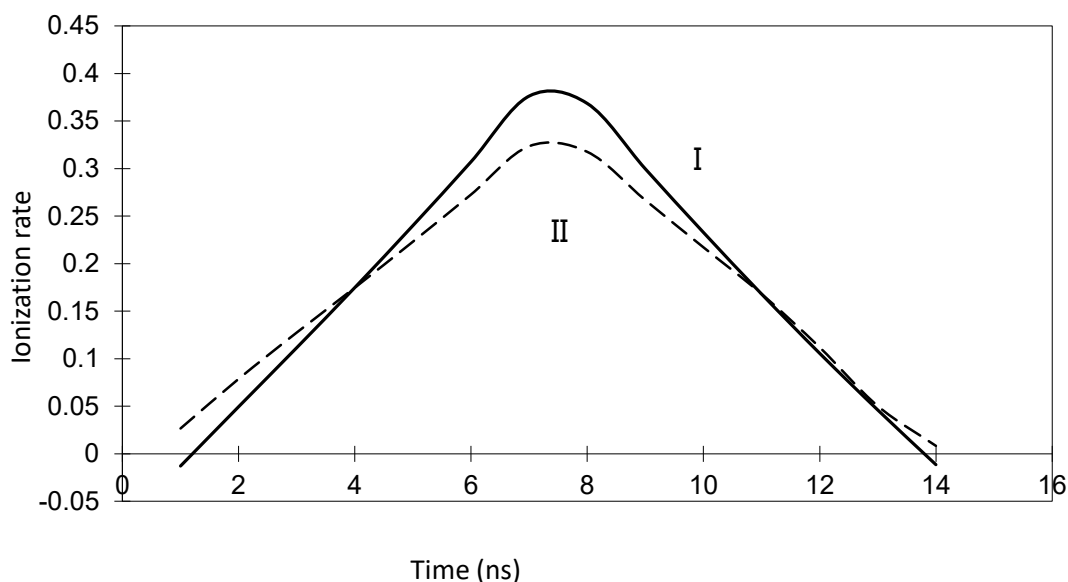
الشكل (٤) معدل الاثارة عند الضغط  $P=2.35 \times 10^3 \text{ torr}$  و  $I = 1.33 \times 10^{11} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة نتيجة اعادة التوحيد البؤري

(الخط المتقطع) ، و عندما  $I = 9 \times 10^{10} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة بالانتشار (الخط المستمر)

ومن ناحية أخرى، خلال الفترة الزمنية (4 - 11 ns) الخسارة بالانتشار لها تأثير خفيف على معدل الاثارة كما يظهر في المنحني البياني (I) الذي يتجاوز المنحني البياني (II) خلال هذه الفترة الزمنية. لاحظنا أنه من أجل قيمة الضغط  $P=2.35 \times 10^3 \text{ torr}$  هنالك سلوك مختلف، يظهر الشكل (٤) المنحني البياني (II) يقع فوق المنحني (I) وذلك خلال الخمس نانوثانية الاولى من نبضة الليزر. ومع ذلك ، يخضع المنحني (II) لانخفاض شديد ، بعد الذروة مباشرة إلى قيم منخفضة للغاية. مما يدل على أن الإلكترونات خلال هذه الفترة الزمنية تخضع لإعادة الاتحاد في هذه المدة الى جانب فقدان الأيونات المشحونة طاقتها.

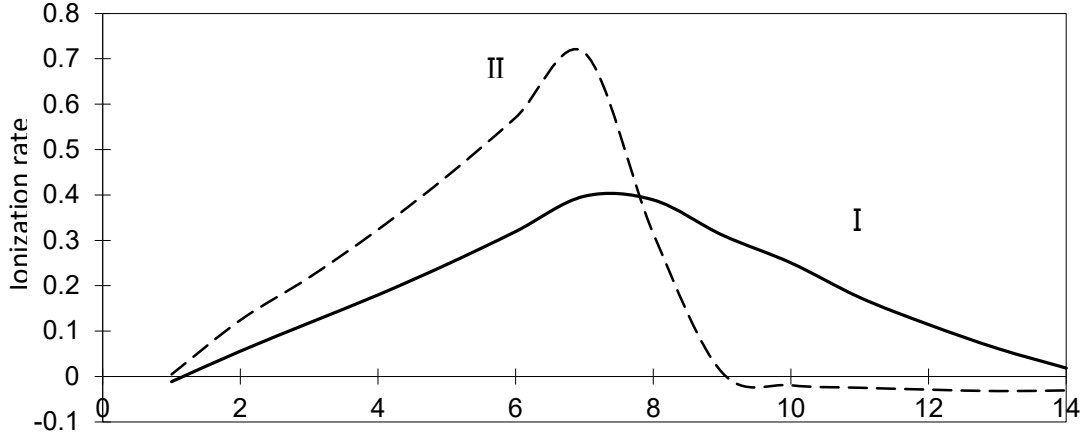


يلاحظ بشكل عام تأثير خسائر الانتشار وإعادة الاتحاد على معدل نمو التأين في غاز الأرجون ، من خلال رسم المنحني البياني لمعدل التأين كتابع للزمن عند قيم الضغط  $(P_1=2.356 \times 10^2 \text{ torr and } P_2=2.35 \times 10^3 \text{ torr})$  كما هو موضح في الشكلين (٥) و (٦) على التوالي.



الشكل (٥) معدل التأين عند الضغط  $P=2.356 \times 10^2 \text{ torr}$  و  $I = 6.37 \times 10^{11} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة نتيجة إعادة التوحيد البؤري (الخط المتقطع) ، و عندما  $I = 8.6 \times 10^{11} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة بالانتشار (الخط المستمر).

من الواضح من الشكل (٥) أن معدل التأين يتبع شكل النبضة طوال مدة نبضة الليزر في المنحني (I) ويتجاوز المنحني (II) بمقدار (0.05 eV)، يمكن أن تكون هذه القيمة العالية للمنحني (I) إلى الاحتمال الكبير للتأين الضوئي للحالة المثارة بواسطة نبضة الليزر  $(I=8.6 \times 10^{11} \text{ w/cm}^2)$ . خلال الفترة الزمنية (1 to 4 ns) يقع معدل التأين للمنحني (I) تحت المنحني (II) مما يشير إلى تأثير خسائر الانتشار خلال هذه الفترة الزمنية.



الشكل (٦) معدل التأين عند الضغط  $P=2.35 \times 10^3 \text{ torr}$  و  $I = 1.33 \times 10^{11} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة نتيجة إعادة التوحيد البؤري (الخط المتقطع) ، و عندما  $I = 9 \times 10^{10} \text{ w/cm}^2$  بوجود الخسارة بالانتشار (الخط المستمر).

من ناحية أخرى ، عند الضغط العالي في الشكل (٦) ، يتبع المنحنى (I) شكل النبضة طوال مدة النبضة. ومع ذلك يُظهر المنحنى (II) زيادة سريعة تصل إلى ذروة نبضة الليزر متبوعة بانخفاض حاد على مدى 2 ns من (7 to 9 ns) إلى قيم منخفضة جداً حتى نهاية نبضة الليزر. يمكن أن يُعزى سلوك المنحنى (II) إلى حقيقة أن خسائر إعادة التركيب تقلل من قدرة الإلكترونات على الخضوع لتصادم غير مرن مع ضغط الغاز .

### الاستنتاجات:

يقدم هذا العمل نمذجة عددية عامة لعمليات سلسلة الإلكترون المتعاقبة التي تؤدي إلى انهيار غاز الأرجون. نجح النموذج في تفسير ظاهرة الانهيار في غاز الأرجون فوق مجال الضغط ( $1.368 \times 10^2 \text{ torr}$  to  $2.35 \times 10^3 \text{ torr}$ ) ، المشع باستخدام التوافق الثاني لليزر Nd: galss ذو الطول الموجي  $0.53 \mu\text{m}$  وعرض النبضة 15 ns .

يزداد متوسط طاقة الإلكترون كتابع للزمن عند الضغط المنخفض نتيجة لزيادة معدل اكتساب الطاقة بواسطة الإلكترونات الحرة. ومع ذلك، فإن ذروة المعدل الصافي لإنتاج إلكترونات عالية الطاقة تتناقص. نظراً لأن الإلكترونات تخسر طاقاتها في الغالب في تصادمات غير مرنة مع ذرات الغاز المحايدة مما ينتج عنه المزيد من الإلكترونات ذات الطاقات المنخفضة. إن أعلى قيم متوسط طاقة الإلكترون التي لوحظت في ذلك يرجع إلى كثافة الليزر العالية المطلوبة للتغلب على خسارة الانتشار. من ناحية أخرى ، عند الضغط العالي تكون النتائج متشابهة تقريباً خلال النصف الأول من ومضة الليزر. تظهر النتائج زيادة كبيرة تصل إلى قيمة حوالي 4.7eV في نهاية نبضة الليزر. علاوة على ذلك، فإن معدل الإثارة عند الضغط المنخفض والعالي على التوالي، تؤكد الدور المهم الذي تلعبه الخسارة بالانتشار خلال المرحلة الأولى من نبضة الليزر.

ومع ذلك ، فإن تأثير الخسارة بالانتشار وإعادة التكوين التفككي على معدل نمو التأين في غاز الأرجون، يؤكد العلاقة بين معدل التأين لكل إلكترون كتابع للزمن، مما يشير إلى تأثير الخسارة بالانتشار خلال هذه الفترة الزمنية. أن معدل التأين يتبع شكل النبضة طوال مدة نبضة الليزر يمكن أن تكون هذه القيمة العالية للمنحنى إلى الاحتمال الكبير للتأين الضوئي للحالة المثارة بواسطة نبضة الليزر. إن تأثير خسائر الانتشار خلال الفترة الزمنية (1 to 4 ns) واضحة.

نوصي بتوسيع البحث ليشمل غازات أخرى غير الأرجون.

## Reference:

- 1- P.S. Dalyander a, I.B. Gornushkin b, D.W. Hahn" *Numerical simulation of laser-induced breakdown spectroscopy: Modeling of aerosol analysis with finite diffusion and vaporization effects*" Spectrochimica Acta Part B 63 (2008) 293–304, United States.
- 2- C. V. Bindhu, S. S. Harilal,a) M. S. Tillack, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris "Laser propagation and energy absorption by an argon spark" , J. Appl. Phys., Vol. 94, No. 12, 15 December 2003 7402- 7406.
- 3- Guy M. Weyle & David Rosen " *Laser induced breakdown in argon at 0.35  $\mu$ m: Theory and experiment*" Physical Review 1985 A Vol. 31 No. 4 , 2300-2313.
- 4- G.J.Fetzer. Rocca, and G. J. Collins. "Model od cw argon ion laser excited by low energy electron beams" J. Appl. Phys. 60(8), October 1986 . 2739-2753.
- 5- D.J. Rosen and G. Weyl. " *Laser induced break down in nitrogen and rare gases at 0.53 and 0.35  $\mu$ m* " , J. Appl. Phys. 20(1987), 1264-1276.
- 6- C. V. Bindhu, S. S. Harilal,a) M. S. Tillack, F. Najmabadi, and A. C. Gaeris " *Laser propagation and energy absorption by an argon spark* " , , J. Appl. Phys., Vol. 94, No. 12, 15 December 2003, 7402-7407
- 7- Yoser E E-D Gamal," *on Stepwise ionisation processes in electrical breakdown of molecular gases by laser radiation*" J. Phys D: Appl. Phys. 22 (1989)385-389.
- 8- B. Ghazolin, "Analytical studying of the effect of loss processes on Laser Induced Breakdown in Argon Gas ". Tishreen University Basic Science Series (2014) , Vol. 36 No. 2

البرنامج الذي تمت كتابته لدراسة البحث، بلغة الفورتران

c program gamal

```
IMPLICIT DOUBLE PRECISION (A-H,O-Z)
IMPLICIT INTEGER (I-N)
DIMENSION ES(25),ES1(25),CFM(25),TAB(10,25),DFUS(25),
*ENF(25),ENS(25)
OPEN(5,FILE='bas.DAT')
OPEN(2,FILE='bas.RES',STATUS='NEW')
READ(5,1000)DTL,CFC,WL,TLA,TLIFEP,TLIFES
READ(5,1001)ENION,ENEXP,ENXS,DE
READ(5,1002)NS,NIO,NEXP,NXS,III,JJJ,IRS
```

```

READ(5,1003)VIO,VEXS,VEXP,VIXS,VIXP,B2S,B2P,B2G
READ(5,999)P,POWM,VOL
1000 FORMAT(4(D11.4,1X),2(D10.3,1X))
1001 FORMAT(4(F6.2,1X))
1002 FORMAT(7(I4,1X))
1003 FORMAT(8E9.2)
999 FORMAT(3(D11.3,1X))
C vol=1.48e-07
C vol=9.04e-06
vol=1.78D-09
AN=3.56D+16*P
ANV=AN*VOL
WRITE(2,1004)ANV
WRITE(*,1004)ANV
1004 FORMAT(10X,37H NUMBER OF ATOMS IN THE FOCAL
VOLUME=,
*1PD11.4/)
WRITE(2,1005)WL,TLA,DTL
WRITE(*,1005)WL,TLA,DTL
1005 FORMAT(10X,3HWL=,1PD11.4,8X,4HTLA=,1PD11.4,7X,
*4HDTL=,1PD11.4/)
WRITE(2,1006)TLIFES,TLIFEP,CFC
WRITE(*,1006)TLIFES,TLIFEP,CFC
1006
FORMAT(20X,7HTLIFES=,1PD10.3,6X,7HTLIFEP=,1PD10.3,6X,4HCFC=,
*1PD11.4/)
WRITE(2,1007)NEXS,NEXP,NIO,NS
WRITE(*,1007)NEXS,NEXP,NIO,NS
1007 FORMAT(20X,5HNEXS=,I3,14X,5HNEXP=,I3,14X,4HNIO=,I3,
*8X,3HNS=,I3/)
WRITE(2,1008)ENEXS,ENEXP,ENION,DE
WRITE(*,1008)ENEXS,ENEXP,ENION,DE
1008
FORMAT(20X,6HENEXS=,F6.2,13X,6HENEXP=,F6.2,13X,6HENION=,
*F6.2,7X,3HDE=,F4.1/)
WRITE(2,1009)VEXS,VIXS,B2S,VIO
WRITE(*,1009)VEXS,VIXS,B2S,VIO
1009
FORMAT(20X,5HVEXS=,1PD9.2,10X,5HVIXS=,1PD9.2,10X,4HB2S=,
*1PD9.2,9X,4HVIO=,E9.2/)
WRITE(2,998)VEXP,VIXP,B2P,B2G
WRITE(*,998)VEXP,VIXP,B2P,B2G
998
FORMAT(20X,5HVEXP=,1PD9.2,10X,5HVIXP=,1PD9.2,10X,4HB2P=,
*1PD9.2,9X,4HB2G=,1PD9.2/)
WRITE(2,1010)P,POWM
WRITE(*,1010)P,POWM

```

```

1010 FORMAT(20X,2HP=,F7.1,15X,5HPOWM=,1PD10.3/)
      WRITE(2,1011)
1011
FORMAT(6X,1HT,9X,5HEXATS,9X,5HEXATP,12X,4HEXAT,11X,3HSUM,5X,
      *5HEMEAN,4X,5HFRAC1,6X,6HJRATIO/)
      CFC=CFC*P
      CFM(1)=0.
C   RDUS=1.0D-04
C   DFS=1.0E-12*2.*2.405*2.405*1.602E-19/(3.*RDUS*RDUS*9.1D-31)
DO 600 J=2,NS
      EN=(J-1)*DE
      DD=EN*DEXP(-EN*.09)
      ASGM=(3.44+.845*DD+.208*DD*DD)*DD/3.0D+16
      CFM(J)=AN*ASGM*DSQRT(2.*EN*1.602D-15/9.1D-31)
      DD1=EN*EXP(-EN/15.)
      DD2=DD1*DD1
      SEG=(4.041*DD1+DD2*(.73225+.024*DD2))/3.0D+16
      CFSG=CFM(J)/SEG
C   DFUS(J)=EXP(-DFS*EN/CFM(J))
C   WRITE(2,900) (ASGM,J=1,NS)
C   WRITE(*,900) (ASGM,J=1,NS)
c   WRITE(2,900) (CFM(J),J=1,NS)
c   WRITE(*,900) (CFM(J),J=1,NS)
900  FORMAT(/5(5X,1PD10.3))
      IF(J .LE. NIO)GO TO 601
      TAB(10,J)=VIO*CFSG*(EN-ENION)
      TAB(1,J)=DEXP(-DTL*TAB(10,J))
601  IF(J .LE. NEXP)GO TO 602
      TAB(2,J)=VEXP*CFSG*(EN-ENEXP)
      TAB(3,J)=DEXP(-DTL*TAB(2,J))
602  IF(J .LE. NEXS)GO TO 603
      TAB(4,J)=VEXS*CFSG*(EN-ENEXS)
      TAB(5,J)=DEXP(-DTL*TAB(4,J))
603  IF(J .LE. NIO-NEXS+1)GO TO 604
      TAB(6,J)=VIXS*CFSG*(EN-ENION+ENEXS)
      TAB(7,J)=DEXP(-DTL*TAB(6,J))
604  IF(J .LE. NIO-NEXP+1)GO TO 600
      TAB(8,J)=VIXP*CFSG*(EN-ENION+ENEXP)
      TAB(9,J)=DEXP(-DTL*TAB(8,J))
C 605  ENF(J)=5.6D-26/(VOL*VOL*EN**4.5)
c   ENS(J)=0.09/EN**0.61
C   WRITE(2,888)ENF(J),ENS(J)
C   WRITE(*,888)ENF(J),ENS(J)
C 888  FORMAT(10X,7HENF(J)=,1PD11.4,20X,7HENS(J)=,1PD11.4/)
600  CONTINUE
      WRITE(2,900)(CFM(J),J=1,NS)
      WRITE(*,900)(CFM(J),J=1,NS)

```

```

JCNT=0
ICNT=0
DERAP=1./TLIFEP
DERAS=1./TLIFES
AF=2.*2.998E+10*22./(7.*WL)
QJ=377.*1.602D-15/(2.*9.1D-31*AF*AF)
IF(IRS .EQ. 1)GO TO 26
SUM=0.
EM=4.
SIG=2.
WF=1./(2.*SIG*SIG)
AWFPI=DE*DSQRT(WF*7./22.)
DO 5 I=1,NS
EN=(I-1)*DE
ES(I)=AWFPI*DEXP(-WF*(EN-EM)**2)
5  SUM=SUM+ES(I)
WRITE(2,1017)SUM
WRITE(*,1017)SUM
1017 FORMAT(57X,1PD11.4)
FRAC1=1.
EXATP=0.
EXATS=0.
EXAT=0.
DTS=2.*DTL
GO TO 110
26  READ(5,555)T,EXATS,EXATP,EXAT,SUM,FRAC1,JRATIO
555  FORMAT(5D11.4,F6.4,I5)
READ(5,666)(ES(JS),JS=1,NS)
666  FORMAT(5D11.4)
GO TO 111
110  RATIO=DTL/DTS
JRATIO=RATIO+1.0
111  DTS=DTL/JRATIO
DO 501 JL=1,JRATIO
IF(T .GT. (2.0*TLA))GO TO 300
IF(T .GT. TLA-.5*DTS) GO TO 13
POW=POWM*T/TLA
GO TO 14
13  IF(SUM .LT. 10.0) GO TO 300
POW=POWM*(2.0-(T/TLA))
14  EPSLO=QJ*POW
W=EPSLO/3.
B=2.*W
A=EPSLO*EPSLO*.5
C  CALCULATION OF ENERGY GAIN
SUM1=0.
DO 50 J=2,NS

```

```

EN=(J-1)*DE
IF(J .EQ. NS)GO TO 25
GRAD=(ES(J+1)-ES(J-1))/(2.*DE)
DER2=(ES(J+1)+ES(J-1)-2.*ES(J))/(DE*DE)
25 ES1(J)=ES(J)+(W*GRAD+(A+B*EN)*DER2)*DTS*CFM(J)
IF(ES1(J) .LT. 0.0) ES1(J)=0.0
50 SUM1=SUM1+ES1(J)
ES1(1)=SUM-SUM1
IF(ES1(1) .LT. 0.0)ES1(1)=0.0
DO 51 J=1,NS
51 ES(J)=ES1(J)
501 T=T+DTS
IF(T .GT. TLA-.5*DTS)GO TO 15
POW=POWM*(T+.5*DTL)/TLA
GO TO 16
15 POW=POWM*(2.-((T+.5*DTL)/TLA))
16 EPSLO1=QJ*POW
W1=EPSLO1*CFC/3.
A1=EPSLO1*EPSLO1*CFC*.5
B1=2.*W1
c bb=a1+b1*17.
BB=A1+B1*23.
DTS=(DE*DE)/(2.*BB)
C CALCULATION OF THE FRACTION OF ATOMS EXCITED AND
IONIZED
FRAC=1.-((SUM+EXAT+DECRS)/ANV)
IF(FRAC .LE. 0.) GO TO 300
IF(FRAC .GT. 0.99) GO TO 27
FRAC2=FRAC
FRAC=FRAC2+.6*(FRAC2-FRAC1)
FRAC1=FRAC2
27 SUMEXP=0.
SUMIXP=0.
SUMEXS=0.
SUMIXS=0.
EXAT0=EXAT
EXATS0=EXATS
EXATP0=EXATP
DO 10 J=1,NS
C THE LOSS AND GAIN TERMS DUE TO IONIZATION
IF(J .LE. NIO) GO TO 101
X2=TAB(1,J)**(FRAC)
X3=(1.-X2)*ES(J)
ES(J-NIO)=ES(J-NIO)+X3
ES(1)=ES(1)+X3
ES(J)=ES(J)*X2
C THE LOSS AND GAIN TERMS DUE TO EXCITATION

```

```

101 IF(J .LE. NEXP) GO TO 102
    X2=TAB(3,J)**(FRAC)
    X3=(1.-X2)*ES(J)
    ES(J-NEXP)=ES(J-NEXP)+X3
    SUMEXP=SUMEXP+TAB(2,J)*FRAC*ES(J)
    ES(J)=ES(J)*X2
102 IF(J .LE. NEXS) GO TO 103
    X2=TAB(5,J)**(FRAC)
    ES(J-NEXS)=ES(J-NEXS)+(1.-X2)*ES(J)
    SUMEXS=SUMEXS+TAB(4,J)*FRAC*ES(J)
    ES(J)=ES(J)*X2
C   go to 10
C   THE LOSS AND GAIN TRMES DUE TO IONIZATION OF EXCITED
STATES
103 IF(J .LE. NIO-NEXS+1) GO TO 104
    X2=TAB(7,J)**(EXATS/ANV)
    X3=(1.-X2)*ES(J)
    ES(J-NIO+NEXS)=ES(J-NIO+NEXS)+X3
    ES(1)=ES(1)+X3
    SUMIXS=SUMIXS+TAB(6,J)*EXATS/ANV
    ES(J)=ES(J)*X2
104 IF(J .LE. NIO-NEXP+1)GO TO 10
    X2=TAB(9,J)**(EXATP/ANV)
    X3=(1.-X2)*ES(J)
    ES(J-NIO+NEXP)=ES(J-NIO+NEXP)+X3
    ES(1)=ES(1)+X3
    SUMIXP=SUMIXP+TAB(8,J)*EXATP/ANV
    ES(J)=ES(J)*X2
10  CONTINUE
    POW2=POW*POW
    SMPI=POW2*B2S
    PMPI=POW2*B2P
C   ES(1)=ES(1)+POW2*DTL*AN*FRAC*B2G*POW2*POW*POW2
    ES(1)=ES(1)+DTL*(EXATS*SMPI+EXATP*PMPI)
    SUM=0.0
    SUMESN=0.0
    SUMBF=0.0
    DECRS=0.0
    DO 23 L=1,NS
    EN=(L-1)*DE
C   ES(L)=ES(L)/(1.+DTL*ES(L)*ES(L)*ENF(L))
    SUMBF=SUMBF+ES(L)
C   ES(L)=ES(L)*DFUS(L)
    ESN=EN*ES(L)
    SUMESN=SUMESN+ESN
23  SUM=SUM+ES(L)
    EMEAN=SUMESN/SUM

```



```

DECRS=SUMBF-SUM
C  GAIN AND LOSS TERMS OF EXCITED ATOMS DUE TO COLLISIONS
C  AND SPONTANEOUS DECAY
  IF(EXATS .GT. 1.) GO TO 121
  SUMIXS=DERAS
  GO TO 122
121 SUMIXS=DERAS+SUMIXS/EXATS+EXATS*SMPI
122 EXP1=0.
  X2=SUMIXS*DTL
  IF(X2 .LT. 200.) EXP1=DEXP(-X2)
  EXATS=(SUMEXS/SUMIXS)*(1.-EXP1)+EXATS0*EXP1
  IF(EXATP .GT. 1.)GO TO 221
  SUMIXP=DERAP
  GO TO 222
221 SUMIXP=DERAP+SUMIXP/EXATP+EXATP*PMPI
222 EXP1=0.0
  X2=SUMIXP*DTL
  IF(X2 .LT. 200) EXP1=DEXP(-X2)
  EXATP=(SUMEXP/SUMIXP)*(1.-EXP1)+EXATP0*EXP1
  EXAT=EXATS+EXATP
  JCNT=JCNT+1
  IF(JCNT .LT. III)GO TO 19
  WRITE(2,1013)T,EXATS,EXATP,EXAT,SUM,EMEAN,FRAC1,JRATIO
  WRITE(*,1013)T,EXATS,EXATP,EXAT,SUM,EMEAN,FRAC1,JRATIO
1013 FORMAT(3X,1PD9.2,4(3X,1PD11.4),2(4X,0PF6.3),3X,I5)
  JCNT=0
19  ICNT=ICNT+1
  IF(ICNT .LT. JJJ)GO TO 18
  WRITE(2,1014) (ES(J),J=1,NS)
  WRITE(*,1014) (ES(J),J=1,NS)
1014 FORMAT(5(5X,1PD11.4))
C  ICNT=0
  YL=0.0
  SUM1=0.0
  SUM2=0.0
  DO 333 I1=1,NS
  SUM1=SUM1+(ES(I1)*YL)
  YL=YL+1
333 SUM2=SUM2+ES(I1)
  XMEAN=SUM1/SUM2
  WRITE(2,332)XMEAN
  WRITE(*,332)XMEAN
332 FORMAT(20X,6HXMEAN=,1PD11.4/)
  ICNT=0
18  IF(T .LE. 2.*TLA+.5*DTL) GO TO 110
300 STOP
  END

```