

جامعة قاصدي مرباح ورقلة

كلية الرياضيات وعلوم المادة

قسم الفيزياء



مذكرة

ماستر أكاديمي

مجال: علوم المادة

فرع: فيزياء

تخصص: فيزياء الإشعاعات

من إعداد الطالبة: برفوق السعدية

بعنوان:

دراسة عددية لغاز الأرغون عند توضع الطبقات الرقيقة
بواسطة تقنية الرنين السيكلوتروني **PECVD- ECR**

نوقشت بتاريخ:

2019 / 06 / 25

أمام أعضاء لجنة المناقشة المكونة من:

| | | | |
|------------|-------------|-----------------|-------------------|
| رئيسا | جامعة ورقلة | أستاذ محاضر (أ) | بابا حني أم الخير |
| ممتحنا | جامعة ورقلة | أستاذ مساعد (أ) | لمقدم سومية |
| مساعد مشرف | جامعة ورقلة | أستاذ مساعد (أ) | بله زكية |
| مشرفا | جامعة ورقلة | أستاذ تعليم عال | فتحي خلفاوي |

الموسم الجامعي: 2019/2018

الإهداء

أهدي ثمرة هذا العمل المتواضع إلى الوالدة الكريمة حفظها الله وروح الوالد رحمه الله وأسكنه فسيح
جنانه،
وإلى كل أفراد الأسرة وإلى كل الأصدقاء من دون استثناء.

داعية المولى عز وجل أن تكمل بالنجاح وأن يجعل عملي هذا نافعا.

تشكرات

الحمد لله رب العالمين والصلاة والسلام على أشرف الأنبياء والمرسلين سيدنا محمد وعلى آله وصحبه
ومن تبعهم بإحسان إلى يوم الدين.

والشكر لله تعالى على فضله حيث يسر لي إنجاز هذا العمل، فله الحمد أولاً وآخراً.
وأتوجه بخالص شكري وتقديري وعظيم امتناني إلى الأستاذ الفاضل المشرف على المذكرة البروفسور
خلفاوي فتحي أستاذ تعليم عال بجامعة قاصدي مرياح ورقلة؛ لما أبداه من رحابة صدر وروح علمية
وعملية مخلصّة، وما قدمه لي من توجيهات ونصائح سديدة وملاحظات قيمة ومستمرة... فدعائي له
بالخير والعافية.

وأقدم بالشكر للجنة المناقشة المشكلة من الأساتذة الأفاضل:

الأستاذة **بابا حني أم الخير** أستاذ محاضر (أ) بجامعة قاصدي مرياح ورقلة لقبولها ترأس لجنة المناقشة،
وكما أشكر الأستاذة **لمقدم سومية** أستاذ مساعد (أ) بجامعة قاصدي مرياح ورقلة لقبولها مناقشة المذكرة.
كما لا أنسى أن أتقدم بجزيل الشكر للأستاذة مساعدة المشرف **بلّة زكية** أستاذ مساعد (أ) بجامعة قاصدي
مرياح ورقلة التي لم تدخر جهداً في مساعدتي وتوجيهي.

وأخيراً أتقدم بكلمة شكر وامتنان إلى كل أعضاء فريق البحث بمخبر الإشعاع والبلازما وفيزياء السطوح
بقسم الفيزياء كلية الرياضيات والعلوم المادة جامعة قاصدي مرياح ورقلة، وإلى كل من ساهم ومد لنا
العون حتى لو بكلمة تشجيع واحدة في إنجاز هذا العمل المتواضع، جزاهم الله خير الجزاء

فهرس المحتويات

| | |
|-----|------------------------|
| i | الإهداء |
| ii | التشكرات |
| iii | فهرس المحتويات |
| vi | قائمة الأشكال والجداول |
| 1 | المقدمة العامة |

الفصل الأول: عموميات حول بلازما و تقنية توضع الطبقات الرقيقة بواسطة الرنين

السيكلوتروني.

| | |
|----|--|
| 3 | I. نظرة عامة حول البلازما وخصائصها |
| 3 | 1.I. تعريف البلازما |
| 3 | 2.I. تعريف البلازما الباردة |
| 3 | 3.I. التعريف ببعض المقادير الفيزيائية في البلازما |
| 3 | 1.3.I. توزيع الجسيمات داخل البلازما |
| 4 | 2.3.I. طول ديبياي λ_D |
| 5 | 3.3.I. تردد البلازما $\omega_{p,i,e}$ |
| 5 | 4.3.I. متوسط المسار الحر ρ |
| 6 | II. طرق توضع الطبقات الرقيقة |
| 6 | 1.II. مفهوم الطبقة الرقيقة |
| 7 | 2.II. طرق التوضع الفيزيائي في الطور البخاري (PVD) |
| 7 | 3.II. طرق التوضع الكيميائي في الطور البخاري (CVD) |
| | 1.3.II. التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم بالبلازما |
| 8 | (Plasma Enhanced PECVD) |
| 9 | 2.3.II. العوامل المتحكمة في توضع الطبقات الرقيقة بطريقة (PECVD) |
| 9 | III. تقنية توضع الطبقات الرقيقة بواسطة رنين السيكلوتروني (PECVD-ECR) |
| 10 | 1.III. مبدأ عمل الرنين السيكلوتروني (Electron Cyclotron Resonance ECR) |
| | 1.1.III. حركة جسيم مشحون داخل حقل مغناطيسي \vec{B} مستقل عن الزمن ومتغير ببطء مع |
| 10 | الموضع \vec{r} |
| 11 | 2.1.III. إثارة الإلكترونات بفعل الرنين السيكلوتروني |
| 12 | 2.III. أنواع المفاعلات ال ECR |
| 12 | 1.2.III. مفاعل من نوع ال divergent ECR |
| 14 | 2.2.III. مفاعل من نوع ال DECR |
| 15 | 3.2.III. مفاعل من نوع ال (MDECR) Matrix-distributed ECR |
| 17 | IV. نمذجة البلازما في تقنية (PECVD-ECR) |
| 17 | 1.IV. نموذج الموائع |

| | |
|----|--|
| 17 | 1.1.IV المعادلات الأساسية لنموذج الموائع |
| 17 | 1.1.1.IV معادلة الاستمرارية |
| 18 | 2.1.1.IV معادلة كمية الحركة |
| 18 | 3.1.1.IV معادلة الطاقة |
| 18 | V معاملات الانتشار $D_{e,i,n}$ والانتقال $\mu_{e,i,n}$ |
| 18 | 1.V معامل الحركية $\mu_{e,i}$ و معامل الانتشار $D_{e,i}$ للجسيمات المشحونة |
| 21 | 2.V معامل الانتشار للجسيمات الحيادية D_n |
| 22 | VI معادلة بواسون |

الفصل الثاني: تطبيق نموذج الموائع على بلازما PECVD-DECR.

| | |
|----|---|
| 23 | I المقدمة |
| 23 | 1.I الظاهرة الفيزيائية |
| 24 | II النموذج الرياضي |
| 24 | 1.II تحديد قيم الحقل المغناطيسي للمغانط |
| 26 | 2.II مسار الجسيمات المشحونة داخل الحقل المغناطيسي للمغانط |
| 27 | 1.2.II مخطط برنامج حساب مسار الإلكترونات داخل الحقل المغناطيسي للمغانط |
| 27 | 3.II التفاعل الكيميائي للوسط الغازي |
| 28 | 4.II معادلة الإستمرارية |
| 28 | 1.4.II حساب معامل الحركية $\mu_{Ar^+,e}$ ومعامل الإنتشار $D_{Ar^+,e}$ في وجود الحقل \vec{B} |
| 30 | 2.4.II حساب معامل الإنتشار للجسيمات الحيادية D_{Ar} |
| 30 | III النموذج العددي |
| 31 | 1.III تجزئة مجال الدراسة |
| 31 | 2.III الشروط الحدية |
| 32 | 3.III طريقة الفروق المنتهية |
| 32 | IV حساب الكثافات $n_{Ar}(z)$ ، $n_e(z)$ ، $n_{Ar^+}(z)$ |
| 32 | 1.IV حساب الكثافة الأيونية n_{Ar^+} |
| 32 | 1.IV حساب الكثافة الإلكترونية n_e |
| 33 | 1.IV حساب كثافة الجسيمات الحيادية n_{Ar} |
| 33 | V حساب الحقل الكهربائي |
| 34 | VI مخطط برنامج الحساب العددي |

الفصل الثالث: النتائج العددية ومناقشتها.

| | |
|----|--|
| 35 | I مقدمة |
| 35 | II تحديد الصيغة الرياضية والقيم العددية للحقل المغناطيسي |
| 37 | II 1 تأثير الحقل المغناطيسي على مسار الجسيمات المشحونة |
| 41 | III الحساب العددي لمعامل الحركية $\mu_{Ar^+,e}$ ومعامل الإنتشار $D_{Ar^+,e}$ في وجود الحقل \vec{B} |
| 43 | IV تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة $n_{Ar^+}^0$ و n_e^0 و n_{Ar}^0 بدلالة z |
| 43 | 1.IV تحديد بعض القيم التجريبية للكثافة الأيونية |

| | | | |
|----|-------|------|---|
| 44 | | 2.IV | تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة $n_{Ar^+}^0$ بدلالة z |
| 46 | | 3.IV | تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة n_{Ar}^0 بدلالة z |
| 46 | | V | : النتائج العددية لحساب الكثافات (n_{Ar} ، n_e ، n_{Ar^+}) في إتجاه z |
| 46 | | 1.V | حساب كثافة الأيونية $n_{Ar^+}(z)$ |
| 47 | | 2.V | حساب كثافة الإلكترونية $n_e(z)$ |
| 48 | | 3.V | حساب كثافة الجسيمات المحايدة $n_{Ar}(z)$ |
| 49 | | VI | مقارنة بين تغير الكثافة الأيونية بدلالة الضغط |
| 50 | | | الخلاصة العامة و الآفاق |
| 52 | | | قائمة المراجع |

قائمة الأشكال والجداول

قائمة الأشكال:

| الفصل الأول | |
|--------------|---|
| 6 | الشكل I 1: رسم تخطيطي لطرق توضع الطبقات الرقيقة. |
| 7 | الشكل I 2: التقنيات المستخدمة لتوضع الطبقات الرقيقة. |
| 8 | الشكل I 3: مفاعل نموذجي لتوضع الطبقات الرقيقة بطريقة CVD. |
| 11 | الشكل I 4: مسار إلكترون في المستوي العمودي على الحقل المغناطيسي $B\vec{e}_z$ متغير ببطء مع الموضع. سرعة الإنزياح المغناطيسية في اتجاه \vec{e}_x . |
| 13 | الشكل I 5: النموذجي لجهاز الـ ECR divergent ومواقع الرنين السيكلوتروني. |
| 15 | الشكل I 6: (a) الشكل النموذجي لمفاعل $DEC R$ وكيفية توزع المغناط على جدران المفاعل. (b) كيفية توضع الطبقات (الهوائيات) الأمواج الميكروويف داخل منطقة الـ ECR . |
| 16 | الشكل I 7: رسم تخطيطي لوحدة إثارة البلازما ورسم لمفاعل $MDEC R$ نموذجي. |
| 16 | الشكل I 8: رسم تخطيطي لمفاعل $MDEC R-PECVD$ ATOS. |
| الفصل الثاني | |
| 23 | الشكل II 1: (a) رسم تخطيطي لمفاعل $DEC R$ ، (b) رسم تخطيطي لخطوط الحقل المغناطيسي بين القطبين. |
| 24 | الشكل II 2: منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد x وعند ثلاث نقاط z بين قطبين مغناطيسيين. |
| 25 | الشكل II 3: (a): خطوط الحقل المغناطيسي الناتجة عن المقطع A بين قطبين مغناطيسيين والمقطع B بين ثلاث أقطاب مغناطيسية على بعد $z=50mm$ من ثنائيات الأقطاب المغناطيسية المستعملة داخل مفاعل $DEC R$. (b): منحنى تغير الحقل المغناطيسي بدلالة القطر في المنطقتين A و B عند البعد $z=50mm$. (c): خطوط الحقل المغناطيسي الناتجة عن أحد ثنائيات الأقطاب المستعملة داخل المفاعل. (d): تمثل خطوط سعة الحقل المغناطيسي عند مناطق تساوي الكمون. |
| 27 | الشكل II 4: مخطط سير حساب العددي لمسار الإلكترون داخل الحقل المغناطيسي متغير مع الموضع. |
| 31 | الشكل II 5: رسم تخطيطي لمجال الدراسة. |
| 34 | الشكل II 6: مخطط برنامج الحساب العددي. |

| الفصل الثالث | |
|--------------|---|
| 35 | الشكل III 1: رسم تخطيطي لكيفية تحديد شدة الحقل المغناطيسي هندسيا تمثل الخطوط المستمرة الحقل المغناطيسي وتمثل الخطوط المتقطعة سطوح تساوي الكمون الناتجة عن قطبين مغناطيسين دائمين ومتوازيين. نقطة التقاطع في الشكل خاصة للحقلين: 100Gauss. |
| 36 | الشكل III 2: منحنى تغيرات الحقل المغناطيسي \vec{B} . |
| 38 | الشكل III 3: (a) مسار الإلكترون في مستوي \widehat{zOy} ، (b) مسار الإلكترون في 3D. (a) مسار الإلكترون في مستوي \widehat{zOx} . عند نقطة $z=50\text{mm}$. |
| 40 | الشكل III 4: (a) منحنى مسار الأيون في مستوي \widehat{zOy} ، (b) منحنى مسار الأيون في 3D. (a) منحنى مسار الأيون في مستوي \widehat{zOx} . عند نقطة $z=5\text{mm}$. |
| 42 | الشكل III 5: (a) منحنى بياني لتغير معامل الانتشار $D_e(z)$ و (b) منحنى بياني لتغير معامل الحركية $\mu_e(z)$. |
| 42 | الشكل III 6: (a) منحنى بياني لتغير معامل الانتشار $D_{Ar^+}(z)$ و (b) منحنى بياني لتغير معامل الحركية $\mu_{Ar^+}(z)$. |
| 43 | الشكل III 7: منحنى تغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد x وعند ثلاث نقاط z في المقطع A بين المغنطين. |
| 44 | الشكل III 8: (a) منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد z بإفتراض التغير رباعي، (b) منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بإفتراض التغير أسي. |
| 45 | الشكل III 9: منحنى تغير الكثافة الأيونية الأولية بدلالة البعد z . |
| 46 | الشكل III 10: منحنى بياني لتغير الكثافة الذرية الأولية n_{Ar}^0 بدلالة البعد z . |
| 47 | الشكل III 11: منحنى بياني تغير الكثافة الأيونية بواسطة الحساب العددي في إتجاه z . |
| 47 | الشكل III 12: منحنى تغير كثافة الإلكترونات الناتج عن الحساب العددي في إتجاه z . |
| 48 | الشكل III 13: منحنى لتغير كثافة الجسيمات المحايدة الناتج عن الحساب العددي في إتجاه z . |
| 49 | الشكل III 14: منحنى تغير النسبة بين الكثافة الكلية للغاز الحالية وكثافة الكلية الابتدائية بدلالة z . |
| 49 | الشكل III 15: منحنى تغير كثافة الجسيمات المحايدة الناتج عن الحساب العددي بدلالة البعد z والضغط P_{gaz} . |

قائمة الجداول:

| الفصل الثاني | |
|--------------|---|
| 30 | الجدول II 1: القيم العددية لثوابت ليونارد جونز. |
| 31 | الجدول II 2: الشروط الحدية المستخدمة في الحساب العددي للخصائص الكهربائية. |
| الفصل الثالث | |
| 36 | الجدول III 1: قيم الحقل المغناطيسي عند نقطتين. |
| 39 | الجدول III 2: القيم المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية ونصف قطر الإنحناء والخطوة عند النقاط $z_1=50\text{mm}$ ، $z_q=20\text{mm}$ ، $z_p=5\text{mm}$. |
| 40 | الجدول III 3: القيم المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية ونصف قطر الإنحناء والخطوة عند النقاط $z_1=50\text{mm}$ ، $z_q=20\text{mm}$ ، $z_p=5\text{mm}$. |
| 41 | الجدول III 4: قيم العددية لمعامل الحركة ومعامل الإنتشار في غياب \vec{B} . |
| 43 | الجدول III 5: قيم الكثافة الأيونية التجريبية عند ثلاث النقاط. |
| 47 | الجدول III 6: قيم الكثافة الأيونية عند ثلاث نقاط بالحساب العددي. |

المقدمة العامة

المقدمة العامة

تستخدم الطبقات الرقيقة بكثرة في مجال الصناعة لما تمنحه هاته الطبقات من حلول للمشكلات والعيوب الموجودة في بعض المواد لتحسينها واكسابها خصائص فيزيائية أو كيميائية. تعددت طرق توضع الطبقات الرقيقة لتتنقسم إلى نوعين رئيسيين هما:

- التوضع الفيزيائي في الطور البخاري (Physical Vapor Deposition PVD).
- التوضع الكيميائي في الطور البخاري (Chemical Vapor Deposition CVD).

من التقنيات الأكثر شيوعا في مجال الصناعة هي إحدى الطرق المتفرعة من طريقة التوضع الكيميائي في الطور البخاري (CVD) وبالتحديد تقنية PECVD: Plasma Enhanced CVD [1]. سنخص دراستنا على تقنية توضع الطبقات الرقيقة المدعمة بلازما الرنين السيكلوتروني (PECVD-ECR) والتي تعد من التقنيات الأكثر استخداما في مجال الإلكترونيات الدقيقة. تسمح هاته التقنية بالترسيب مختلف أنواع المواد [2]، حيث يستعمل ترسيب السيليسيوم باستعمال هاته التقنية في عدة تطبيقات ضوئية. كما تم تطبيق تقنية توليد البلازما بواسطة ECR على مختلف عمليات PECVD بسبب درجة التأين العالية والتركيز العالي للأفراد الكيميائية النشطة داخل الوسط البلازمي [2].

في عملنا هذا سنقوم بتحديد الخصائص الكهربائية لوسط غازي (الكثافة الإلكترونية، الكثافة الأيونية وكثافة الجسيمات الحياضية) المستعمل لتوضع الطبقات الرقيقة بتقنية التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم بالبلازما المولدة بواسطة الرنين السيكلوتروني (PECVD- ECR) في بعد واحد z وباعتبار النظام مستقر داخل مفاعل من نوع DECR.

المفاعل يستعمل بلازما لغاز الأرغون ونعتمد على النتائج التجريبية التي تمت بها التجربة في أطروحة الدكتوراه للباحث T. V. Tran (1992) [3]. لمعالجة المسألة سنعتمد على نموذج الموائع في تحديد الخصائص الكهربائية ومعادلة بواسون للكهرومغناطيسية. سنقوم بإنجاز برنامج عددي بلغة الفورتران 77.

قسما هذا العمل إلى ثلاث فصول.

في الفصل الأول سنستعرض لمحة موجزة عن بعض المفاهيم و المقادير الفيزيائية للبلازما؛ سننتظر لتقنية توضع الطبقات الرقيقة بتقنية التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم ببلازما الرنين السيكلوتروني (PECVD- ECR (Electron Cyclotron Resonance)، وبعض أنواع مفاعلات ال ECR. كما سنستعرض حركة الشحنات الكهربائية في وجود حقل مغناطيسي متغير

مع الموضوع وطرق معالجة البلازما وبالتحديد نموذج الموائع الذي سنستعمله في عملنا وكذا أهم المعادلات التي يستند عليها نموذج الموائع لمعالجة البلازما.

الفصل الثاني سنستعرض فيه أهم خطوات المعالجة الرياضية والعددية سواء للحقل المغناطيسي أو للمعادلات الإستمرارية للوصول إلى النمذجة العددية في البرنامج الحساب العددي الذي سننجزه. كما سنوضح كيف سنقوم بحساب المعامل الحركية والإنتشار لكل الأفراد الوسط الغازي في وجود الحقل وغيابه.

سنعرض في الفصل الثالث النتائج المتحصل عليها بواسطة برنامج المحاكاة العددي، سنوضح كيفية حساب الحقل المغناطيسي. تحديد القيم العددية لمعامل الحركية ومعامل الإنتشار للإلكترونات والإيونات في وجود الحقل المغناطيسي، كما سنقدم نتائج المتحصل عليها عددياً لخصائص الكهربائية المتمثلة في كثافة الأفراد الكيميائية كيفية توزيعها في بعد واحد. ننهي هذا الفصل بمناقشة هاته النتائج ومقارنتها بالنتائج التجريبية.

في ختام المذكرة خلاصة عامة سنستعرض فيها أهم ما ورد في الفصول السابقة مع بعض النتائج بإضافة إلى اقتراحات لأفكار أو آفاق مستقبلية لموضوع المذكرة.

الفصل الأول:

عموميات حول بلازما و
تقنية توضع الطبقات
الرقيقة بواسطة الرنين
السيكلوتروني.

الفصل الأول: عموميات حول البلازما و تقنية توضع الطبقات الرقيقة

بواسطة الرنين السيكلوتروني

I. نظرة عامة حول البلازما وخصائصها:

I.1. تعريف البلازما:

أدخل الفيزيائي الأمريكي I. Langmuir مصطلح البلازما في الفيزياء سنة 1928 بغية وصف بعض المناطق المتساوية الكمون لغاز مؤين داخل أنبوب التفريغ المكون من جسيمات مشحونة إلكترونات، أيونات موجبة وجسيمات حيادية الشحنة [4]، إلا أن البلازما تشكل وسط حيادي شحنة عموماً. وسنخصص دراستنا في البلازما الباردة.

I.2. تعريف البلازما الباردة:

البلازما الباردة أو البلازما التفاعلية هي البلازما الناشئة عن التفريغ الكهربائي بواسطة تيار كهربائي مستمر (DC) أو الأمواج الراديوية (RF)، الأمواج الميكروويف (MW) تحت ضغط منخفض [5]. تمتاز البلازما الباردة بدرجة تأين ضعيفة ودرجة حرارة الأيونات والجسيمات الحيادية منخفضة قريبة من درجة حرارة الغرفة بعكس الإلكترونات التي تمتلك درجة حرارة عالية $(10^4-10^5)K$ [6]. بالتالي فإنها وسط مناسب لتفاعلات الكيميائية والتطبيقات التي يُحظر فيها ارتفاع درجة الحرارة كمعالجة السطوح، لتوفر ظروف العمل و الحصول على تعديل كيميائي للسطوح عن طريق التنشيط أو تطعيم الوظائف الكيميائية، ترسيب بواسطة البلمرة أو PECVD [5، 7].

لدراسة البلازما الباردة نستعين ببعض الخصائص الكهربائية تسمح بتفسير ودراسة الظواهر الفيزيائية على مستوى البلازما كدرجة التأين و كمون ديباي ودرجة الحرارة الإلكترونية تردد البلازما..... وغيرها.

I.3. تعريف ببعض المقادير الفيزيائية في البلازما:

I.3.1. توزيع الجسيمات داخل البلازما [8]:

يخضع عدد الجسيمات N لكل نوع (الإلكترونات، الأيونات والجسيمات الحيادية) المتواجدة داخل حجم معين لعبارات التوزيع الإحصائي. تدعى هاته العبارات بدوال التوزيع الإحصائي التي تعبر عن عدد الجسيمات بين لحظة الزمنية t والموضع $r+dr$ ؛ وفي حالتنا هاته تتميز الأفراد

المكونة للوسط الغازي بالعشوائية بالنسبة للموضع برغم من أنها تخضع لتوزيع دالي. إذا كان الغاز في حالة الإتزان الترموديناميكي في درجة حرارة T وتفاعل بين الجسيمات مهمل أمام الطاقة الحركية فإن الجسيمات تخضع لتوزيع ماكسويل بولتزمان الذي يصف توزيع السرعات V الذي يعبر عنه بالعلاقة الآتية:

$$f = \sqrt[3]{\frac{m}{2\pi k_B T}} \exp\left(-\frac{mv^2}{2k_B T}\right) \quad (I.1)$$

يمثل: K_B : ثابت بولتزمان. m : كتلة الجسيم. T : درجة الحرارة.

تعرف البلازما الباردة بأنها وسط غازي خارج حالة الإتزان الترموديناميكي ويفسر هذا بأن طاقات الإلكترونات والأيونات والجزيئات المثارة مختلفة، لا توجد درجة حرارة موحدة للوسط البلازما كما في الغاز الطبيعي. تكون درجة الحرارة الجسيمات الحيادية T_n ودرجة حرارة الأيونات T_i والجزيئات قريبة من درجة الحرارة الغرفة بعكس درجة الحرارة الإلكترونية T_e تأخذ أعلى قيمة لأنها تملك أصغر كتلة. لذا تعتبر الإلكترونات العامل الفعال داخل هذا النوع من البلازما ويستعان بها في تحديد بعض الظواهر في الوسط البلازما.

تتبع قيمة الطاقات للجسيمات الموجودة في البلازما قانون التوزيع الإحصائي لماكسويل بولتزمان [9، 10]. يمكننا تحديد درجة الحرارة الإحصائية للعناصر المختلفة باستخدام المعادلة الآتية:

$$\langle E_c \rangle = \left\langle \frac{1}{2} \cdot m \cdot v^2 \right\rangle = \frac{3}{2} \cdot K_B \cdot T \quad (I.2)$$

تمثل:

E_c : طاقة الحركية. v : سرعة الجسيم. T : درجة الحرارة الجسيم بوحدة ال K (T_n, T_i, T_e).

I.2.3.1. طول ديبياي λ_D :

المعنى الفيزيائي لطول ديبياي هو المسافة التي يحدث عندها حجب للفعل الكموني للجسيمة المشحونة (الإلكترونات أو الأيونات) داخل البلازما. يتشكل بجوار هاته الجسيمة بفعل الحجب كمون يدعى بكمون ديبياي يعطى بالعلاقة التالية [11، 12]:

$$V_{Debye} = \frac{q_j}{4\pi\epsilon_0 r} \exp\left(-\frac{r}{\lambda_D}\right) \quad (I.3)$$

حيث λ_D يمثل طول ديبياي.

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{\epsilon_0 K_B T}{q_e^2 N_e}} \quad (I.4)$$

$$\lambda_D(\text{cm}) = 6.9 \sqrt{\frac{T_e(K)}{N_e(\text{cm}^{-3})}} \quad (I.5)$$

تمثل N_e : الكثافة الإلكترونية.

I.3.3. تردد البلازما $\omega_{p,e,i}$:

هو تردد مرتبط بالحركة الاهتزازية الكولومية للجسيمات المشحونة داخل البلازما نتيجة لإزاحتها عن وضع الاتزان بسبب اضطرابات خارجية إلا أنها سرعان ما تعود إلى حالة الإتزان. تم اكتشاف هذه الحركة الإهتزازية لأول مرة من طرف الفيزيائي الهولندي فرانك ميشيل بينينج سنة 1926. يعطى تردد البلازما بالنسبة للإلكترونات والإيونات $w_{p,e,i}$ بالصيغة الآتية [13]:

$$w_{p,e,i} = \left(\frac{N_{e,i} q_{e,i}^2}{m_{e,i} \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (I.6)$$

$$w_{p_e} (rad. s^{-1}) = 5.64 * 10^4 \sqrt{N_e (cm^{-3})} \quad (I.7)$$

$$w_{p_i} (rad. s^{-1}) = 0.02334 * Z^{3/2} * w_{p_e} (rad. s^{-1}) \quad (I.8)$$

حيث:

ω_p : تردد البلازما بوحدة. $N_{e,i}$: الكثافة الإلكترونية أو الأيونية الابتدائية قبل حدوث الإضطراب.
 q_e : شحنة الإلكترون ($1.6*10^{-19}C$). q_i : شحنة الأيون Ze .
 ϵ_0 : السماحية الكهربائية في الفراغ وتقدر ($8.58*10^{-12}F.m^{-1}$).
 m_e : كتلة الإلكترون ($9.109*10^{-31}Kg$).

تردد بلازما الإلكتروني f_e :

$$f_e (Hz) = \frac{w_{p_e}}{2\pi} \quad (I.9)$$

تردد بلازما الأيوني f_i :

$$f_i (Hz) = \frac{w_{p_i}}{2\pi} \quad (I.10)$$

I.4.3. متوسط المسار الحر ρ :

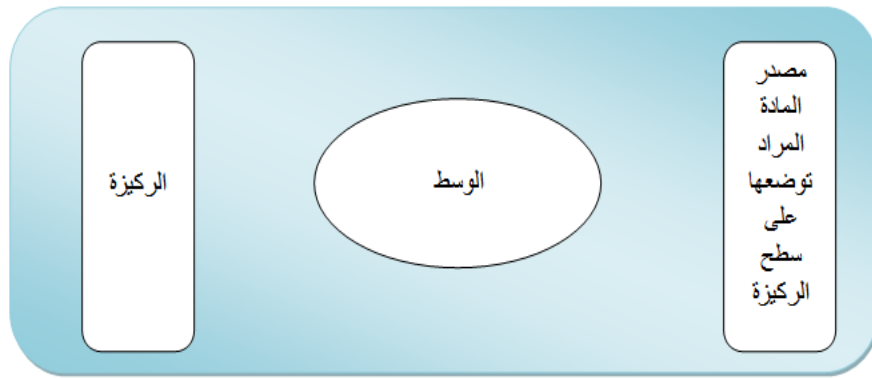
متوسط المسار الحر ρ هو المسافة المتوسطة التي تقطعها ذرة من الغاز بين تصادمين متتاليين مع ذرات هذا الغاز، تتصف هاته العملية بالعشوائية. يتعلق متوسط البعد الحر بقطر d لجزيئات الغاز عند الضغط P معين وعند درجة الحرارة T . يعطى ρ بالعبارة التالية [14]:

$$\rho = \frac{K_B T}{\sqrt{2\pi} d^2 P} = 2,331 * 10^{-20} \frac{T}{d^2 P} (cm) \quad (I.11)$$

T : درجة حرارة بوحدة ال K . P : ضغط الغاز بوحدة ال $(mTorr)$. d : قطر الجزيئية (cm) .

II. طرق توضع الطبقات الرقيقة:**1.II. مفهوم الطبقة الرقيقة:**

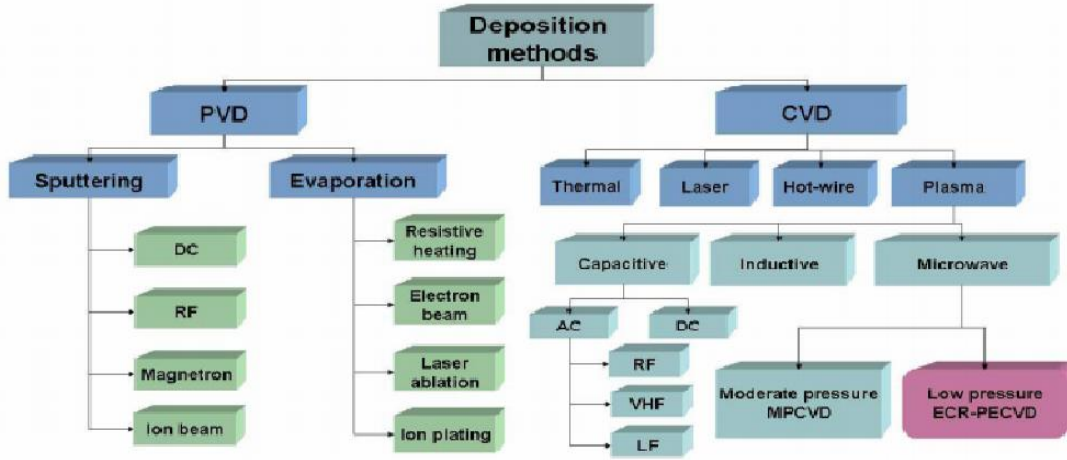
هي عبارة عن طبقة رقيقة ذات سمك من رتبة من μm إلى nm من مادة ما توضع على مادة أخرى تسمى "الركيزة" [15] بهدف إكسابها خصائص فيزيائية أو كيميائية معينة، عن طريق وضع طبقة رقيقة تمتلك هاته المواد خصائص مميزة على سبيل المثال الناقلية الكهربائية: معدنة السطح من أجل دراسة عينة عازلة تحت المجهر الإلكتروني الماسح [16].
يمثل (الشكل I I) الأتي رسم تخطيطي توضيحي لكيفية توضع الطبقات الرقيقة بصفة عامة:



الشكل I I 1: رسم تخطيطي لطرق توضع الطبقات الرقيقة [16].

توجد عدة تقنيات مختلفة لتوضع الطبقات الرقيقة و تنقسم إلى نوعين رئيسيين كما هو موضح في (الشكل I 2):

- تقنيات توضع تعتمد على ظواهر فيزيائية. تسمى بتقنية التوضع الفيزيائي في الطور البخاري (PVD).
- تقنيات توضع تعتمد على التفاعلات الكيميائية. تسمى بتقنية التوضع الكيميائي في الطور البخاري (CVD).



الشكل I 2: التقنيات المستخدمة لتوضع الطبقات الرقيقة [17].

2.II. طرق التوضع الفيزيائي في الطور البخاري (PVD):

التوضع الفيزيائي في الطور البخاري (Physical Vapor Deposition (PVD))، هي طريقة تعتمد على الظواهر الفيزيائية لتوضع الطبقات الرقيقة. يتم هذا التوضع عن طريق ظاهرة التكثيف تحت ضغط منخفض لبخار مادة معينة على الركيزة وتصنف إلى عدة طرق حسب طريقة الحصول على بخار المادة و تقنية تكثيف البخار وهي ثلاث تقنيات [18]:
التبخير الحراري تحت الفراغ.

الترسيب الأيوني.

الرش المهبطي.

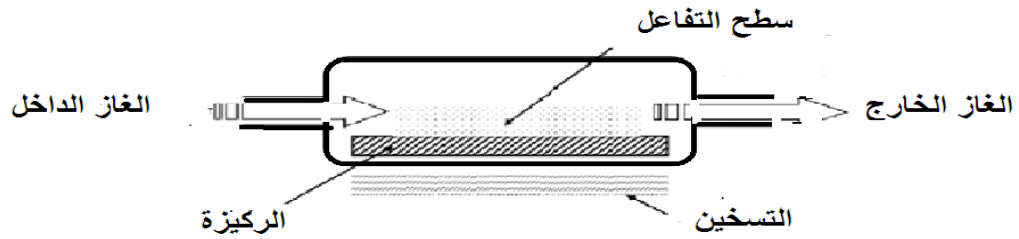
3.II. طرق التوضع الكيميائي في الطور البخاري (CVD):

طريقة التوضع الكيميائي في الطور البخاري (Chemical Vapor Deposition (CVD))، هي طريقة متبعة لتشكيل طبقات رقيقة لا متطايرة فوق الركيزة بواسطة تفاعلات كيميائية مع غاز. يتم حقن الغاز داخل مفاعل، لتتحلل مكونات الغاز وتتفاعل مع سطح الركيزة عند درجة حرارة وضغط يتناسبان مع تقنية التوضع المستعملة لتشكيل الطبقة المراد الحصول عليها [5].
يوجد عدة طرق لتوضع الكيميائي في طور البخاري نذكر منها:

◀ توضع (CVD) تحت الضغط الجوي (PACVD).

- ◀ توضع (CVD) تحت الضغط المنخفض (LPCVD).
- ◀ توضع (CVD) بإستعمال الليزر (LCVD).
- ◀ توضع (CVD) بوجود الفوتونات (Photo-CVD).
- ◀ توضع (CVD) بواسطة سلك ساخن (HWCVD).
- ◀ توضع (CVD) المدعم بالبلازما (PECVD).

يمثل الشكل (الشكل I 3) الآتي الهندسة النموذجية للمفاعلات التي تتم بواسطتها توضع الطبقات الرقيقة بطريقة التوضع الكيميائي في الطور البخاري (CVD).



الشكل I 3: مفاعل نموذجي لتوضع الطبقات الرقيقة بطريقة CVD [17].

1.3.II. التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم بالبلازما (Plasma Enhanced PECVD):

تسمح تقنية التوضع ال PECVD بتشكيل طبقات رقيقة تحت درجات حرارة منخفضة أقل من 400°C على مختلف أسطح الركائز معتمدة على البلازما في ترسيب الطبقات الرقيقة. مبدأ هاته التقنية هو وضع المواد المراد معالجتها في غرفة مفرغة من الهواء (حاوية) عند ضغط منخفض ويتم حقن بواسطة وحدة حقن الغاز كالأرغون أو الأكسجين لتأيين الغاز جزئياً (الوصول إلى حالة البلازما). يسمح الضغط المنخفض بالحصول على أنواع كيميائية نشطة (الجسيمات الحياضية، الأيونات، الإلكترونات، الجذور الكيميائية وفوتونات) تحت درجات حرارة منخفضة. تشارك هذه الأنواع في نوعين من العمليات [19]:

- تفاعلات على مستوى الحجم.
- تفاعلات على مستوى السطح.

II.1.3.1.1. العوامل المتحكمة في توضع الطبقات الرقيقة بطريقة (PECVD) [20]:

من بين أهم العوامل المتحكمة في توضع الطبقات الرقيقة بتقنية ال PECVD عوامل متعلقة بظروف التجريبية وأخرى تتعلق بالأجهزة المستعملة للتوضع.

1. نوع التفريغ الكهربائي:
- بلازما ترددات المنخفضة (25-450) KHz BF.
- بلازما ترددات الراديوية RF (1MHz-0.5GHz).
- بلازما الميكرويف MW (500MHz ~ GHz).
2. إستطاعة المولد.
3. تدفق الغاز.
4. الضغط المطبق داخل المفاعل أثناء التوضع.
5. زمن التوضع.
6. درجة حرارة الركيزة.
7. هندسة المفاعل.

تسمح طريقة ال PECVD بتوضع الطبقات الرقيقة تحت درجة حرارة منخفضة لذا هي من التقنيات الأكثر استخدامًا في المجال الصناعي. ويمكن توليد البلازما بمختلف الطرق [21]. من بين الطرق التي يتم بها توليد البلازما هي الترددات الراديوية (RF) والرنين السيكلوتروني (ECR).

تقنية توليد البلازما بواسطة الرنين السيكلوتروني (PECVD ECR) هي من التقنيات الأكثر استخداما في مجال صناعة الإلكترونيات الدقيقة [1]؛ وهي التقنية التي يعنى بها موضوع المذكرة.

III. تقنية توضع الطبقات الرقيقة بواسطة الرنين السيكلوتروني (PECVD-ECR):

تم تطبيق ECR في مصادر البلازما المولدة بواسطة أمواج الميكرويف لأول مرة وبنجاح سنة 1985 [3]. منذ ذلك الحين أصبحت البلازما المولدة بواسطة الرنين السيكلوتروني (ECR) من الطرق الأكثر استعمالا، تم تطبيقها على مختلف عمليات PECVD بسبب درجة التأين عالية والتركيز العاليي للأفراد الكيميائية النشطة داخل الوسط البلازمي [2]. تعتمد هاته التقنية على أجهزة معالجة (مفاعلات) تحتوي بداخلها حقل مغناطيسي متغير مع الموضع $\nabla \vec{B} \neq 0$ ، يسبب تدرج الحقل المغناطيسي تعرض الجسيمات المشحونة داخل الوسط البلازمي لقوة متعامدة مع الحقل المغناطيسي \vec{F}_\perp [2].

شهدت أجهزة المعالجة (المفاعلات) تطورا ملحوظا. في الفقرة الموالية سنقدم لمحة موجزة عن بعض التصاميم النموذجية لمفاعلات ECR ولكن قبل ذلك سنبدأ بالتعريف بظاهرة الرنين السيكلوتروني.

III.1.1. مبدأ عمل الرنين السيكلوتروني (Electron Cyclotron Resonance ECR):

III.1.1. حركة جسيم مشحون داخل حقل مغناطيسي \vec{B} مستقل عن الزمن ومتغير ببطء مع الموضع \vec{r} :

يعتمد مبدأ توليد البلازما بالرنين سيكلوتروني (ECR) على اقتران الموجات الكهرومغناطيسية الميكروويف والجسيمات المشحونة الموجهة حول خطوط حقل مغناطيسي، تكتسب الجسيمات طاقة من أمواج الميكروويف المحقونة داخل بلازما. يتم حدوث ظاهرة الرنين عندما يتساوى تردد الدوران السيكلوتروني ω_c حول خطوط الحقل المغناطيسي و تردد الموجة الكهرومغناطيسية f_{onde} المطبقة. تتحرك الجسيمات حول خطوط الحقل المغناطيسي المولد من طرف المغناط في مسار لولبي، [22-24]. كما هو موضح في الشكل (شكل I 4).
بالتالي فإن الإلكترونات داخل البلازما تخضع لقوة لابلاس:

$$\vec{F}_{ext} = q * \vec{V} \wedge \vec{B}_0 \quad (I. 12)$$

تمثل:

\vec{V} : سرعة دوران الجسيم للمسار اللولبي حول خطوط المجال المغناطيسي الساكن ($m.s^{-1}$).
 \vec{B} : المجال المغناطيسي ويقاس بوحدة Tesla.
الحقل المغناطيسي B_0 يتميز بعدم التجانس، يعني [25]:

$$\vec{B}_0(r) = \vec{B}_0(r_0) + (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}_0) \vec{B}_0 \quad (I. 13)$$

$\vec{\nabla}_0$: يعني أن التدرج يجب أن يكون $r=r_0$ في مركز قيادة الحركة.

الحقل المغناطيسي متغير ببطء مع الموضع:

$$\|\vec{B}_0(r_0)\| \gg \|(\vec{r} \cdot \vec{\nabla}_0) \vec{B}_0\| \quad (I. 14)$$

هذا التجانس الضعيف من أجل الحصول على مدرات قريبة من المدرات الدائرية تطابق حالة الحقل \vec{B} ثابت.

بتعويض المعادلة (I.13) والمعادلة (I.14) في معادلة الحركة نتحصل:

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} [\vec{v} \wedge \vec{B}_0 + \vec{v} \wedge (\vec{r} \cdot \vec{\nabla}_0) \vec{B}_0] \quad (I. 15)$$

الطرف المضاف إلى الطرف الثاني للمعادلة هو عنصر الإضطراب من الرتبة الأولى.

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} [\vec{v} \wedge \vec{B}_0] + \frac{\vec{F}}{m} \quad (I.16)$$

القوة F متعلقة ب r ، لها مركبتين مركبة عمودية \vec{F}_\perp وأخرى موازية \vec{F}_\parallel .

بعد إجراء بعض التقريبات وعديد من خطوات الحساب نبرهن أن [25]:

$$\langle \vec{F}_\perp \rangle = -\mu_m \frac{1}{2B_0} \vec{\nabla}_\perp B_0 \quad (I.17)$$

هاته القوة العمودية ستمد الجسيمات بسرعة إنزياح \vec{V}_D عمودية على الحقل المغناطيسي

تتعلق بشحنة الجسيم تنزاح الجسيمات في اتجاه \vec{V}_D :

$$\vec{V}_D = \frac{\mu_m}{2qB_0^3} (\vec{B}_0 \wedge \vec{\nabla}_\perp B_0) \quad (I.18)$$

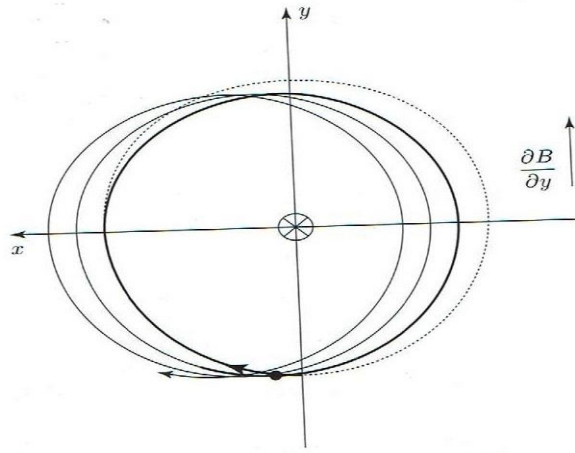
$$\langle \vec{F}_\parallel \rangle = -\mu_m \frac{\partial B_z}{\partial z} \vec{e}_z \quad (I.19)$$

إذا كان الحقل B_z يزداد مع z ، القوة المطبقة على الجسيم تعني: نستطيع إهمال السرعة

الموازية ناتجة عنها بفعل إنحفاظ الطاقة الحركية.

يمثل μ_m : ثابت العزم المغناطيسي.

$$\mu_m = \frac{mv_\perp^2}{2B_0} \quad (I.20)$$



الشكل I 4: مسار إلكترون في المستوي العمودي على الحقل المغناطيسي $B_z \vec{e}_z$ متغير ببطء مع الموضع، سرعة الإنزياح المغناطيسية في اتجاه \vec{e}_x [26].

III.2.1 إثارة الإلكترونات بفعل الرنين السيكلوتروني:

لحدوث الإقتران يجب على الحقل المغناطيسي أن يمد الإلكترون بتردد دوران مساوي لتردد

موجة الميكرويف المطبقة يعني:

$$f_{onde} = \frac{qB}{2\pi m_e} \quad (I.21)$$

لذا من السهل جدا توليد بلازما تحت ضغط منخفض في حدود 1mTorr بواسطة الرنين السيكلوتروني ECR عند التردد الموجي $f_{onde}=2.45GHz$ حيث تأخذ B القيمة 875Gauss والتي يمكن الوصول إليها بواسطة مغنطيسات دائمة. لتصبح الكثافات في هذه الحالة من رتبة $10^{11}cm^{-3}$. استخدمت هذه البلازما لحوالي عشر سنوات للدراسات تجارب معالجة الأسطح. أظهرت الدراسة على مصادر بلازما ECR بواسطة التحليل الطيفي أن الإلكترونات يمكن أن تصل طاقتها إلى 100KeV [27].

2.III. أنواع المفاعلات ال ECR:

نبين في هذه الفقرة ثلاثة أنواع من مفاعلات ال ECR.....

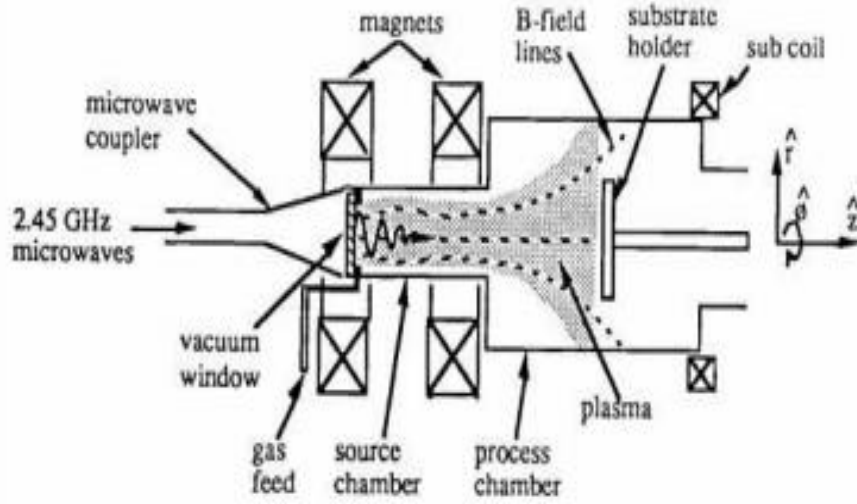
1.2.III مفاعل من نوع ال divergent ECR:

يعد كمفاعل نموذجي وقد كانت اليابان من أوائل الدول الرائدة في هذا النوع من المفاعلات حيث قد توصلوا إلى بلازما ذات كثافة عالية وصلت كثافتها إلى $10^{11}cm^{-3}$ [28، 29]. يعمل المفاعل من خلال تمرير طاقة أمواج الميكروويف بواسطة دليل موجي يسمى بالموجه وله شكلين إما موجه أسطواني أو موجه على شكل مستطيل يتم حقنه إلى غرفة التفريغ الكهربائي أو غرفة البلازما من خلال نافذة عازلة مصنوعة من الكوارتز أو الألمنيوم. تولد أمواج الميكروويف بواسطة مولدات ذات طاقة عالية كحد أقصى و إثنان من مضخات التريوجزيئية. يعمل هذا النوع من المفاعلات بواسطة مجموعة من لفائف المغنطيسية توضع أول مجموعة منها بالقرب من نافذة الكوارتز ويتم إختيار كثافة تدفق الحقل المغنطيسي 875Gauss وذلك لتلبية شرط حدوث ظاهرة ال ECR وتسمى هاته المنطقة بمنطقة الإمتصاص بالرنين السيكلوتروني. يقوم الحقل المغنطيسي بقيادة البلازما لتنتشر داخل غرفة التفاعل إلى أن تصل إلى حامل الركيزة [28، 29]، إلا أنه لا تكفي مجموعة واحدة من المغنطيسيات لتوليد بلازما متماثلة لذلك يتم الإستعانة بملف مزدوج يتم وضعه أسفل حامل الركيزة لتعمل على تصحيح خطوط الحقل للمغنطيسيات المتباعدة الناتجة من المجموعة الأولى. تصل درجة حرارة الإلكترونات إلى 2eV كحد أقصى [30].

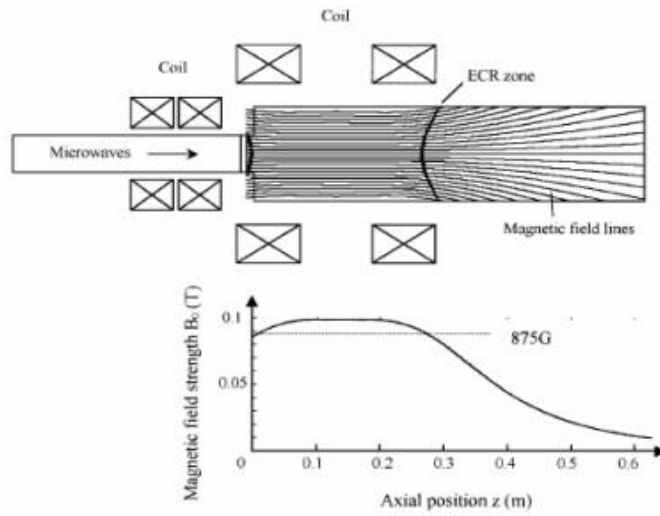
من عيوب هذا النوع من المفاعلات هو عدم تماثل الحقل المغنطيسي في ما بعد 50cm وإمكانية ترسب المواد الموصلة مثل a-Si على نافذة الميكروويف ما قد يسبب إنعكاس للامواج وتهوين الحقل الكهربائي خارج النافذة . وبرغم من هذه العيوب إلا أن هذه المفاعلات تعد الوحيدة المنتجة تجاريا لتكنولوجيا VLCI تستخدم لتطبيقات حفر المعادن [17].

في (الشكل I 5) تظهر الهندسة النموذجية لمفاعل Divergent ECR.

(a)



(b)



الشكل I 5: النموذجي لجهاز ال divergent ECR ومواقع الرنين السيكلوتروني.

(b) [31]، (a) [17]

من بين الأعمال التي تم إنجازها في هذا النوع من المفاعلات عمل F. Silie وزملاءه [2]؛ تم في هذا العمل إجراء دراسة تجريبية لتوزيع الكثافة الأيونية لغاز N_2 بدلالة الموضع r والضغط P بواسطة مسبار لونغمير.

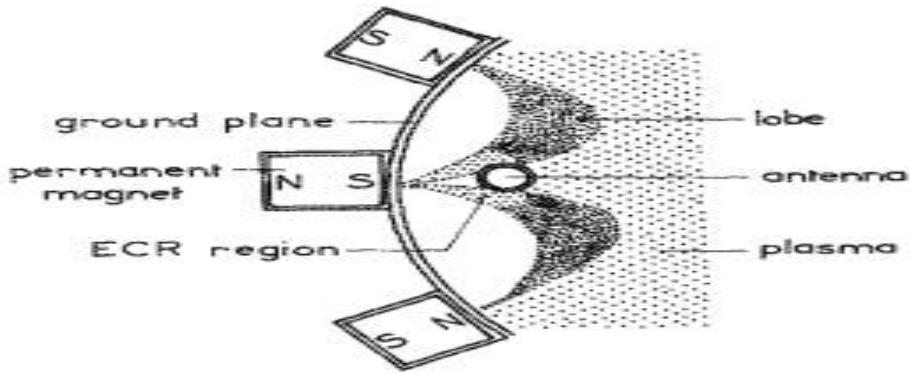
III.2.2. مفاعل من نوع الـ DECR:

نعني بالـ DECR (Distributed Electron Cyclotron Resonance) توزيع الرنين السيكلوتروني. تم إقتراح شكل مفاعل DECR لأول مرة من قبل Pichot وزملاء له في العمل سنة 1988، من أجل تجنب المشاكل الناتجة عن إستخدام الأسلاك الساخنة ورفع مساحة الأسطح المعالجة دون التقليل من كثافة البلازما والتي هي في النطاق (10^{11} إلى 10^{12} بوحدة cm^{-3}). وقد مكن المفاعل من معالجة أسطح ركائز ذات قطر 200mm [29]. يعتمد هذا المفاعل على حقن أمواج الميكروويف ذات تردد 2.45GHz بواسطة موجّهات (هوائيات متوازية) ذات طول من (10cm يصل إلى 40cm) موضوعة بالقرب من مناطق الذات الشدة المغناطيسية 875Gauss مناطق الـ ECR كما هو موضح في الصورة. الشكل النموذجي لهذه المفاعلات وعاء حاوية أسطوانية الشكل محاطة جدرانها بمغانط [29].

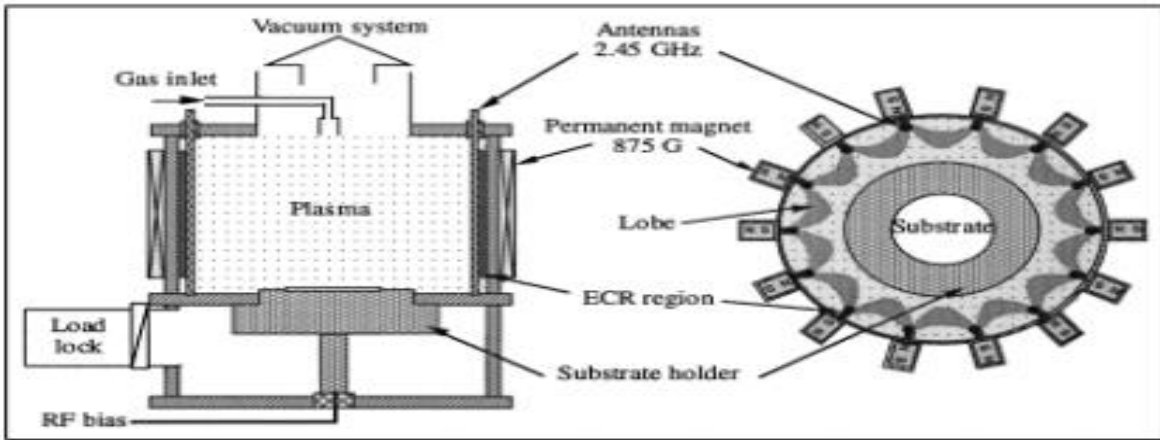
يعمل حبس البلازما داخل حقل مغناطيسي متعدد الأقطاب على تحسين وزيادة كثافة وتجانس البلازما خاصة عند الضغوط المنخفضة وكما هو موضح في الشكل أيضا حيث يتم توضع المغانط الدائمة كما ذكرنا سابقا حول جدران حاوية المفاعل ويتم ترتيبها بتناوب شمال جنوب شمال جنوب جنوب..... إلخ.

تترجم الخطوط المنقطة خطوط المجال المغناطيسي، تحصل الإلكترونات المحصورة في خطوط الحقول على طاقات عالية بفضل تأثير ECR والتي بدورها تقوم بمجموعة من التصادمات غير المرنة مع باقي عناصر البلازما ما يسبب تفكك وتأين للجسيمات الحادية وتنتشر البلازما وسط المفاعل. يمكن للكثافة الإلكترونية أن تصل داخل مفاعلات DECR إلى 10^{11}cm^{-3} عند ضغط من رتبة 1mTorr [33].

(a)



(b)



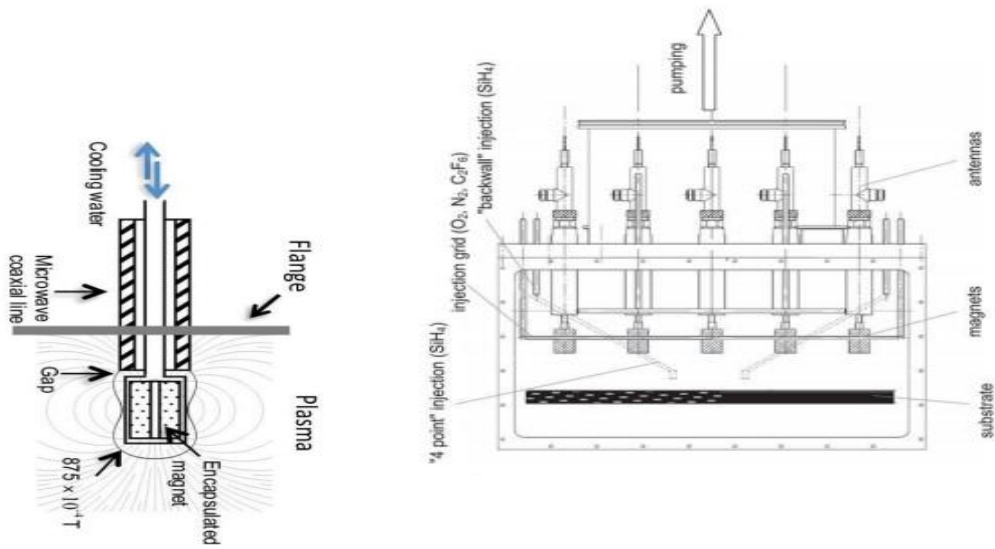
الشكل I 6: (a) الشكل النموذجي لمفاعل DECR وكيفية توزع المغناط على جدران المفاعل [29]. (b) كيفية توضع المطبقات (الهوائيات) الأمواج الميكروويف داخل منطقة ال ECR [32].

من بين الأعمال التي تم إنجازها في هذا النوع من المفاعلات عمل P. Bulkin وزملاءه [34]. تم خلال هذا العمل دراسة ترسيب أكاسيد السيليكون، النيتريدات والأكسيدنتريد داخل مفاعل DECR؛ كما تمت دراسة تأثير المعاملات التجريبية كنسبة تدفق الغاز وضغط الترسيب وقوة أمواج الميكروويف المطبقة. وفي عمل D. Daineka وزملاءه [35]؛ تمت دراسة الخصائص البصرية للطبقات الرقيقة من السيليكون كدالة لتدفق $\text{SiH}_4\text{-O}_2$ ، باستخدام الميطيافية ودراسة الحركية. تم الترسيب تحت ضغط ($P=1\text{-}3\text{ mTorr}$) ودرجة حرارة 130°C .

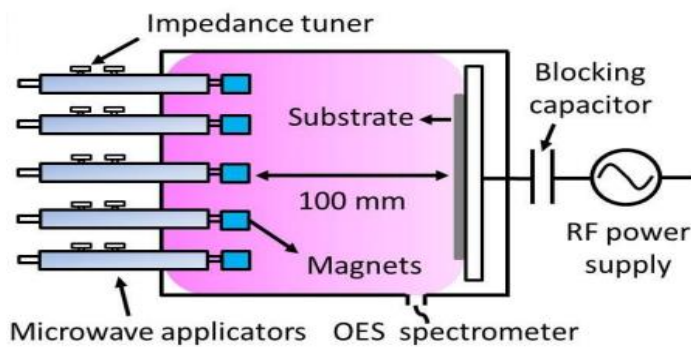
III.2.3 مفاعل من نوع ال (MDECR) Matrix-distributed ECR:

وهو نموذج أكثر حداثة من نموذج DECR تم تطويره من قبل Lacoste وزملاءه في بداية عام 2000 يعتمد في تصميمه على ترتيب العناصر المطبقة (هوائيات) لأمواج الميكروويف في شكل صفوف متوازية مشكلة شبكة مربعة 5×5 . تدمج الهوائيات داخل قضيب أسطواني

الشكل متحرك يحتوي في نهايته على مغناطيس دائم يحقن داخل غرفة التفريغ مع إمكانية تعديل عمقه داخل الغرفة. ترتب قطبية المغناط بالتناوب يتم وضع الركيزة في الطرف المقابل من غرفة التوضع. يمكن إعادة تشكيل هذه الشبكة عدة مرات حسب الضرورة لتوسيع منطقة التوضع. مما يجعل من هاته التقنية MDECr واحدة جدا لترسب طبقات متجانسة على أسطح ركائز ذات مساحات أكبر. ووصلت مساحة حامل الركيزة في مفاعل من نوع MDECr-PECVD ATOS إلى 100cm^2 ويبعد حامل الركيزة عن منطقة الرنين السيكلوتروني بـ 10cm [31]. كما يظهر في الصورة رسم تخطيطي لشكل مفاعل ال MDECr والقضيب الأسطواني.



الشكل I 7: رسم تخطيطي لوحدة إثارة البلازما و رسم لمفاعل MDECr نموذجي [31].



الشكل I 8: رسم تخطيطي لمفاعل MDECr-PECVD ATOS [31].

من بين الأعمال التي تم إنجازها في هذا النوع من المفاعلات عمل Laurent Kroely [29]. هدف هذا العمل تخفيض تكاليف إنتاج الخلايا الشمسية. تم في هذا العمل دراسة مزايا مصادر بلازما MDECr لتوضع طبقات الرقيقة من $(\mu\text{c-Si:H})$ ، من بينها معدلات نمو

الطبقات الرقيقة في مثل هذه المفاعلات، حيث وصلت معدلات النمو إلى $60\text{\AA}/\text{s}$ من أجل السيليسيوم الأمورفي (غير بلوري) و $28\text{\AA}/\text{s}$ من أجل $(\mu\text{-Si:H})$.

IV. نمذجة البلازما في تقنية (PECVD-ECR):

عادة ما تتم دراسة البلازما بطريقتين إما تجريبيا بواسطة طرق الفحص المتمثلة في مطيافية الانبعاث الضوئي ومطيافية الامتصاص الضوئي ومسبار لونغمير أو نظريا عن طريق نمذجتها بإحدى الطرق التالية: النموذج الجزيئي، النموذج الهجين، نموذج الموائع [18].

1.IV. نموذج الموائع:

يعتمد هذا النموذج على تحديد القيم المتوسطة لبعض المقادير الفيزيائية الخاصة بالجسيمات المكونة للبلازما كالكتافة الإلكترونية والكتافة الأيونية وكتافة الجسيمات المحايدة والسرعة المتوسطة وكذا الطاقة المتوسطة لكل من هاته الجسيمات. النموذج عبارة عن جملة معادلات تفاضلية للاشتقاق جزئية التي يتم حلها بطرق عديدة مختلفة: طريقة الفروق المنتهية، طريقة العناصر المنتهية أو الحجوم المنتهية [18].

1.1.IV. المعادلات الأساسية لنموذج الموائع:

1.1.1.IV. معادلة الاستمرارية [36]:

وهي بمثابة التعبير الرياضي لقانون انحفاظ الكتلة و لقانون انحفاظ الشحنة يكتب، بالنسبة لكل عنصر (إلكترون، أيون وجزء أو جذر) في الوسط الغازي أو المائع، بالشكل الآتي:

$$\frac{\partial n_{e,i,n}}{\partial t} + \nabla J_{e,i,n} = S^{e,i,n} \quad (\text{I. 22})$$

$S^{e,i,n}$: يمثل مصدر توليد أو استهلاك للجسيم.

$J_{e,i,n}$: تمثل كثافة تيار تدفق الجسيمات (الإلكترونات، الأيونات، الجسيمات المحايدة).

$$J_{e,i,n} = \pm \mu_{e,i,n} n_{e,i,n} \mathbf{E} - D_{e,i,n} \nabla n_{e,i,n} \quad (\text{I. 23})$$

حيث:

$n_{e,i,n}$: الكتافة الأيونية أو الإلكترونية أو الجسيمات المحايدة. $D_{e,i,n}$: معامل الانتشار

للإلكترونات، الأيونات والجسيمات المحايدة.

$\mu_{e,i,n}$: معامل الحركية للإلكترونات والأيونات ومن أجل الجسيمات المحايدة يصبح معامل

الحركية مساوي للصفر. الإشارة + من أجل الأيونات موجبة الشحنة، والإشارة - من أجل

الإلكترونات و الأيونات سالبة الشحنة.

2.1.1.V. معادلة كمية الحركة [37]:

$$\frac{\partial(mj)}{\partial t} + \nabla \cdot (nm\overline{V\overline{V}}) + \nabla \cdot P - nF = R_m \quad (I.24)$$

n: كثافة الجسيمات. V: السرعة المتوسطة للجسيم. F: القوة الخارجية المطبقة من الحقل الكهربائي والمغناطيسي أو غيرها. P: تنسور الضغط. R_m: كمية الحركة الضائعة.

3.1.1.IV. معادلة الطاقة [37]:

$$\frac{d(n\varepsilon)}{dt} + \nabla \cdot q - nF \cdot V = R_{ev} \quad (I.25)$$

حيث: شعاع التدفق الكلي $q = j\varepsilon + V \cdot P$. R_{ev}: معدل فقدان الطاقة. ε: الطاقة الحرارية.

تسمح هاته المعادلات الثلاث بنمذجة ومعالجة البلازما باعتبارها مائع.

V. معاملات الانتشار $D_{e,i,n}$ والانتقال $\mu_{e,i,n}$:

تسبب الحركة العشوائية للجسيمات المكونة للوسط البلازمي (الإلكترونات، الأيونات، الجسيمات المحايدة) بإحداث تصادمات فيما بينها لذا تتغير سرعتها ما يخل من توازن التوزيع لكثافة البلازما، و بما أن الاتزان هو من خصائص البلازما لذا فإنها تسعى إلى العودة إلى حالة الاتزان بواسطة ظاهرتي: ظاهرة الانتقال وظاهرة الانتشار. تمتاز كل ظاهرة بمعامل يعرف باسم معامل الانتشار ومعامل الانتقال ويسمى أيضا في بعض المراجع بمعامل الحركية [8، 18]. يختلف حساب معامل الحركية و معامل الانتشار باختلاف نوع الجسيم.

1.V. معامل الحركية $\mu_{e,i}$ و معامل الانتشار $D_{e,i}$ للجسيمات المشحونة [26]:

معامل الحركية ويسمى أيضا معامل الانتقال يمثل متوسط الحركة أو الإنحراف للجسيمات المشحونة (إلكترون، أيون) الواقعة تحت تأثير حقل كهربائي \vec{E} سواء كان حقل خارجي أو داخلي (مستحث) بالإضافة لحقل مغناطيسي \vec{B} خارجي. يوصف معامل الحركية كدالة للحقل المغناطيسي ويكتب على شكل تنسور.

$$\overline{\mu}_{e,i} = \begin{pmatrix} \mu_{\perp} & \mu_H & 0 \\ -\mu_H & \mu_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & \mu_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (I.26)$$

بحيث:

μ_{\perp} : معامل الحركية العمودية على الحقل المغناطيسي ($cm^2/V.s$).

$$\mu_{\perp} = \frac{\mu_{\parallel} v^2}{v^2 + \omega_c^2}$$

μ_H : معامل الحركية هول Hall ($cm^2/V.s$).

$$\mu_H = \frac{\mu_{\parallel} v \omega_c}{v^2 + \omega_c^2}$$

μ_{\parallel} : معامل الحركية الموازي للحقل المغناطيسي (في غياب الحقل المغناطيسي) ($cm^2/V.s$).

$$\mu_{\parallel} = \frac{q_{e,i}}{m_{e,i} v}$$

v : يمثل متوسط التردد التصادم للجسيم المشحون - جسيم حيادي. ω_c : التردد السيكلوتروني (rad/s).

ويكتب أيضا معامل الانتشار الإلكتروني على شكل تنسور ويستنتج من علاقة النسبة بين معامل الحركية معامل الانتشار والتي تمثل مقدار ثابت وتعرف هاته العلاقة بإسم علاقة اينشتاين:

$$\frac{D_{e,i}}{\mu_{\perp}} = \frac{K_b T_{e,i}}{q_{e,i}} \quad (I.27)$$

ومنه يصبح تنسور معامل الانتشار الإلكتروني كالتالي:

$$\bar{\bar{D}}_{e,i} = \begin{pmatrix} D_{\perp} & D_H & 0 \\ -D_H & D_{\perp} & 0 \\ 0 & 0 & D_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (I.28)$$

بحيث:

D_{\perp} : تمثل معامل الانتشار العمودي على الحقل المغناطيسي (cm^2/s).

$$D_{\perp} = \frac{D_{\parallel} v^2}{v^2 + \omega_c^2}$$

D_H : معامل الانتشار هول Hall (cm^2/s).

$$D_H = \frac{D_{\parallel} v \omega_c}{v^2 + \omega_c^2}$$

D_{\parallel} : معامل الانتشار الموازي للحقل المغناطيسي (في غياب الحقل المغناطيسي) (rad/s).

$$D_{\parallel} = \frac{K_B T_{e,i}}{m_{e,i} v}$$

من بين الأعمال التي تم فيها حساب تنسور معامل الحركية من طرف أعضاء المخبر.

عمل Z. Ballah and F. Khelfaoui [38]، حيث قاما بدراسة الخصائص الكهربائية

لغاز الأرغون في نظام RF في بعد واحد بدلالة الموضع والزمن؛ ويعد هذا العمل إمتداد لعمل سابق في الماجيستر 2008 [18] الذي تمت فيه الدراسة بدلالة الموضع.

عمل س. عبيد [8] قامت هي أيضا بنفس الدراسة ولكن في بعدين وباعتبار النظام مستقر.

إلا أن كل من N. F. Cramer [39] و A. Palmero وزملائه [40]، افترضوا أن حركة الأيونات لا تتأثر بالحقل المغناطيسي لأن لها كتلة كبيرة مقارنة بالإلكترونات لذا فإن معامل الحركة الأيونية غير متعلق بالحقل المغناطيسي، وقد تم وضع صياغة لمعامل الحركة الأيونية استنادا إلى معطيات تجريبية التي أظهرت كيفية تغير معامل الحركة بدلالة الحقل الكهربائي توجد العديد من العلاقات من بينها، صيغة كل من A. Palmero وزملائه [40] و E. Gogolides وزملائه [37] علاقة الأتية:

$$\mu_i(E) = \frac{A}{E} \sqrt{B + \sqrt{C + D \left(\frac{E}{P_g}\right)^2}} \quad (I. 29)$$

بحيث تأخذ الثوابت القيم التالية:

$$D=8.4*10^{-4} \text{pa}^2 \text{m}^2 \text{V}^{-2}, C=0.25, B=-0.5, A=584.1(\text{m}^2 \text{s}^{-1} \text{V}^{-1})$$

فيما وصف N. F. Cramer [39] العلاقة كالتالي:

$$|\mu_i| = k \sqrt{\left(\frac{|E|}{P}\right)} \quad (I. 30)$$

بحيث: k ثابت الذي يمثل الانحراف التجريبي للأيونات. $K=8.25*10^3 \text{cm}^{3/2} \text{Torr}^{1/2} \text{V}^{1/2}$.

ويمكن للحركة الأيونية أن تكون مقدارا ثابت $\mu_i = \frac{e}{m_i v}$

وكما ذكرنا سابقا أن معامل الانتشار D_i يحسب بعلاقة اينشتاين.

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{K_b T_{ion}}{q_i}$$

و يمكن حسابه أيضا من تفاعل أيون جسيم حيادي في بحيث نعرف معامل الحركة الأيوني الثنائي نعني ب (i=جسيم حيادي, j=أيون) بالعلاقة التالية [41]:

$$\mu_{i,j} = 0.514 \frac{T_g}{P_{tot} \sqrt{m_{ij} \alpha_i}} (m^2 / V s) \quad (I. 31)$$

m_{ij} : الكتلة المختزلة بوحدة uma، α_i : إسقاطية الغاز (Å^3). الضغط الكلي (P_{tot}) بوحدة

الباسكال. للحصول على معامل الحركة الأيوني μ_i نستعمل العلاقة التالية [42]:

$$\frac{P_{tot}}{\mu_j} = \sum_{i=\text{جسيم حيادي}} \frac{P_i}{\mu_{i,j}} \quad (I. 32)$$

$$\frac{D_i}{\mu_i} = \frac{K_b T_{ion}}{q_i}$$

من بين الأعمال التي تمت في وجود مزيج غازي من طرف أعضاء المخبر . عمل S. Kobbi [43] في هذا العمل تحديد الخصائص الكهربائية لبلازما متعددة المركبات الأيونية لمزيج غازي الأرجون والأوكسجين (Ar/O₂) المستعمل لتوضع طبقة رقيقة من السيليسيوم بطريقة الرش المهبطي مغذى بتيار جهد متناوب لتردد RF، لنظام مستقر.

2.V. معامل الانتشار للجسيمات الحيادية D_n [42]:

لحساب معامل الانتشار للجسيمات الحيادية نحسب أولاً معامل الانتشار الثنائي D_{i,j} للجسيمتين الحياديتين i و j داخل الغاز نستعمل العلاقة التالية:

$$D_{i,j} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{(4\pi K_B T_g / 2m_{ij})}}{n_{tot} \pi \sigma_{ij}^2 \Omega_D(T^*)} (m^2/s) \quad (I.33)$$

بحيث:

$$N_{tot} = p_g / k_B T_g, \quad m_{ij} = m_i \cdot m_j / (m_i + m_j), \quad T^* = T(K) / \epsilon_{ij}$$

ثوابت ليونارد جونز وهي:

$$\epsilon_i: \text{طاقة مرتبطة بالرابعة الكيميائية للجزيء بوحدة (K)}. \quad \sigma_i: \text{نصف قطر التصادم (Å)}.$$

حيث:

$$\epsilon_{ij} = (\epsilon_i + \epsilon_j)^{1/2}, \quad \sigma_{ij} = (\sigma_i + \sigma_j) / 2$$

$$\Omega_D(T^*) = \frac{A}{T^* B} + \frac{C}{e^{(D \cdot T^*)}} + \frac{E}{e^{(F \cdot T^*)}} + \frac{G}{e^{(H \cdot T^*)}}$$

بحيث تأخذ الثوابت القيم التالية:

$$E=1.03587, \quad D=0.47635, \quad C=0.19300, \quad B=0.15610, \quad A=1.06036$$

$$H=3.8911, \quad G=1.76474, \quad F=1.5996$$

ومن علاقة معامل الانتشار الثنائي نستنتج معامل الانتشار D_j للجسيم j من خلال العلاقة

الآتية:

$$\frac{P_{tot}}{D_j} = \sum_j \frac{P_i}{D_{i,j}} \quad (I.34)$$

للتذكير معامل الحركة للجسيمات الحيادية معدوم (أو بدون جدوى لعدم تأثير الحقل الكهربائي على الجسيمات عديمة الشحنة).

وقد اهتم أعضاء من المخبر بدراسة هذه المقادير الحركية للجسيمات الحيادية في بلازما

التوضع بتقنية PECVD (13.56Hz) RF. قامت O. Babahani [1]، في أطروحة دكتوراه

(2013)، بدراسة بواسطة نموذج الموائع ومحاكاة مونت كارلو لتوضع طبقة رقيقة في مزيج غازي مكون من (20% H₂ ، 80% SiH₄) على ركيزة من السيليكون. إرتكزت الدراسة بشكل خاص على الظواهر الفيزيائية و الكيميائية والخصائص التصادمية في حجم المفاعل RF بالقرب من الركيزة. واهتمت H. O. K. Kebaili [44]، في مذكرة ماجيستر (2013)، بدراسة الإحتمالات المتعلقة بالظواهر المرتبطة بعملية توضع الطبقات الرقيقة: الإدمصاص (l'adsorption) الكيميائي والفيزيائي والانتزاز (désorption) والتفاعلات الكيميائية مع السطح لتوضع الطبقة الرقيقة في بلازما متكون من مزيج لغاز السيلان والهيدروجين (SiH₄/H₂).

VI. معادلة بواسون [38]:

هي المعادلة الأولى لمعادلات ماكسويل الشهيرة كما تعد التعبير الرياضي لتغير الحقل الكهربائي بدلالة الشحن المتواجدة في الفضاء، تكتب من الشكل الآتي:

$$\nabla E = -\Delta V = \frac{e(n_i - n_e)}{\epsilon_0} \quad (\text{I. 35})$$

n_i : الكثافة الأيونية. n_e : الكثافة الإلكترونية.

الفصل الثاني:

تطبيق نموذج الموائع على بلازما

.PECVD-DECR

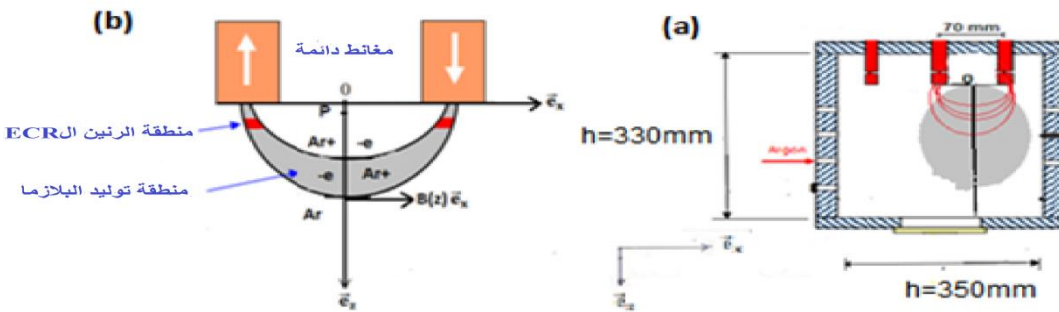
الفصل الثاني: تطبيق نموذج الموانع على بلازما PECVD DECR

I. المقدمة:

سنقوم في هذا الفصل بإجراء المعالجة العددية للنموذج الرياضي المتمثل في معادلات الإستمرارية بتطبيق طريقة الفروق المنتهية (Méthode des Différences Finies MDF) وخوارزمية غوص صايدل التكرارية بهدف تحديد الخصائص الكهربائية لبلازما الأرجون المستعملة في توضع الطبقات الرقيقة بطريقة ال PECVD. الخصائص الكهربائية المعنية بدراسة هي الكثافات الأيونية، الكثافة الإلكترونية وكثافة الجسيمات المحايدة لغاز الأرجون على طول المحور z لمفاعل من نوع DECR الموضح في الرسم التخطيطي (شكل II.1). إنجاز برنامج بلغة فورتران 77 سنجري الحل العددي لمعادلة الإستمرارية.

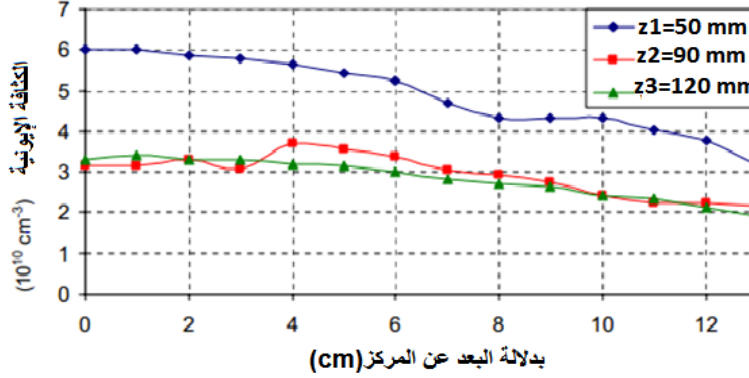
I.1. الظاهرة الفيزيائية:

الطريقة المتبعة في توضع الطبقات الرقيقة في عملنا هذا هي طريقة التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم بالبلازما الرنين السيكلوتروني (ECR-PECVD). تم التوضع داخل مفاعل من نوع Distributed Electron Cyclotron Resonance (DECR) وفي الظروف التجريبية التالية: ضغط يقدر ب 1.5mTorr ودرجة حرارة الغاز والإيونات 300K تقدر درجة حرارة الإلكترونات داخل الجهاز بحوالي 1.25eV. يتكون المفاعل من ثلاث مغناط دائمة موضوعة على التوازي محمولة على قضبان من الهوائيات مرتبة بالتناوب جنوب-شمال-جنوب بغرض غلق خطوط الحقل المغناطيسي. تثبت المغناط في سقف المفاعل وتبعد عن حامل الركيزة ب 210mm، وتثبت الركيزة أسفل المفاعل. في المخطط الآتي رسم توضيحي لهندسة مفاعل DECR المستعمل في نمذجتنا، أما الغاز المستخدم لعملية التوضع فهو الأرجون.



الشكل II 1: (a) رسم تخطيطي لمفاعل DECR، (b) رسم تخطيطي لخطوط الحقل المغناطيسي بين القطبين.

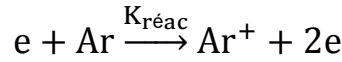
إخترنا المحور \vec{e}_z لمعالجة المسألة لأن النتائج التجريبية التي تم الحصول عليها في أطروحة الدكتوراه [3] أثبتت أن تغير الكثافة الأيونية بالنسبة للمحور \vec{e}_x هو تغير طفيف مقارنة بالمحور \vec{e}_z الذي أظهر تغير كبير للكثافة الأيونية (الشكل II 2).



الشكل II 2: منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد x عند ثلاث نقاط z بين قطبين مغناطيسيين [3].

◀ إعتدنا الحقل المغناطيسي $B(z)\vec{e}_x$ متغير مع الموضع بين المغنطين $\frac{\partial B}{\partial z} \neq 0$.

◀ معادلة التفاعل الحركية للوسط الغازي في المفاعل:



◀ بعد تحديد قيم الحقل المغناطيسي $B(z)\vec{e}_x$ نقوم بحساب معامل الحركية ومعامل الإنتشار لكل

عنصر (e, Ar, Ar^+) ، نقوم بحساب الكثافات n_{Ar^+} ، n_e و n_{Ar} ، على طول المحور z .

II. النموذج الرياضي:

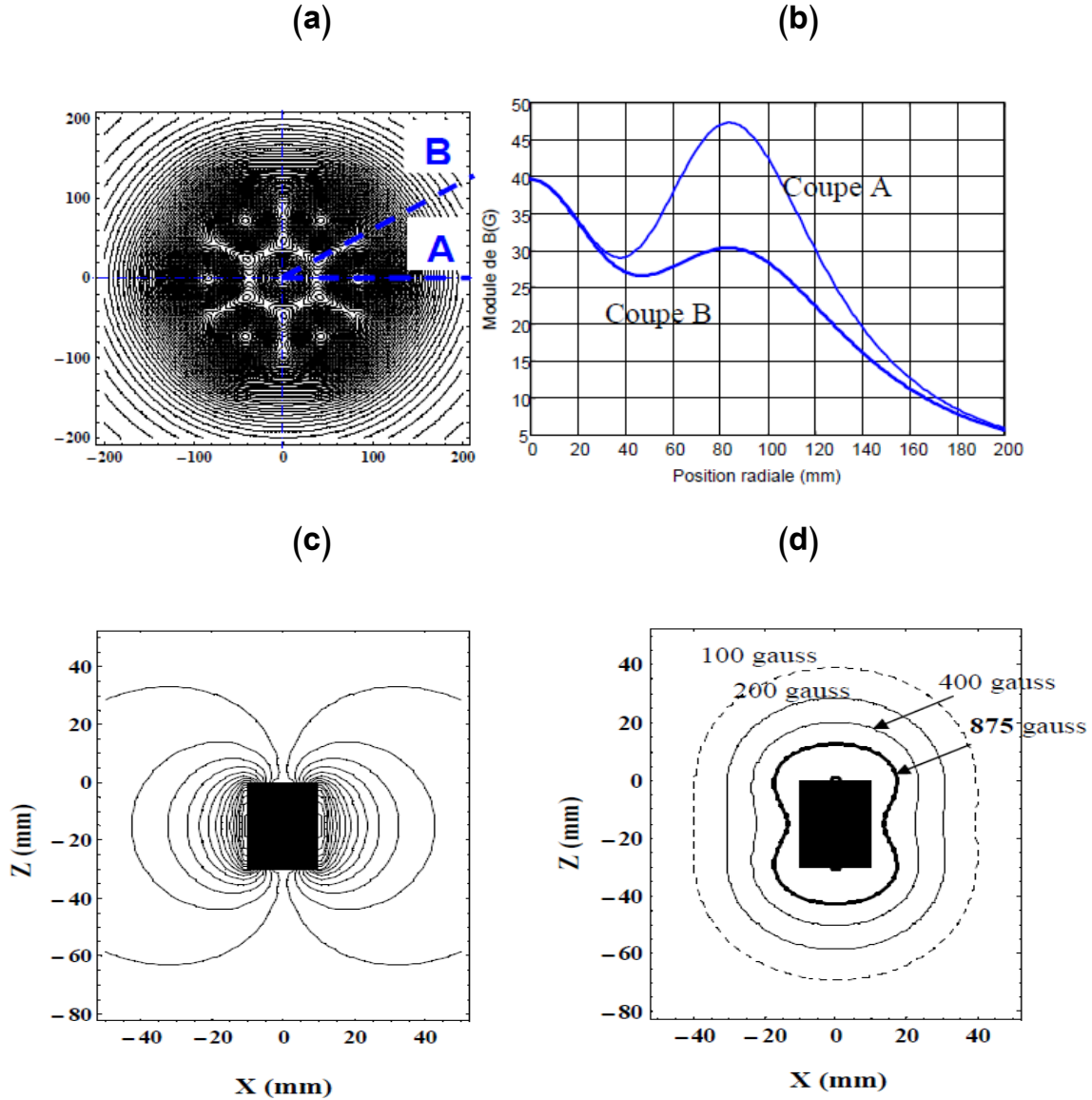
بهدف تحديد الخصائص الكهربائية كثافة الأيونية، كثافة الإلكترونية، كثافة الجسيمات الحياضية لبلازما الأرجون المستعملة في توضع الطبقات الرقيقة بتقنية (ECR-PECVD) لنظام مستقر وفي بعد واحد \vec{e}_z . إخترنا نموذج الموائع لمعالجة المسألة. يعتمد هذا النموذج على معادلة الإستمرارية لتفاعل الكيميائي للوسط الغازي.

II.1 تحديد قيم الحقل المغناطيسي للمغانط:

لتحديد القيم العددية للحقل المغناطيسي على المحور z سنستعين بخطوط الحقل المغناطيسي وخطوط تساوي الكمون الظاهرة في الصور c و d من (شكل II.3). بإجراء جمع هندسي لخطوط الحقل الناتجة عن كل مغنط في منتصف المسافة بين المغنطين، سنحصل على قيمة الحقل المغناطيسي عند نقطة معينة. بالإسقاط عند النقطة $x=3.5\text{cm}$ في المنحنى البياني

التمثل في الصورة b من (شكل. II.3) نجد قيمة الحقل عند البعد $z=50\text{mm}$. بهذا نحصل على قيم الحقل المغناطيسي عند نقطتين من z .

يمثل (الشكل II 3) رسم تخطيطي لخطوط الحقل المغناطيسي بالإضافة إلى خطوط تساوي الكمون الناتجة عن كل مغنط. كما يظهر أيضا نتائج قياس شدة الحقل المغناطيسي عند النقطة $z=50\text{mm}$ بدلالة x عند المقطع A وبين مغنطين والمقطع B بين ثلاث مغنط.



الشكل II 3: (a): خطوط الحقل المغناطيسي الناتجة عن المقطع A بين قطبين مغناطيسيين والمقطع B بين ثلاث أقطاب مغناطيسية على بعد $z=50\text{mm}$ من ثنائيات الأقطاب المغناطيسية المستعملة داخل مفاعل DECR. (b): منحنى تغير الحقل المغناطيسي بدلالة القطر في المنطقتين A و B عند البعد $z=50\text{mm}$. (c): خطوط الحقل المغناطيسي الناتجة عن أحد ثنائيات الأقطاب المستعملة داخل المفاعل. (d): خطوط سعة الحقل المغناطيسي عند مناطق تساوي الكمون [3].

2.II مسار الجسيمات المشحونة داخل الحقل المغناطيسي للمغانط:

لتحديد مسار الجسيمات المشحونة داخل الحقل المغناطيسي للمغانط، سنقوم بإنجاز برنامج بلغة الفورتران 77 نقوم بواسطته بحساب مسار الجسيمات المشحونة α ($\alpha=Ar^+,e$). بإعتماد على القانون الأول للحركة:

$$m_\alpha \frac{d\vec{v}}{dt} = q_\alpha \vec{v} \wedge \vec{B} \quad (II.1)$$

نطبق طريقة الفروق المنتهية على المعادلة رقم (II.1) لنتحصل على معادلة السرعة بدلالة الزمن عند كل نقطة:

$$V(y, t) = \frac{q}{m} (V(z, t-1) * B(x, t) - V(x, t-1) * B(z, t)). dt + V(y, t-1) \quad (II.2)$$

$$V(z, t) = \frac{q}{m} (V(x, t-1) * B(y, t) - V(y, t-1) * B(1, t)). dt + V(z, t-1) \quad (II.3)$$

بالإعتماد على قانون إنحفاظ الطاقة نجد مركبة السرعة على المحور e_x .

$$V(x, t) = \sqrt{V_{ther,tot}^2 - V(y, t)^2 - V(z, t)^2} \quad (II.4)$$

$V_{ther,tot}$: السرعة الحرارية المتوسطة.

$$V_{ther,tot} = \sqrt{2 * K_B T_e / m_\alpha} \quad (II.5)$$

$$V_{ther,\perp} = \sqrt{2 * V_{ther,tot} / 3} \quad (II.6)$$

$$V_{ther,\parallel} = \sqrt{V_{ther,tot} / 3} \quad (II.7)$$

من المعادلات الثلاث لسرعة نجد معادلة المسار للجسيم.

$$r(x, t) = r(x, t-1) + V(x, t). dt \quad (II.8)$$

$$r(y, t) = r(y, t-1) + V(y, t). dt \quad (II.9)$$

$$r(z, t) = r(z, t-1) + V(z, t). dt \quad (II.10)$$

لتحديد الشروط الابتدائية للمواضع وسرعات نقوم بحساب السرعة الحرارية الموازية $V_{ther,\parallel}$

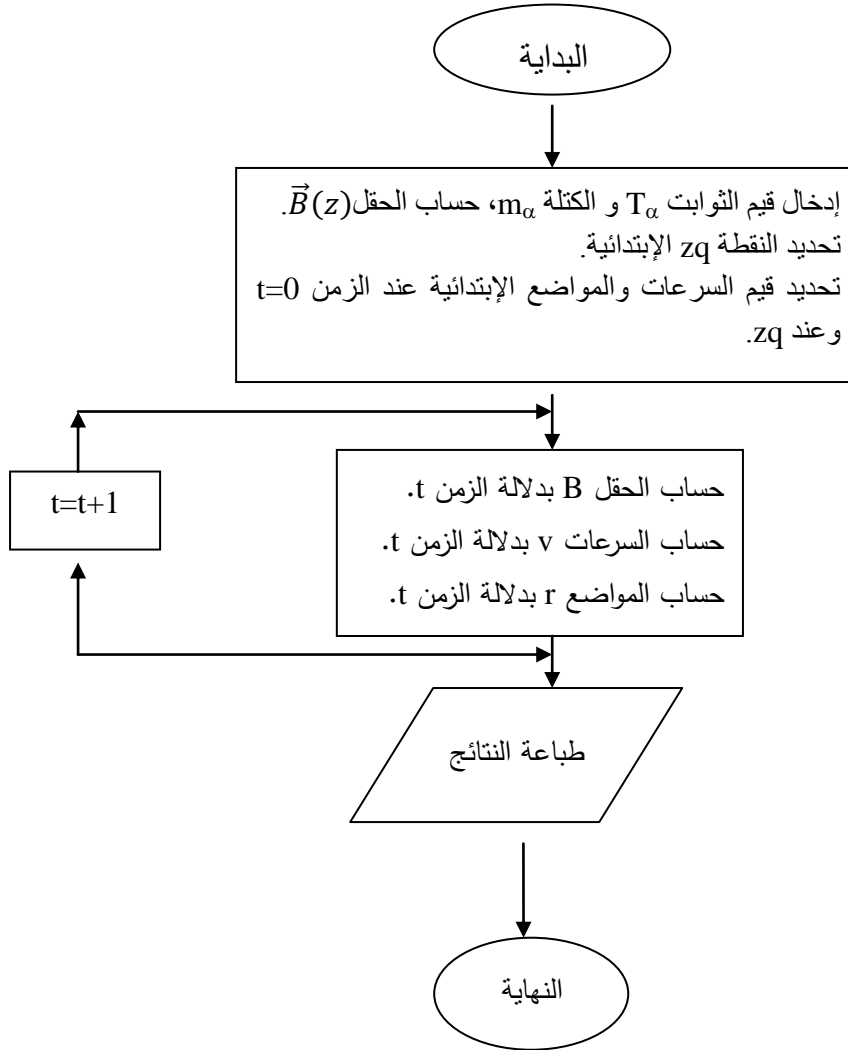
والعمودية $V_{ther,\perp}$ وحساب نصف قطر ρ الإنحناء عند نقطة معينة من z $\rho = V_{ther,\perp} / \omega_c(zq)$:

$$v(x, 1) = V_{ther,\parallel} \quad r(x, 1) = 35mm$$

$$v(y, 1) = V_{ther,\perp} \quad r(y, 1) = \rho$$

$$v(z, 1) = 0 \quad r(z, 1) = zq + \rho$$

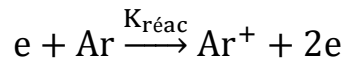
1.2.II مخطط برنامج حساب مسار الإلكترونات داخل الحقل المغناطيسي للمغانط:



الشكل II 4: مخطط سير حساب العددي لمسار الإلكترون داخل الحقل المغناطيسي متغير مع الزمن.

3.II التفاعل الكيميائي للوسط الغازي:

يتم التفاعل الكيميائي التالي داخل مفاعل ال-DECR:



الذي بدوره له مصدر الجسيمات كالأتي:

$$S^e = S^{Ar^+} = -S^{Ar} = K_{réac}[n_{Ar}][n_e] \quad (II. 11)$$

حيث تمثل كل من:

$[n_e]$ ، $[n_{Ar}]$: كثافة الجسيمات. $K_{réac}$: ثابت التفاعل الكيميائي.

الصيغة العامة للثابت التفاعل الكيميائي [45]:

$$K_{réac} = AT^\beta \exp\left(\frac{-E_a}{T}\right) \quad (II. 12)$$

E_a : طاقة التنشيط.

A و β : ثوابت متعلقة بالتفاعل الكيميائي.

ثابت التفاعل للتفاعل الكيميائي الحادث في الوسط الغازي لغاز الأرجون هو كالأتي [44]:

$$K_{réac} = 2.3 \cdot 10^{-14} T^{0.59} \exp\left(\frac{-17.44}{T_e}\right) \quad (m^3 s^{-1}) \quad (II.13)$$

II.4. معادلة الإستمرارية:

$$\frac{dJ_{Ar^+,e,Ar}}{dz} = K_{réac} n_{Ar} n_e \quad (II.14)$$

حيث $J_{Ar^+,e,Ar}$ يمثل كثافة تدفق الجسيمات .

$$J_{z,Ar^+} = +\mu_{Ar^+} n_{Ar^+} E_z - D_{Ar^+} \frac{\partial n_{Ar^+}}{\partial z} \quad (II.15)$$

$$J_{z,e} = -\mu_e n_e E_z - D_e \frac{\partial n_e}{\partial z} \quad (II.16)$$

$$J_{z,Ar} = -D_{Ar} \frac{\partial n_{Ar}}{\partial z} \quad (II.17)$$

II.4.1 حساب معامل الحركية $\mu_{Ar^+,e}$ ومعامل الإنتشار $D_{Ar^+,e}$ في وجود الحقل \vec{B} :

كما ذكرنا في الفصل الأول فإن معامل الحركية و معامل الإنتشار يوصفان بدلالة الحقل المغناطيسي و تكتب على شكل تنسور. لذا توجب علينا حل قانون الحركة للسرعة \vec{V} لإيجاد تنسور معامل الحركية و معامل الإنتشار للإلكترونات و الأيونات [26].

$$\vec{V} = \frac{1}{m_{e,Ar^+} \vartheta_{e,i}} \left\{ q_{e,Ar^+} (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) - K_B T_{e,Ar^+} \frac{\vec{\nabla} n_{e,Ar^+}}{n_{e,Ar^+}} \right\} \quad (II.18)$$

بتعويض عبارة الحقل الكهربائي و عبارة الحقل المغناطيسي في قانون الحركة لسرعة \vec{V} و إجراء بعض خطوات التحليل الرياضية وإسقاط المعادلة على المحاور الثلاث نجد عبارة تنسور معامل الحركية و معامل الإنتشار كالأتي:

$$\bar{\mu}_{e,Ar^+} = \begin{pmatrix} \mu_{||} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 \mu_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} & \frac{\vartheta_{e,Ar^+} \mu_{||} \omega_c(z)}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \\ 0 & -\frac{\vartheta_{e,Ar^+} \mu_{||} \omega_c(z)}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} & \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 \mu_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \end{pmatrix} \quad (II.19)$$

$$\bar{D}_{e,Ar^+} = \begin{pmatrix} D_{||} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 D_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} & \frac{\vartheta_{e,Ar^+} D_{||} \omega_c(z)}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \\ 0 & -\frac{\vartheta_{e,Ar^+} D_{||} \omega_c(z)}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} & \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 D_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \end{pmatrix} \quad (II.20)$$

بما أن الدراسة على المحور Z سنهتم بالمركبة μ_{Z,e,Ar^+} والمركبة D_{Z,e,Ar^+} :

$$\mu_{e,Ar^+} = \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 \mu_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \quad (II. 21)$$

$$D_{e,Ar^+} = \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 D_{||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \quad (II. 22)$$

يمثل:

$\mu_{||}$ و $D_{||}$: معامل الحركة ومعامل الانتشار على الترتيب في غياب الحقل المغناطيسي \vec{B} .
 ϑ_{e,Ar^+} : تردد التصادم للجسيم (إلكترون، أيون) مع جسيم حيادي.

$$\vartheta_{e,Ar^+} = \frac{e}{\mu_{e,Ar^+} * m_{e,Ar^+}} (s^{-1}) \quad (II. 23)$$

يمكن حساب معامل الحركة $\mu_{||}$ ومعامل الانتشار $D_{||}$ الأيوني في غياب الحقل المغناطيسي، من تفاعل أيون جسيم حيادي بحيث نعرف معامل الحركة الأيوني الثنائي نعي ($i=j$ جسيم حيادي، $i \neq j$ أيون) بالعلاقة الآتية [41]:

$$\mu_{i,j} = 0.514 \frac{Tg}{P_{tot} \sqrt{m_{ij} \alpha_i}} (m^2 / V s) \quad (II. 24)$$

حيث:

m_{ij} : الكتلة المختزلة بوحدة uma ، α_i : إسقاطية الغاز (\AA^3). الضغط الكلي (P_{tot}) بوحدة الباسكال. للحصول على معامل الحركة الأيوني $\mu_{i,j}$ نستعمل العلاقة التالية [42]:

$$\frac{P_{tot}}{\mu_j} = \sum_{i=\text{جسيم حيادي}} \frac{P_i}{\mu_{i,j}} \quad (II. 25)$$

حيث: P_i : الضغط الجزئي المطبق على الأيون بوحدة الباسكال.
 ولإيجاد معامل الانتشار الأيوني نطبق علاقة أينشتاين.

$$\frac{D_{i||}}{\mu_{i||}} = \frac{K_b T_{gaz}}{q_i} \quad (II. 26)$$

لنحصل في الأخير على معامل الحركة ومعامل الانتشار الأيوني في غياب الحقل المغناطيسي.

معامل الحركة ومعامل الانتشار الإلكتروني في غياب الحقل المغناطيسي إستعملنا القيم الموجودة في [37]. بتطبيق الشروط التي تمت في وجودها التجربة من ضغط نتحصل على القيمة العددية لكل من معامل الحركة و الانتشار الإلكترونية.

$$\mu_{e||} = 3 * 10^5 (cm^2 Torr / V s) \quad (II. 27)$$

ولإيجاد معامل الانتشار الإلكتروني $D_{e||}$ نطبق علاقة أينشتاين (II. 26) للإلكترونات.

$$\frac{D_{e||}}{\mu_{e||}} = \frac{K_b T_e}{q_i}$$

II.4.2 حساب معامل الانتشار للجسيمات الحيدرية D_{Ar} [42]:

لحساب معامل الانتشار للجسيمات الحيدرية Ar نحسب أولاً معامل الانتشار الثنائي $D_{Ar,Ar}$ للجسيمتين الحيدريتين i و j داخل الغاز نستعمل العلاقة التالية:

$$D_{Ar,Ar} = \frac{3}{16} \frac{\sqrt{(4\pi K_B T_g / 2m_{Ar,Ar})}}{n_{tot} \pi \sigma_{ij}^2 \Omega_D(T^*)} (m^2/s) \quad (II.28)$$

$N_{tot} = p_g / k_B T_g$: عدد الجسيمات الكلي، والكتلة المختزلة بين الجسيمين

$$T^* = T(K) / e_{ij}, \quad m_{Ar,Ar} = m_{Ar} \cdot m_{Ar} / (m_{Ar} + m_{Ar})$$

ثوابت ليونارد جونز وهي:

الجدول II 1: القيم العددية لثوابت ليونارد جونز [47].

| $\sigma_{Ar} (\text{\AA})$ | $\epsilon_{Ar} (K)$ |
|----------------------------|---------------------|
| 3.504 | 117.7 |

ثابت تكامل تصادم الانتشار اللابيدي $\Omega_D(T^*)$.

$$\Omega_D(T^*) = \frac{A}{T^* B} + \frac{C}{e^{(D \cdot T^*)}} + \frac{E}{e^{(F \cdot T^*)}} + \frac{G}{e^{(H \cdot T^*)}}$$

بحيث تأخذ الثوابت القيم التالية:

$$A=1.06036, B=0.15610, C=0.19300, D=0.47635, E=1.03587, F=1.5996, G=1.76474, H=3.8911$$

ومن علاقة معامل الانتشار الثنائي نستنتج معامل الانتشار D_j للجسيم j من خلال العلاقة التالية:

$$\frac{P_{tot}}{D_j} = \sum_j \frac{P_i}{D_{i,j}} \quad (II.29)$$

ومنه نجد معامل انتشار الجسيمات الحيدرية:

$$D_{Ar} = 8.722472569 (m^2 s^{-1})$$

III. النموذج العددي:

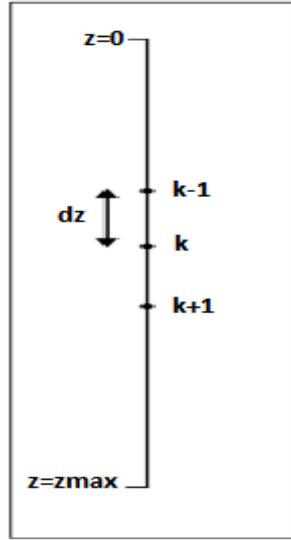
بغية التحليل العددي لجملة معادلات تفاضلية بهدف الحصول على الصيغة الرياضية للمقادير الفيزيائية نلجأ إلى الإستعانة بالطرق العددية أو الرقمية والتي تهدف إلى تحديد قيم المقادير الفيزيائية عند كل نقطة من الفضاء و عند كل لحظة زمنية مثل طريقة الفروق المنتهية طريقة الحجم المنتهية و العناصر المنتهية [18].

إعتمدنا في عملنا هذا على طريقة الفروق المنتهية نظرا لسهولة تطبيقها وسرعة وصولها للحل. تعتمد طريقة الفروق المنتهية على الخطوات الرياضية التالية:

1.III. تجزئة مجال الدراسة:

نقوم بتقسيم مجال الدراسة والمتمثل في المحور Z عند نقطة X ثابتة والتي تقع في منتصف المسافة بين المغنطين وتبعد عن كل مغنط بـ 35mm إلى K_{max} نقطة. نعرف خطوة الانتقال dz من نقطة إلى أخرى ب:

$$dz = \frac{Z_{max}}{K_{max}-1} \quad (II.30)$$



الشكل II 5: رسم تخطيطي لمجال الدراسة.

2.III. الشروط الحدية:

يبين الجدول II 2 أسفله الشروط الحدية المستخدمة في الحساب العددي للخصائص الكهربائية: الجدول II 2: الشروط الحدية المستخدمة في الحساب العددي للخصائص الكهربائية.

| بالقرب من الرقيقة عند $z=z_{max}$ | بالقرب من المغنط عند $z=0$ | |
|-----------------------------------|----------------------------|------------|
| $\frac{dn_{Ar^+}}{dz} = 0$ | $\frac{dn_{Ar^+}}{dz} = 0$ | n_{Ar^+} |
| $\frac{dn_e}{dz} = 0$ | $\frac{dn_e}{dz} = 0$ | n_e |
| $\frac{dn_{Ar}}{dz} = 0$ | $\frac{dn_{Ar}}{dz} = 0$ | n_{Ar} |

III.3. طريقة الفروق المنتهية:

طبقتنا في عملنا هذا طريقة الفروق المنتهية لحساب الكثافة الإلكترونية، الكثافة الأيونية وكثافة الجسيمات الحيدانية على المحور z . تعتمد هاته الطريقة على تقريب المشتقات الجزئية لنشر تايلور [48].

تقريب المشتقات الجزئية من الرتبة الأولى و الثانية بطريقة الفروق المنتهية (Méthode des Différences Finies MDF). هي كالتالي:

$$\frac{\partial f}{\partial z} = \frac{f(z_{k+1}) - f(z_{k-1})}{2dz} \quad (\text{II. 31})$$

$$\frac{\partial^2 f}{\partial z^2} = \frac{f(z_{k-1}) - 2f(z_k) + f(z_{k+1}))}{dz^2} \quad (\text{II. 32})$$

IV. حساب الكثافات $n_{Ar}(z)$ ، $n_e(z)$ ، $n_{Ar^+}(z)$ 1.IV حساب الكثافة الأيونية n_{Ar^+} :

معادلة الإستمرارية للإيونات في النظام المستقر.

$$\frac{\partial J_{z,Ar^+}}{\partial z} = K_{réac} n_{Ar} n_e$$

بالتعويض المعادلة (II.15) في معادلة الإستمرارية وبتطبيق طريقة الفروق المنتهية نتحصل على معادلة من شكل الآتي:

$$B^k = n_{Ar^+}^{k-1} A^{k,k-1} + n_{Ar^+}^k A^{k,k} + n_{Ar^+}^{k+1} A^{k,k+1} \quad (\text{II. 33})$$

بحيث تمثل عناصر المصفوفات:

$$A^{k,k-1} = -\frac{\mu_{Ar^+}^k E_z^k}{2dz} - \frac{D_{Ar^+}^k}{dz^2} + \frac{(D_{Ar^+}^{k+1} - D_{Ar^+}^{k-1})}{(2dz)^2} \quad (\text{II. 34})$$

$$A^{k,k} = \frac{((\mu_{Ar^+} + E_z)^{k+1} - (\mu_{Ar^+} + E_z)^{k-1})}{2dz} + \frac{2D_{Ar^+}^k}{dz^2} \quad (\text{II. 35})$$

$$A^{k,k+1} = \frac{\mu_{Ar^+}^k E_z^k}{2dz} - \frac{D_{Ar^+}^k}{dz^2} - \frac{(D_{Ar^+}^{k+1} - D_{Ar^+}^{k-1})}{(2dz)^2} \quad (\text{II. 36})$$

$$B^k = K_{réac} n_e^k n_{Ar}^k \quad (\text{II. 37})$$

2.IV حساب الكثافة الإلكترونية n_e :

معادلة الإستمرارية للإلكترونات في النظام المستقر.

$$\frac{\partial J_{ze}}{\partial z} = K_{réac} n_{Ar} n_e$$

بالتعويض المعادلة (II.16) في معادلة الإستمرارية وبتطبيق طريقة الفروق المنتهية نتحصل على معادلة من شكل الآتي:

$$B^k = n_e^{k-1} A^{k,k-1} + n_e^k A^{k,k} + n_e^{k+1} A^{k,k+1} \quad (II.38)$$

حيث تمثل عناصر المصفوفات:

$$A^{k,k-1} = \frac{\mu_e^k E_z^k}{2dz} - \frac{D_e^k}{dz^2} + \frac{(D_e^{k+1} - D_e^{k-1})}{(2dz)^2} \quad (II.39)$$

$$A^{k,k} = -\frac{((\mu_e E_z)^{k+1} - (\mu_e E_z)^{k-1})}{2dz} + \frac{2D_e^k}{dz^2} \quad (II.40)$$

$$A^{k,k+1} = -\frac{\mu_e^k E_z^k}{2dz} - \frac{D_e^k}{dz^2} - \frac{(D_e^{k+1} - D_e^{k-1})}{(2dz)^2} \quad (II.41)$$

$$B^k = K_{réac} n_e^k n_{Ar}^k \quad (II.42)$$

3.IV حساب كثافة الجسيمات الحيادية n_{Ar} :

معادلة الإستمرارية للإيونات في النظام المستقر.

$$\frac{\partial J_{z,Ar}}{\partial z} = K_{réac} n_{Ar} n_e$$

بتعويض المعادلة (II.17) في معادلة الإستمرارية وبتطبيق طريقة الفروق المنتهية نتحصل على معادلة من شكل الآتي:

$$B^k = n_{Ar}^{k-1} A^{k,k-1} + n_{Ar}^k A^{k,k} + n_{Ar}^{k+1} A^{k,k+1} \quad (II.43)$$

حيث تمثل عناصر المصفوفات:

$$A^{k,k-1} = \frac{-D_{Ar}}{dz^2} \quad (II.44)$$

$$A^{k,k} = \frac{2D_{Ar}}{dz^2} \quad (II.45)$$

$$A^{k,k+1} = \frac{-D_{Ar}}{dz^2} \quad (II.46)$$

$$B^k = K_{réac} n_e^k n_{Ar}^k \quad (II.47)$$

4.IV حساب الحقل الكهربائي:

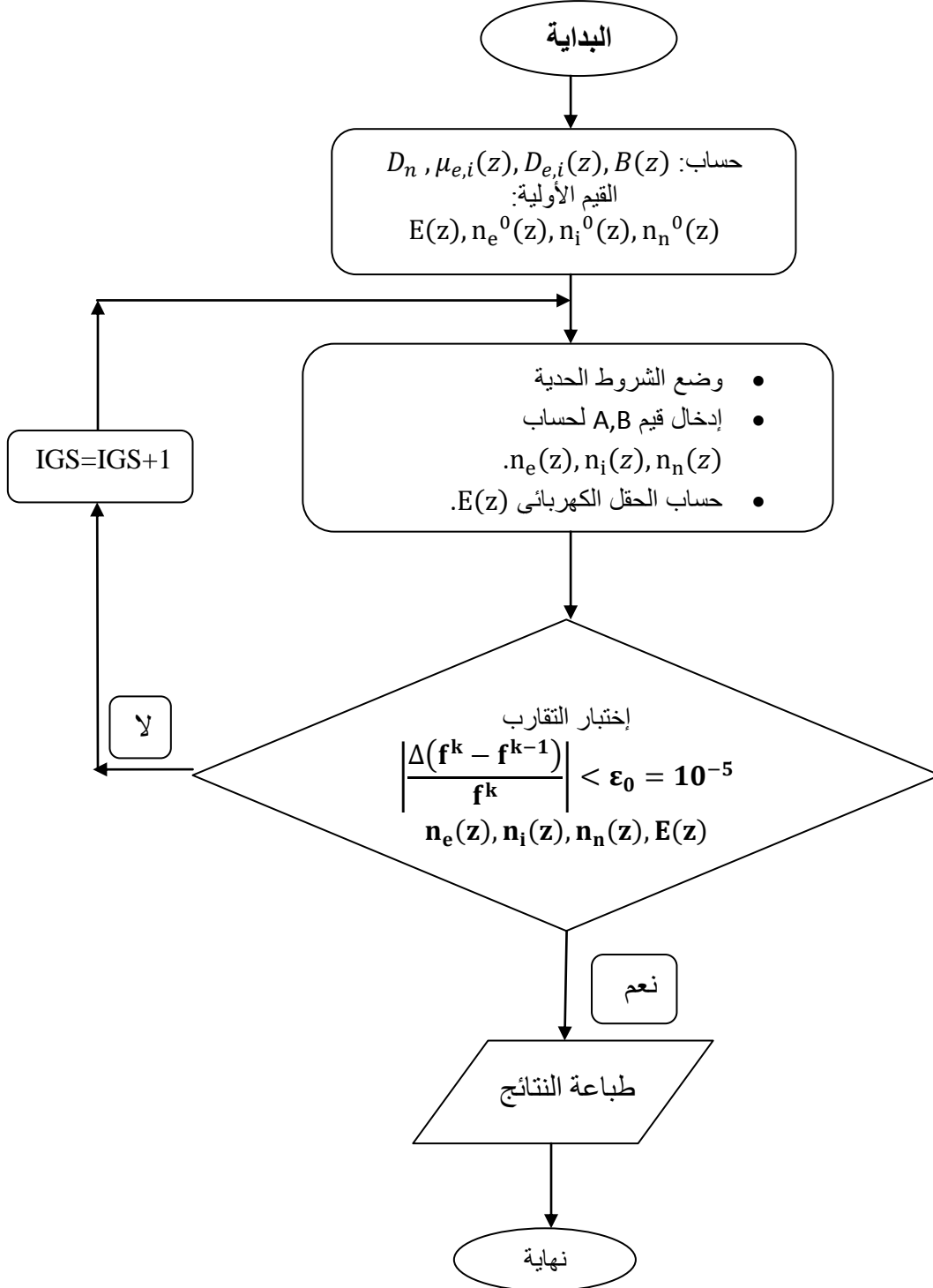
$$\frac{\partial E_z}{\partial z} = \frac{e(n_{Ar^+} - n_e)}{\epsilon_0} \quad (II.48)$$

$$E_z^k = dz \frac{e(n_{z,Ar^+}^k - n_{z,e}^k)}{\epsilon_0} + E_z^{k-1} \quad (II.49)$$

VI. مخطط برنامج الحساب العددي:

أنجزنا للحل المسألة البرنامج بلغة الفورتران؛ (الشكل II 6) يوضح مخطط لحساب العددي

للبرنامج:



الشكل II 6: مخطط برنامج الحساب العددي.

الفصل الثالث:
النتائج العددية ومناقشتها.

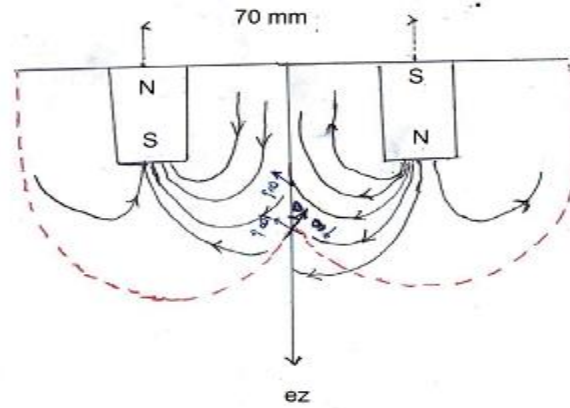
الفصل الثالث: النتائج العددية ومناقشتها.

I. مقدمة:

نقوم في هذا الفصل بحساب الحقل المغناطيسي ودراسة مسار الجسيمات المشحونة داخل الحقل المغناطيسي بواسطة برنامج فورتران 77 الموضح في المخطط (الشكل II 4)، والثابت للجزيئات الغاز (معامل الحركية ومعامل الإنتشار لكل فرد كيميائي للوسط الغازي) وكما نقوم بدراسة توزيع الكثافات الأيونية n_{Ar+} ، الإلكترونية n_e والجسيمات المحايدة n_{Ar} لغاز الأرجون على طول المحور z لمفاعل من نوع DECR الموضح في الرسم التخطيطي (الشكل II 1). فبعد إنجاز برنامج بلغة فورتران 77 والمتمثل في المخطط (الشكل II 6) قمنا بالحل العددي لمعادلة الإستمرارية (II.14) لحساب الكثافات.

II. تحديد الصيغة الرياضية والقيم العددية للحقل المغناطيسي:

في تحديدنا لدالة تصف تغير الحقل المغناطيسي على طول المحور z إعتدنا على قيم الحقل المغناطيسي عند نقطتين كما وضحنا في الفصل الثاني. قمنا بتحديد قيمة الحقل عند النقطة $z=22\text{mm}$ هندسيا عن طريق تقاطع خطوط تساوي الكمون للحقل المغناطيسي وإسقاط الزاوية بين الخطين، كما هو موضح في (الشكل III 1):



الشكل III 1: رسم تخطيطي لكيفية تحديد شدة الحقل المغناطيسي هندسيا تمثل الخطوط المستمرة الحقل المغناطيسي وتمثل الخطوط المتقطعة سطوح تساوي الكمون الناتجة عن قطبين مغناطيسيين دائمين ومتوازيان. نقطة التقاطع في الشكل خاصة للحقلين: 100Gauss.

من (الشكل III 1) نجد قيمة سعة الحقل عند تقاطع الخطوط عند النقطة $z=22\text{mm}$ بطريقة التالية:

$$\vec{B} = \vec{B}_1 \cos(\theta) + \vec{B}_2 \cos(\theta)$$

كما بينا في الفصل الثاني بالإسقاط عند النقطة $x=35\text{mm}$ في الصورة b من (شكل. II.3)، وجدنا قيمة سعة الحقل عند $z=50\text{mm}$ ؛ بهذا تحصلنا على قيم شدة الحقل المغناطيسي عند نقطتين كما هو موضح في (الجدول III 1):

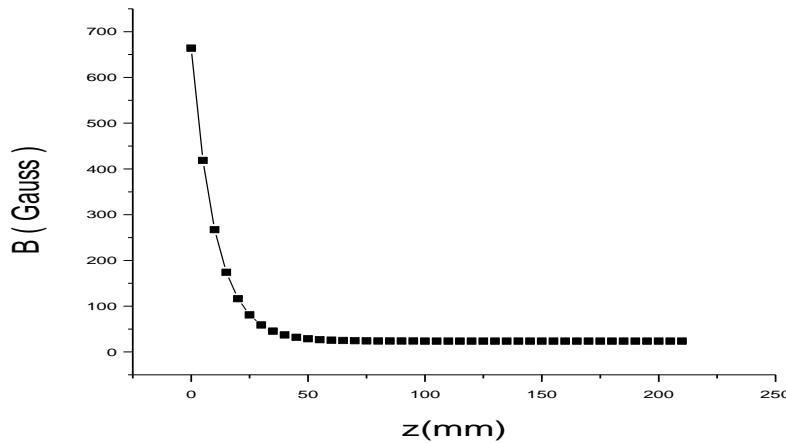
الجدول III 1: قيم الحقل المغناطيسي عند نقطتين.

| Z(mm) | B(Gauss) |
|-------|----------|
| 22 | 100 |
| 50 | 28.75 |

إفترضنا أن الحقل المغناطيسي يتغير بشكل أسّي بين المغنطين اعتمادا على ما ورد في أطروحة الدكتوراه [3]. وبالاعتماد على قيم الحقل المغناطيسي عند نقطتين قمنا بإقتراح دالة أسية تصف تغير الحقل المغناطيسي بدلالة z؛ تم الحصول على الدالة بواسطة برنامج Origin6.0. يبين المنحنى في الشكل (الشكل III 2) تغير الحقل المغناطيسي على المحور z.

$$B(z) = ae^{(-z/b)} + c \quad (\text{III. 1})$$

$$b=10.35\text{mm} , a=640.2\text{Gauss} , c=23.7\text{Gauss}$$



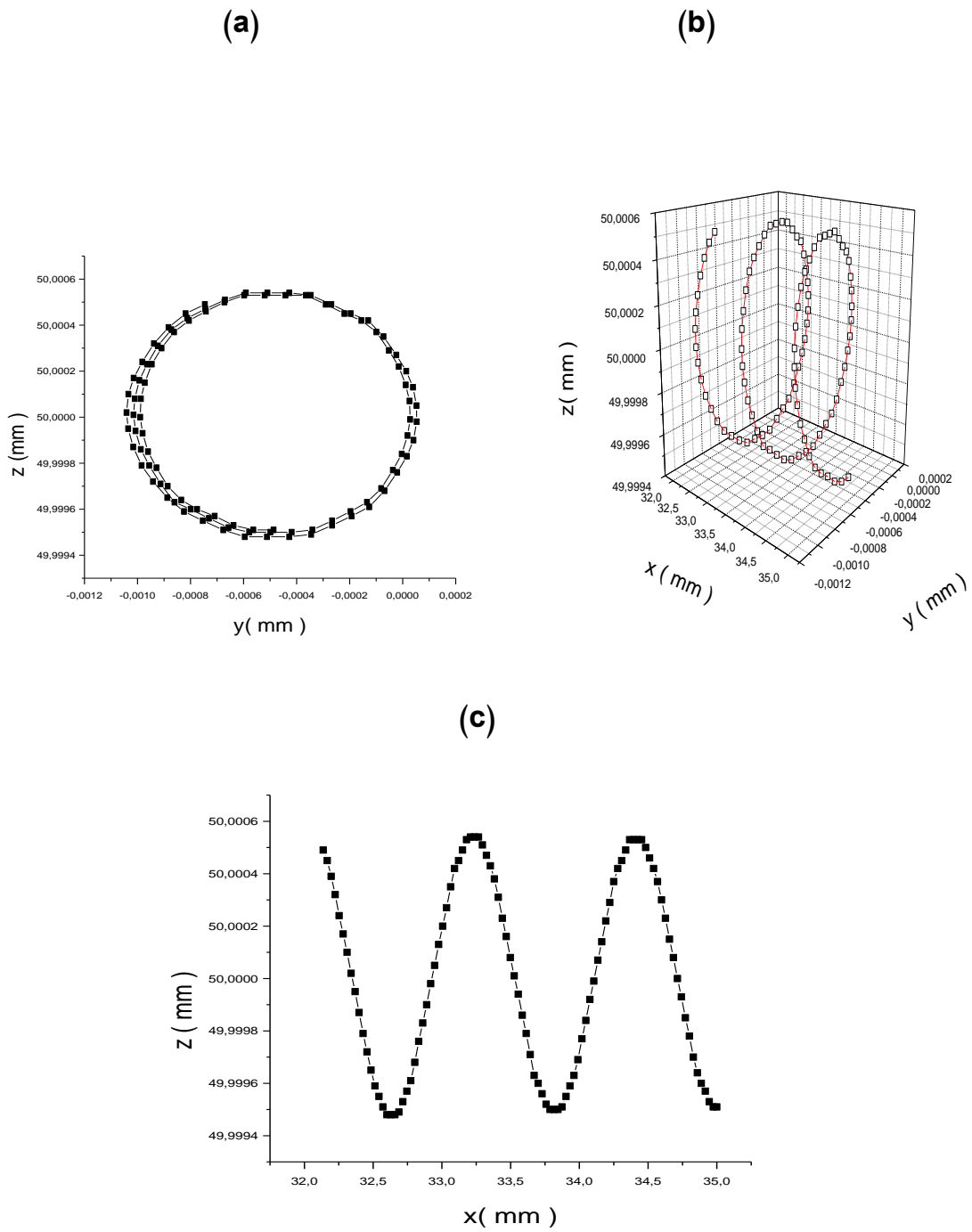
الشكل III 2: منحنى تغير الحقل المغناطيسي \vec{B} .

1.II تأثير الحقل المغناطيسي على مسار الجسيمات المشحونة:

لدينا حقل مغناطيسي B المولد من طرف المغناط محمول على المحور x ، تدرج الحقل في اتجاه oz ($\nabla B = \frac{\partial B}{\partial z} \vec{e}_z$) ، ($\frac{\partial B}{\partial x} \vec{e}_x = 0$). تتحرك الجسيمات المشحونة في جود حقل مغناطيسي غير متجانس في مسار لولبي ذو نصف قطر إنحناء ρ محمول على المستوي \widehat{zOy} . يتسبب تدرج الحقل المغناطيسي في ظهور سرعة إنزياح مغناطيسية \vec{V}_{DB} تعمل على إزاحة المسار على مركز الدوران محمولة على $-\vec{e}_y$. صيغة \vec{V}_{DB} موضحة في المعادلة (I.18).

قمنا بإنجاز برنامج حساب عددي بلغة الفورتران 77 كما هو موضح في المخطط (الشكل II 4) لرسم مسار الجسيمات المشحونة في ثلاث أبعاد (3D) داخل الحقل المغناطيسي \vec{B} في ثلاث نقاط $z_1=50\text{mm}$ ، $z_q=20\text{mm}$ ، $z_p=5\text{mm}$.

يمثل (الشكل III 3) منحنى بياني لمسار الإلكترون داخل حقل مغناطيسي \vec{B} عند النقطة $Z_1=50\text{mm}$. أظهرت المنحنيات البيانية نتائج منطقية عند z_1 أين ظهرت الحركة اللولبية لإلكترون عند نقطة $x=35\text{mm}$. ويمثل (الجدول III 2) القيم العددية المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية V_{DBe} ونصف قطر الإنحناء ρ_e والخطوة h_e لمسارات الإلكترون.



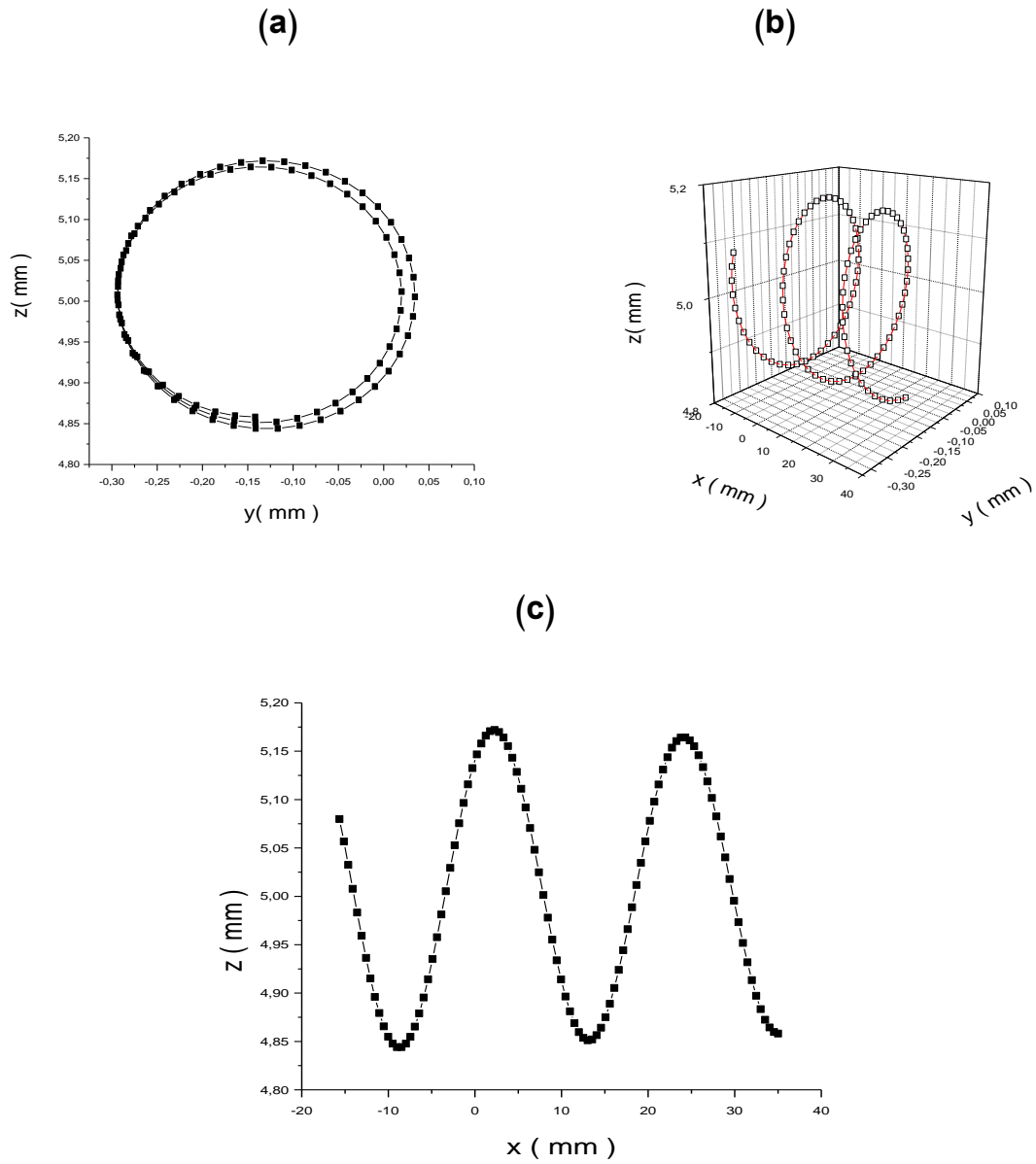
الشكل III 3: (a) مسار الإلكترون في مستوي \widehat{zOy} ، (b) مسار الإلكترون في 3D. (c) مسار الإلكترون في مستوي \widehat{zOx} . عند نقطة $z=50\text{mm}$.

الجدول III 2: القيم المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية ونصف قطر الإنحناء والخطوة عند

النقاط $z_1=50\text{mm}$ ، $z_q=20\text{mm}$ ، $z_p=5\text{mm}$.

| البعـد (mm) z | $V_{DBe} (m.s^{-1})$ | $\rho_e (m)$ | $h_e(m)$ |
|---------------|----------------------|--------------------|--------------------|
| 5 | $-3.687567.10^{-4}$ | $3.196018.10^{-8}$ | $1.419731.10^{-7}$ |
| 20 | $-1.132919.10^{-3}$ | $1.147799.10^{-7}$ | $5.098738.10^{-7}$ |
| 50 | $-1.57063.10^{-3}$ | $4.869669.10^{-7}$ | $2.163198.10^{-6}$ |

يمثل (الشكل III 4) منحنى بياني لمسار الأيون داخل حقل مغناطيسي \vec{B} عند النقطة $z_p=5\text{mm}$. أظهرت المنحنيات البيانية نتائج منطقية عند z_p بعكس النقطة z_q و z_1 أين يبتعد مسار الإلكترون عن نقطة $x=35\text{mm}$. ويمثل (الجدول III 3) القيم العددية المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية V_{DBAr+} ونصف قطر الإنحناء ρ_{Ar+} والخطوة h_{Ar+} لمسارات الأيون.



الشكل III 4: (a) منحنى مسار الأيون في مستوي \widehat{zOy} ، (b) منحنى مسار الأيون في 3D. (c) منحنى مسار الأيون في مستوي \widehat{zOx} . عند نقطة $z_p=5\text{mm}$.

الجدول III 3: القيم المتوسطة لسرعة الإنزياح المغناطيسية ونصف قطر الإنحناء والخطوة عند النقاط $z_1=50\text{mm}$ ، $z_q=20\text{mm}$ ، $z_p=5\text{mm}$.

| $h_{Ar+}(\text{m})$ | $\rho_{Ar+}(\text{m})$ | $V_{DBAr+}(\text{m.s}^{-1})$ | البعد $z(\text{mm})$ |
|--------------------------|--------------------------|------------------------------|----------------------|
| $6.299241 \cdot 10^{-4}$ | $1.418050 \cdot 10^{-4}$ | $-9.956991 \cdot 10^{-2}$ | 5mm |
| $2.262273 \cdot 10^{-3}$ | $5.092702 \cdot 10^{-4}$ | $-3.059054 \cdot 10^{-1}$ | 20mm |
| $9.597952 \cdot 10^{-3}$ | $2.160637 \cdot 10^{-3}$ | $-3.124245 \cdot 10^{-1}$ | 50mm |

III. الحساب العددي لمعامل الحركة $\mu_{Ar^+,e}$ ومعامل الانتشار $D_{Ar^+,e}$ في وجود الحقل \vec{B} :

لتحديد قيم الكثافة n_{Ar^+} و n_e على طول الحور z يجب أولاً حساب معامل الحركة μ_z ومعامل الانتشار D_z لكل من الإلكترونات والإيونات في وجود الحقل المغناطيسي $B(z)$. كما بينا في الفصل الثاني، لحساب معامل الحركة ومعامل الانتشار الأيوني والإلكتروني نستعمل العلاقة المستنبطة من قانون الحركة (II.18):

$$\vec{V} = \frac{1}{m_{e,Ar^+} \vartheta_{e,Ar^+}} \left\{ q_{e,Ar^+} (\vec{E} + \vec{V} \times \vec{B}) - K_B T_{e,Ar^+} \frac{\vec{\nabla} n_{e,Ar^+}}{n_{e,Ar^+}} \right\}$$

$$\mu_{e,Ar^+}(z) = \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 \mu_{e,Ar^+,||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \quad (III. 2)$$

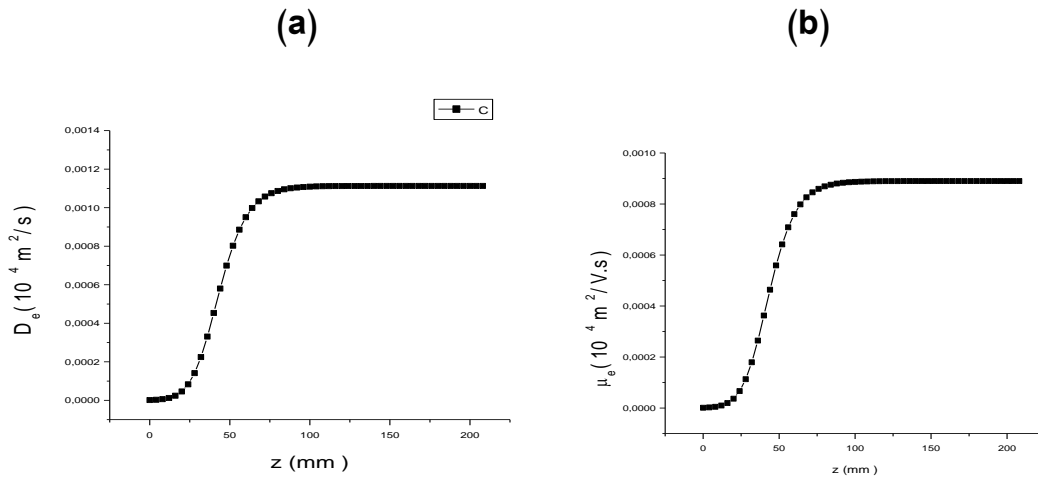
$$D_{e,Ar^+}(z) = \frac{\vartheta_{e,Ar^+}^2 D_{e,Ar^+,||}}{(\vartheta_{e,Ar^+}^2 + \omega_c(z)^2)} \quad (III. 3)$$

حيث: $\mu_{(Ar^+,e)||}$ و $D_{(Ar^+,e)||}$: معامل الحركة ومعامل الانتشار على الترتيب في حالة $\vec{B} = 0$. $\vartheta_{Ar^+,e}$: تردد التصادم للجسيم (إلكترون، أيون) مع الجسيمات المحايدة. يمثل (الجدول II 4) القيم العددية لمعامل الحركة $\mu_{(e,Ar^+)||}$ و معامل الانتشار $D_{(e,Ar^+)||}$ في غياب الحقل \vec{B} .

الجدول III 4: قيم العددية لمعامل الحركة ومعامل الانتشار في غياب \vec{B} .

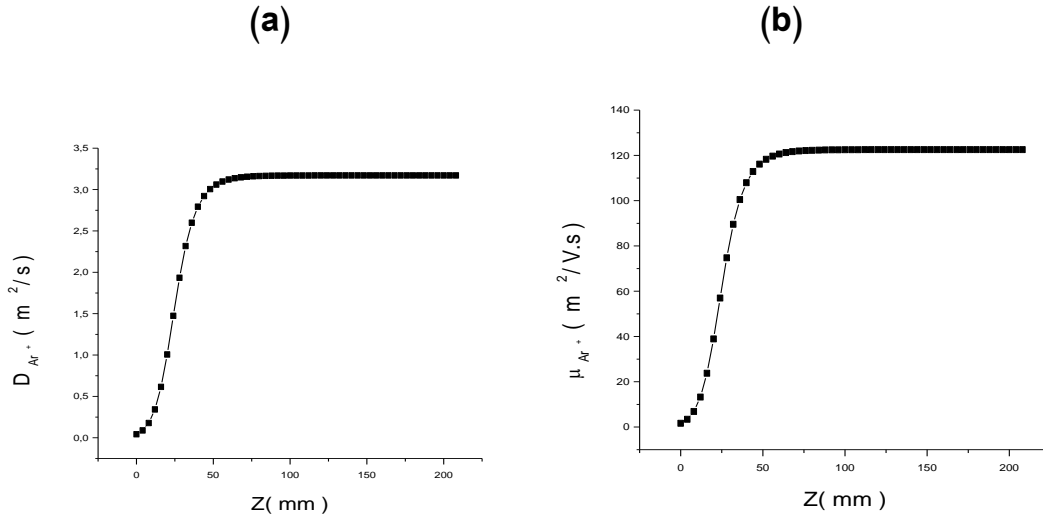
| تردد التصادم | معامل الانتشار | معامل الحركة | |
|---------------------|---------------------|-----------------------------|-----------------|
| $\vartheta(S^{-1})$ | $D_{ }(m^2S^{-1})$ | $\mu_{ }(m^2V^{-1}S^{-1})$ | |
| 8782523 | $2.50.10^4$ | 2.10^4 | e |
| 17835.37 | 3.49 | 135.08 | Ar ⁺ |

يمثل المنحنين البيانيين في (الشكل III 5)، تغير المعامل الحركة الإلكتروني μ_e ومعامل الانتشار الإلكتروني D_e ، بدلالة البعد z .



الشكل III 5: (a) منحنى بياني لتغير معامل الانتشار $D_e(z)$ و (b) منحنى بياني لتغير معامل الحركة $\mu_e(z)$.

يمثل المنحنيين البيانيين في (الشكل III 6)، تغير المعامل الحركية الأيوني μ_{Ar+} ومعامل الانتشار الأيوني D_{Ar+} ، بدلالة البعد z .



الشكل III 6: (a) منحنى بياني لتغير معامل الانتشار $D_{Ar+}(z)$ و (b) منحنى بياني لتغير معامل الحركة $\mu_{Ar+}(z)$.

نستنتج من تحليلنا للمنحنيات (الشكل III 5)، (الشكل III 6):

1) القيم العددية لكلا من معامل الحركة الإلكتروني والأبوني ومعامل الانتشار الإلكتروني والأبوني تزداد بزيادة z إلى أن تثبت وهو ما يتوافق مع العبارة الرياضية والمفهوم الفيزيائي. كلما ابتعدنا قل تأثير الحقل المغناطيسي بالنسبة للأيونات لتؤول قيم المعامل الحركية ومعامل الانتشار الأيونيين إلى قيمها في غياب الحقل \vec{B} ، $\mu_{Ar+||}$ ، $D_{Ar+||}$ ، بعكس معامل الحركة ومعامل الانتشار

الإلكترونين توول قيمهما إلى قيمة ثابتة لأن الحقل المغناطيسي بعد $z=90\text{mm}$ يأخذ قيمة ثابتة $B=23\text{Gauss}$.

(2) قيم المقادير عند المالا نهائية تمثل الجزء الأكبر من المفاعل تقريبا من z_1 إلى غاية Z_{max} .

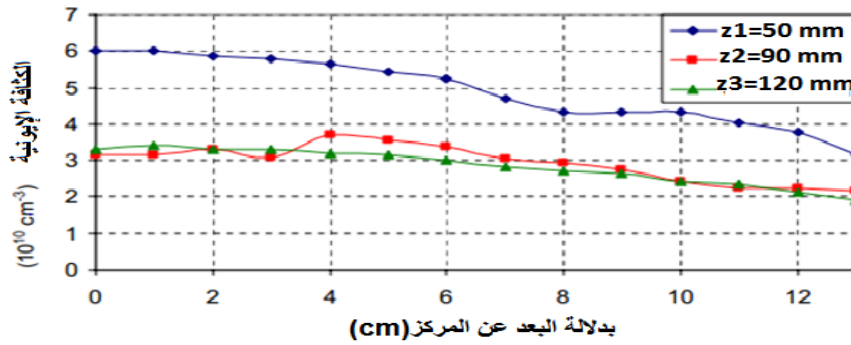
(3) مجال تغير المعاملين بالنسبة للشحنتين صغير مقارنة بحجم المفاعل؛ يمثل من 10% إلى 20% من أبعاد المفاعل.

IV: تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة $n_{\text{Ar}^+}^0$ و n_{e}^0 و n_{Ar^0} بدلالة z :

1.IV. تحديد بعض القيم التجريبية للكثافة الأيونية:

تم قياس تجريبيا [3] بواسطة مسبار لونغمير أسطواني شكل (طوله 5mm وقطره 0.5mm) يتحرك على المحور \vec{e}_x بين المغنطين عند نقاط ثلاث ($z_1=50\text{mm}$, $z_2=90\text{mm}$, $z_3=120\text{mm}$) تغيرات الكثافة الأيونية لبلازما الأرجون عند الشروط التجريبية التالية من ضغط $P_{\text{gaz}}=1.5\text{mTorr}$ ودرجة حرارة $T_{\text{gaz}}=300\text{K}$.

أظهرت النتائج التجريبية المنحني البياني (الشكل III 7) [3].



الشكل III 7: منحني تغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد x وعند ثلاث نقاط z في المقطع A بين المغنطين [3].

من المنحني البياني (الشكل III 7) نستنتج بالإسقاط عند نقطة $x=3.5\text{cm}$ قيم الكثافة الأيونية عند النقاط الثلاث z_1 , z_2 , z_3 الموضحة في الجدول III 5.

الجدول III 5: قيم الكثافة الأيونية التجريبية عند ثلاث النقاط.

| Z(mm) | $n_{\text{Ar}^+}(10^{10}\text{cm}^{-3})$ |
|--------|--|
| Z1=50 | 5.75 |
| Z2=90 | 3.40 |
| Z3=120 | 3.20 |

2.IV. تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة $n_{Ar^+}^0$ بدلالة z :

لتحديد الصيغة الأولية للكثافة الأيونية $n_{Ar^+}^0$ قمنا بدمج فرضيتين وذلك عن طريق تقسيم المجال z حيث إفترضنا في المجال الأول ($z < 50mm$) تتغير الكثافة بشكل دالة من الدرجة الثانية، المجال الثاني ($z \geq 50mm$) تتغير بشكل أسي.

بإعتماد على قيم الكثافة الأيونية عند ثلاث النقاط المبينة في الجدول III 5 نقوم بإجراء التحليل الرياضي والمصفوفات نتحصل على الصيغة الرياضية لدالة التي تصف تغير الكثافة الأيونية في المجال الأول:

$$n_{Ar^+}(z) = a_1 * z^2 + b_1 * z + c_1 \quad (III. 4)$$

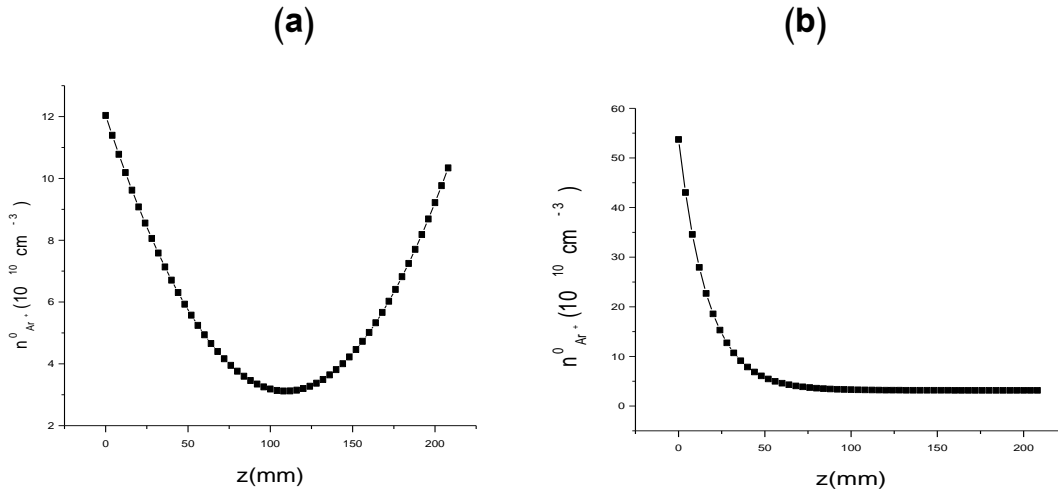
$$.c_2=1.20357*10^{17}(cm^{-3}), b_2=-1.62966.10^{18}(cm^{-4}), a_2=7.440475.10^{18}(cm^{-5})$$

بإستعمال برنامج Origin6.0 نقوم برسم المنحنى البياني للكثافة الأيونية Ar^+ بدلالة البعد z وذلك بافتراض تغير الدالة بشكل أسي، تأخذ الكثافة الأيونية الصيغة الرياضية التالية:

$$n_{Ar^+}(z) = a_2 * e^{(-z/b_2)} + c_2 \quad (III. 5)$$

$$.c_1=3.15957.10^{11}(cm^{-3}), b_1=16.82686(mm), a_1=5.05652.10^{11}(cm^{-3})$$

يمثل المنحنى البياني (الشكل III 8)، تغير الكثافة الأيونية الأولية بدلالة البعد z .



الشكل III 8: (a) منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بدلالة البعد z بإفتراض التغير ربايعي، (b) منحنى بياني لتغير الكثافة الأيونية بإفتراض التغير أسي.

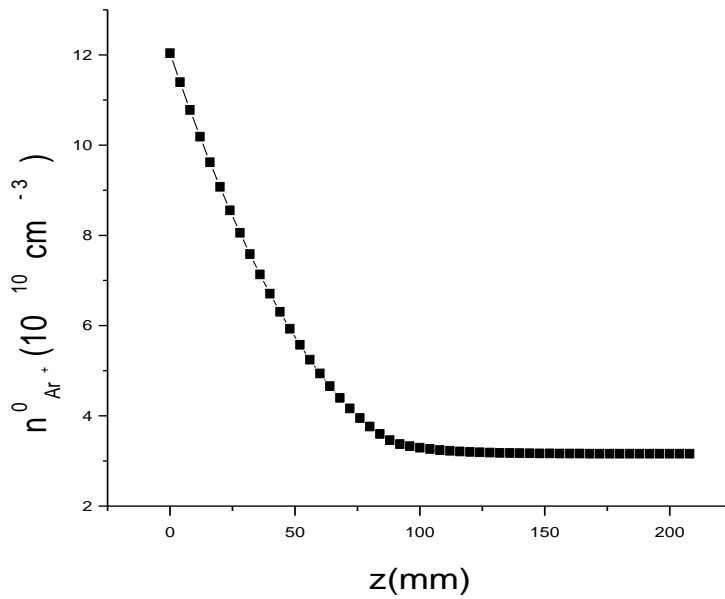
إلا أنه بتحليلنا لكل من الصيغتين الأوليتين للكثافة الأيونية وجدنا:

الصيغة الأسية في المجال من $z=0-50\text{mm}$ ، تعطي قيم الكثافة بعيدة عن القيم التجريبية بتغير قيمة التكرار لغوص صايدل بعكس الصيغة الدالة الرباعية التي تعطي قيم قريبة من القيم التجريبية عند النقاط z_1 ، z_2 ، برغم من أنها لا تصلح في ما بعد z_2 فهي كما هو مبين في (الشكل III 8)، تنخفض الكثافة الأيونية لتعود للإرتفاع مرة أخرى وهو غير مقبول فيزيائياً لأن كل المقادير الفيزيائية عند هذا المجال تؤول إلى الثبوت في حين يؤول الحقل المغناطيسي \vec{B} إلى الإنعدام.

لذا لجئنا إلى جعل الكثافة الأيونية تتغير على مجالين بدالتين: في المجال الأول تتغير على شكل الدالة من الدرجة الثانية و في المجال الثاني تتغير على شكل دالة الأسية:

$$n^0_{Ar^+}(z) = \begin{cases} a_1 * z^2 + b_1 * z + c_1, & z < 50\text{mm} \\ a_2 * e^{(-z/b_2)} + c_2, & z \geq 50\text{mm} \end{cases} \quad (\text{III. 6})$$

ليصبح الشكل النهائي للمنحنى البياني للكثافة الأيونية الأولية $n^0_{Ar^+}$ المستعملة في الحساب العددي هو (الشكل III 9).



الشكل III 9: منحنى تغير الكثافة الأيونية الأولية بدلالة البعد z .

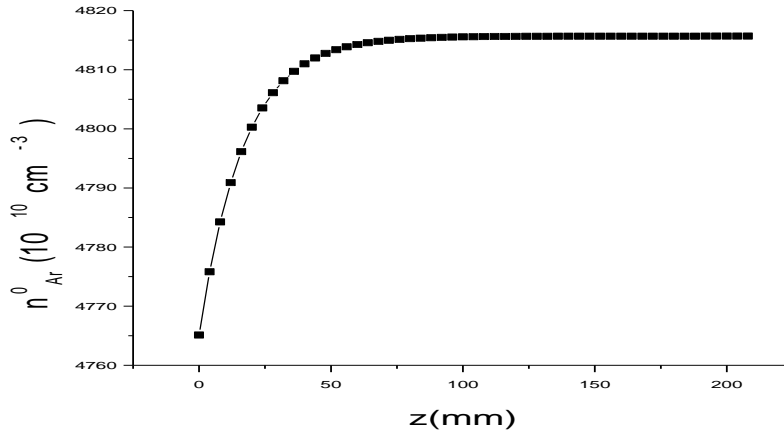
إفترضنا أن الكثافة الإلكترونية الأولية n^0_e مساوية للكثافة الأيونية $n^0_{Ar^+}$.

3.IV. تحديد الصيغة الأولية لتغير الكثافة n_{Ar}^0 بدلالة z :

لتحديد الصيغة الأولية لكثافة الجسيمات المحايدة n_{Ar}^0 افترضنا أن كل جسيم محايد ينتج أيون أثناء عملية تأين ومنه يستلزم أن العلاقة بين كثافة الجسيمات المحايدة و كثافة الأيونات هي كالتالي:

$$n_{Ar}^0(z) = \text{denstot} - n_{Ar^+}^0(z) \quad (\text{III. 8})$$

بحيث: الكثافة الكلية لغاز الأرجون داخل المفاعل $\text{denstot} = P_{\text{gaz}}(\text{pas}) / T_{\text{gaz}}(\text{k}) k_B$ يمثل (الشكل III 10) منحنى بياني لتغير الكثافة الذرية الأولية بدلالة البعد z .



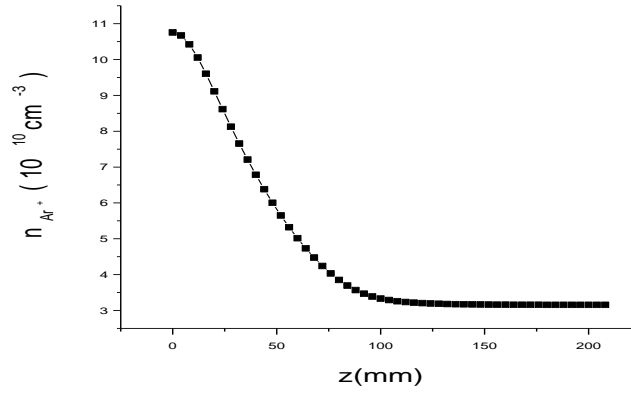
الشكل III 10: منحنى تغير الكثافة الذرية الأولية n_{Ar}^0 بدلالة البعد z .

V: النتائج العددية لحساب الكثافات (n_{Ar} , n_e , n_{Ar^+}) في اتجاه z :

من خلال البرنامج الذي أنجزناه والموضح في المخطط (الشكل II 6)، تمكنا من حساب توزيع كثافة الأيونية n_{Ar^+} ، كثافة الإلكترونية n_e وكثافة الجسيمات المحايدة n_{Ar} على طول المحور z . بإستعمال بطريقة الفروق المنتهية وخوارزمية غوص صايدل التكرارية حيث $z_{\text{max}}=0.21\text{mm}$ وعدد التقسيمات $k_{\text{max}}=2101$. النتائج المتحصل عليها تمثل منحنيات بيانية لتغير الكثافات بدلالة الموضع z ، عند الشروط التجريبية التالية ($P_{\text{gaz}}=1.5\text{mTorr}$ ، $(T_{\text{gaz}}=T_{Ar^+}=300\text{K})$.

1.V. حساب كثافة الأيونية $n_{Ar^+}(z)$:

أظهرت نتائج حساب الكثافة الأيونية (الشكل III 11) المحسوبة تقارب كبير مع النتائج التجريبية عند النقاط الثلاث z_1 z_2 z_3 بنسبة 90%.



الشكل III 11: منحنى بياني تغير الكثافة الأيونية بواسطة الحساب العددي في إتجاه z.

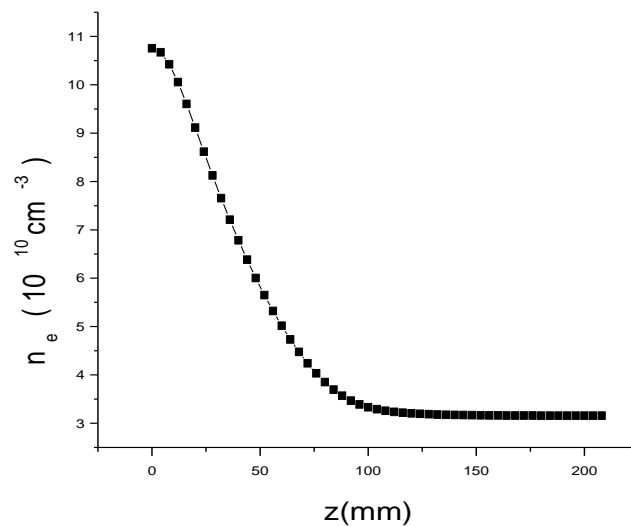
من المنحنى البياني (الشكل III 11) نجد قيم الكثافة الأيونية عند النقاط الثلاث z1، z2، z3 والموضحة في الجدول III 6.

الجدول III 6: قيم الكثافة الأيونية عند ثلاث نقاط بالحساب العددي.

| Z(mm) | $n_{Ar+} (10^{10} \text{ cm}^{-3})$ |
|--------|-------------------------------------|
| Z1=50 | 5.82 |
| Z2=90 | 3.51 |
| Z3=120 | 3.20 |

2.V حساب كثافة الإلكترونية $n_e(z)$:

في (الشكل III 12)، منحنى بياني يمثل تغيرات الكثافة الإلكترونية على طول المحور z.



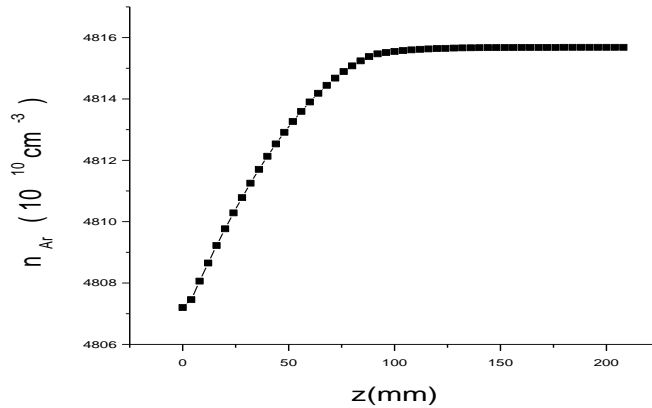
الشكل III 12: منحنى تغير كثافة الإلكترونات الناتج عن الحساب العددي في إتجاه z.

بمقارنة نتائج الكثافة الأيونية مع الكثافة الإلكترونية نجد أن كلا من المنحنيين شبه متطابقين لحد كبير جدا ما يدل على أن تفرق مركبة الحقل الكهربائي معدوم في إتجاه z داخل مفاعل DECR، وعليه فإن مركبة الحقل الكهربائي ثابتة.

أثناء إجرائنا الحساب العددي قمنا بإختبار قيم عشوائية للحقل الكهربائي. وجدنا من خلالها أنه لا يمكن لفرق الجهد ΔV أن يأخذ قيم كبيرة تفوق $\Delta V \leq 10V$ ، حيث أظهر الحساب العددي قيم عددية للكثافات غير منطقية للكثافات ويعجز البرنامج عن الحساب بعد غوص صايدل IGS=4. كما أن معاملات الانتقال تأخذ قيم غير منطقية في غياب الحقل B. بعكس القيم الصغيرة لـ $\Delta V \leq 1V$ فقد أظهرت نتائج جيدة إلا أننا ارتأينا أنه من الأجدر أن يأخذ الحقل قيمة معدومة.

3.V حساب كثافة الجسيمات الحيادية $n_{Ar}(z)$:

في الشكل (الشكل III 13) منحنى بياني يمثل تغيرات الكثافة الجسيمات الحيادية على طول المحور z.



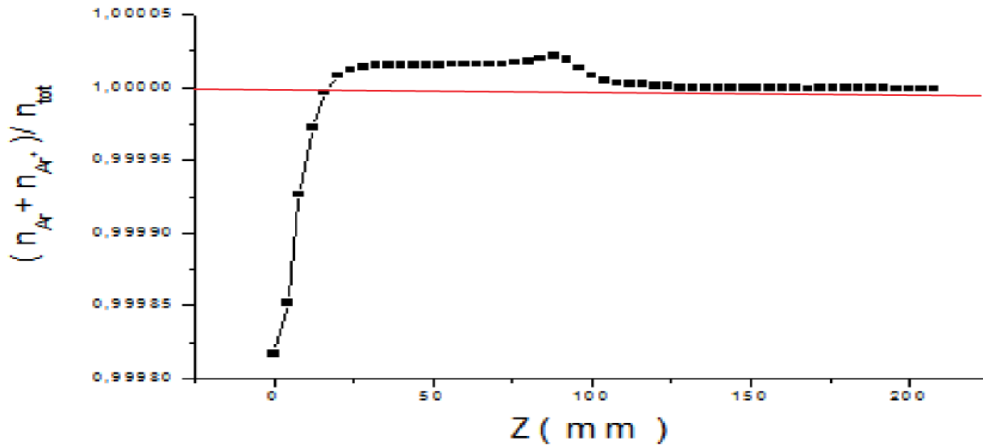
الشكل III 13: منحنى لتغير كثافة الجسيمات الحيادية الناتج عن الحساب العددي في إتجاه z.

بحساب النسبة بين الكثافة الكلية للغاز الحالية (ذرات الأرجون وإيونات الأرجون) وكثافة الكلية الابتدائية داخل المفاعل بدلالة الموضع z كما هو موضح في (الشكل III 14)، نستنتج أن الضغط الكلي وسط المفاعل غير ثابت بحيث:

في المجال $z < 25mm$ الضغط الموضعي أقل من الضغط الابتدائي.

في المجال $25mm < z < 120mm$ الضغط الموضعي أكبر من الضغط الابتدائي.

في المجال $120mm < z \leq z_{max}$ الضغط الموضعي مساوي للضغط الابتدائي.

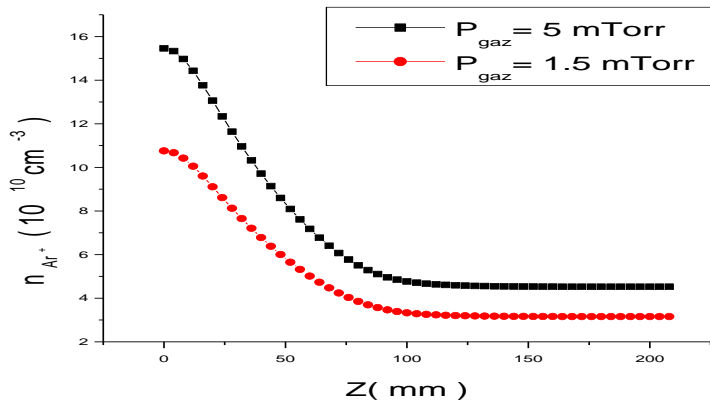


الشكل III 14: منحنى تغير النسبة بين الكثافة الكلية للغاز الحالية وكثافة الكلية الابتدائية بدلالة Z .

VI. مقارنة بين تغير الكثافة الأيونية بدلالة الضغط:

تم حساب الكثافة الأيونية بواسطة البرنامج بدلالة الضغط. حيث رفعت قيمة ضغط غاز الأرجون P_{gaz} بنسبة 30% [3]. أثناء قيامنا بالحساب كان لدينا قيمة تجريبية واحدة للكثافة الأيونية عند نقطة $z_1=50mm$ ، $n_{Ar+}(z_1,5mTorr)=8.10^{10}cm^{-3}$ ، نسبة الزيادة في الكثافة الأيونية عند z_1 71% لذا قمنا بفرض أن الزيادة في الكثافة عند النقطتين z_2 و z_3 هي نفس النسبة.

بناء على هذا الافتراض تحصلنا على النتائج والمتمثلة في (الشكل III 15) إرتفاع الكثافة الأيونية بنسبة 60% على طول المحور Z . وهو ما يتوافق والنتيجة التي تم الحصول عليها تجريبيا في النقطة z_1 .



الشكل III 15: منحنى تغير كثافة الجسيمات المحايدة الناتج عن الحساب العددي بدلالة البعد Z والضغط P_{gaz} .

الخلاصة العامة والآفاق

الخلاصة العامة والآفاق

تستعمل الطبقات الرقيقة في مختلف المجالات الصناعية من بينها صناعة الخلايا الشمسية والشاشات المسطحة. وتتعدد طرق توضع الطبقات الرقيقة لتتنقسم إلى نوعين رئيسيين: توضع الكيميائي في الطور البخاري وتوضع الفيزيائي في الطور البخاري.

في هذه المذكرة قمنا بدراسة نظرية للخصائص الكهربائية (الكثافات الأيونية n_{Ar+} ، الإلكترونية n_e والجسيمات المحايدة n_{Ar}) لبلازما غاز الأرجون المستعمل في توضع الطبقات الرقيقة بتقنية PECVD-ECR في بعد واحد Z وباعتبار النظام مستقر. إستعنا في عملنا هذا بنموذج الموائع، وبالتحديد معادلة الإستمرارية. كما استخدمنا طريقة الفروق المنتهية وخوارزمية غوص صايدل التكرارية في النمذجة العددية، لحساب الخصائص الكهربائية داخل مفاعل من نوع DECR في شروط التجريبية المستعملة في أطروحة الدكتوراه [3] ($P_{gaz}=1.5mTorr$ ، $T_{gaz}=300K$ ، $T_e=1.25eV$). قسمنا المذكرة إلى ثلاث فصول.

الفصل الأول كان بمثابة تمهيد للموضوع، تطرقنا فيه إلى تعريف البلازما وأهم المقادير الفيزيائية المتعلقة بها، طرق توضع الطبقات الرقيقة وبتحديد طريقة التوضع الكيميائي في الطور البخاري المدعم بالبلازما PECVD-ECR. كما تحدثنا عن طرق نمذجة البلازما بالأخص نموذج الموائع الذي إعتدنا عليه في نمذجتنا.

خصصنا الفصل الثاني لشرح كيفية معالجة المعادلات الرياضية لنموذج الموائع، قمنا بتحديد العلاقات الرياضية لحساب المقادير الفيزيائية معامل الحركة ومعامل الإنتشار. كما قمنا أيضا في هذا الفصل بإجراء نمذجة المحاكاة العددية لنموذج الرياضي المتمثل في معادلة الإستمرارية لكل فرد كيميائي مكون لوسط الغازي لغاز الأرجون (الإلكترونات، الأيونات والجسيمات المحايدة)، تطبيق طريقة الفروق المنتهية وخوارزمية غوص صايدل التكرارية.

قدمنا في الفصل الثالث النتائج المتحصل عليها عن طريق البرنامج العددي فيما يخص حساب الكثافات (الأيونية والإلكترونية جسيمات المحايدة). قبل ذلك وضعنا كيف يتغير الحقل المغناطيسي بشكل أسي داخل المفاعل وقمنا بحساب المعاملات في وجوده. من بين النتائج التي توصلنا لها:

- تأثير الحقل المغناطيسي هو تأثير موضعي في الجزء القريب من المغناطيس يمثل هذا الجزء نسبة 25% من حجم المفاعل.

- أظهرت حركة الجسيمات المشحونة داخل الحقل المغناطيسي أبعاد من رتبة أبعاد المفاعل.
- تؤول القيم العددية للمقادير الفيزيائية معامل الحركية ومعامل الإنتشار بالنسبة للأيونات إلى قيمها في غياب الحقل المغناطيسي في ما بعد $z=50\text{mm}$ لأن تأثير الحقل المغناطيسي ضعيف على الأيونات بسبب كتلتها الكبيرة مقارنة بالإلكترونات. أما معامل الحركية ومعامل الإنتشار الإلكترونيين فتؤول قيمتهما إلى قيمة ثابتة لأن الحقل المغناطيسي يثبت بعد $z=90\text{mm}$ هذا ما يتوافق مع المفاهيم الفيزيائية والعلاقات الرياضية.
- بمقارنة النتائج المتحصل عليها بالنسبة للكثافة الأيونية عدديا عند ثلاث نقاط من z مع النتائج التجريبية أظهرت تقارب بنسبة 98%.

ما توصلنا له من نتائج في عملنا هذا يفتح لنا الباب لطرح تساؤلات وأفكار أخرى يمكن أن تكون مجال للبحث مستقبلا:

- ◀ تطبيق نموذج الموائع في بعدين أو ثلاث، بعد دراسة تأثير وقيم الحقل المغناطيسي في ثلاث أبعاد.
- ◀ تطبيق نموذج الموائع لنظام غير مستقر.
- ◀ تطبيق نموذج الموائع باعتبار درجة الحرارة الإلكترونية متغيرة مع الموضع.
- ◀ دراسة وسط غازي آخر أو مزيج غازي آخر.

قائمة المراجع

قائمة المراجع

- [1] O. Babahani; "Simulation numérique par la méthode de Monte Carlo de la déposition de couches minces par procédés CVD"; Thèse de doctorat, Université Kasdi Merbah Ouargla, 2013.
- [2] F. Silie, C. Junfang, W. Xianqi, W. Ningxing, Z. Maoping and HU Shejun; "Spatial Distribution of ECR Plasma Density in ECR-PECVD Reaction Chamber"; Plasma Science & Technology, Vo1. 8, N° 3, pp: 300-302, 2006.
- [3] T. V. Tran; "Caractérisation et modélisation des plasmas micro-onde multi-dipolaires application à la pulvérisation assistée par plasma multi-dipolaire"; thèse de doctorat, Université Joseph Fourier, 1992.
- [4] J. L. Delcroix and A. Bers; "Physique des Plasmas"; Ed. CNRS, Paris, 1994.
- [5] O. Babahani; "Contribution à l'étude des Plasmas lors de déposition sur couches minces par procédés CVD"; Mémoire de Magister, Université Kasdi Merbah Ouargla, 2004.
- [6] F. Bouanaka; "Contribution à la Modélisation des Plasmas de Dépôt Basse Pression"; Thèse de doctorat, Université Constantine 1, 2013.
- [7] R. A. Stewartt, P. Vitello, D. B. Graves, E. F. Jaeger and L. A. Beny; "Plasma uniformity in high-density inductively coupled plasma tools"; Plasma Sources Sci. Technol, Vo1. 4, N° 1, pp: 36-46, 1995.
- [8] س. عبيد ؛ "دراسة في ثلاث أبعاد للمقادير الكهربائية في جهاز الرش المهبطي المغنطوني باستعمال طريقة الحجوم المنتهية"؛ مذكرة ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة، 2012.
- [9] O. Hennane; "Etude de l'influence de la charge d'espace sur la dynamique des particules neutres dans une décharge pointe plan"; Mémoire de Magister, Université de Abou Bakr Belkaïd Tlemcen, 2012.
- [10] R. Fitzpatrick; "Introduction to Plasma Physics"; PHY380L, Spring 1998, University of Texas.
- [11] F. Khelfaoui; "Modèles de profils Stark d'ions multichargés dans les plasmas chauds"; Thèse de doctorat, Université de Provence, France, 1991.
- [12] S. Ichimgru; "Basic principles of plasma physics"; W. A. Benjamin INC, 1973.

- [13] L. Benmebrouk; "Etude des Spectres d'émission d'ions de déposition sur couches minces"; Mémoire de Magister, Université de Kasdi Merbah Ouargla, 2003.
- [14] Y. M. Jiang; "Pulvérisation cathodique assistée par ordinateur"; Thèse de doctorat, Université de Paris, 1992.
- [15] O. Babahani; "cours physique des surfaces (chap. I), M1/S2 Physique des Rayonnements (2017-2018).
- [16] N. Khelef; "Etude de propriétés thermiques en phase gazeuse lors de la déposition d'une couche mince par les procédés HWCVD"; Mémoire de Master, Université Kasdi Merbah Ouargla, 2014.
- [17] B. H. Ibrahim; "The deposition of multilayer and gradient index thin films by Matrix Distributed Electron Cyclotron Resonance Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition MDECR-PECVD"; Thèse de doctorat École Polytechnique, 2007.
- [18] ز. بلة؛ "الدراسة التشخيصية بالمحاكاة العددية لمسبار كهربائي ساكن في رش مهبطي"؛ مذكرة ماجستير، جامعة قاصدي مرباح ورقلة، 2007.
- [19] R. Cozzolino; "Etude de couches minces organométalliques déposées par procédé plasma basse pression de zirconium tert butoxide : application aux traitements antireflets"; Thèse de doctorat, Université de Toulouse III Paul Sabatier, 2012.
- [20] A. Grunenwald; "Dépôt et caractérisation de couches minces diélectriques poreuses à porosité ordonnée obtenues par voies Sol-gel et plasma"; Thèse de doctorat, Ecole Nationale Supérieure de Chimie de Montpellier, 2011.
- [21] O. Babahani; "Simulation par la méthode de Monte Carlo de paramètres de déposition de a-Si:H par procédé PECVD"; SIPP'2011 / UKM Ouargla / 13-15 February/Février 2011.
- [22] I. S. De Larclause; "Dépôt organosilicé par plasma froid basse pression et pression atmosphérique sur substrats microstructures"; Thèse de doctorat, Université de Toulouse III Paul Sabatier, 2008.
- [23] M. Calafat; "Formation de poudres dans des décharges d'acétylène en Plasma Micro-onde Multipolaire excité à la résonance cyclotronique Electronique Répartie. Etude des nanocomposites carbone- carbone et leurs applications"; Thèse de doctorat, Université Toulouse III Paul Sabatier, 2008.
- [24] N. I. Dit Abdelouahab; "Etude de l'effet de la composition d'une couche mince et de ses conditions d'élaboration par plasma froid à partir de vapeurs organosiliciées sur les propriétés de surface d'un

- film polymérique"; Thèse de doctorat, Université des frères Mentouri, 2017.
- [25] F. Khelifaoui; "cours physique des plasmas (chap. II), M1/S2 Physique des Rayonnements (2017-2018).
- [26] M. Moisan and J. Pelletier; "Physique des plasmas collisionnels application aux décharges haute fréquence"; EDP Sciences France, 2006.
- [27] N. Adrouche; "Diagnostic du plasma de la source d'ions ECR SIMPA par spectroscopie X - Collisions d'ions néon hydrogénéoïdes avec des agrégats d'argon"; Thèse de doctorat; Université Paris VI- Pierre et Marie Curie, 2006.
- [28] S. Nakayama; "ECR (electron cyclotron resonance) plasma for thin film technology"; Pure Appl. Chem, Vol. **62**, N° 09, pp: 1751-1756, 1990.
- [29] L. Kroely; "Process and material challenges in the high rate deposition of microcrystalline silicon thin films and solar cells by Matrix Distributed Electron Cyclotron Resonance plasma"; Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Paris Tech, 2010.
- [30] S. Somiya, "Suppression of Oxygen Impurity Incorporation into Silicon Films Prepared from Surface-Wave Excited H₂/SiH₄ Plasma"; Japanese Journal of Applied Physics, Vol. **43**, N° 11 A, pp: 7696-7700, 2004.
- [31] J. Wang; "Novel Concepts in the PECVD Deposition of Silicon Thin Films: from Plasma Chemistry to Photovoltaic Device Applications"; Thèse de doctorat, Université Paris- Saclay, 2017.
- [32] M. Pichot, A. Durandet, J. Pelletier, Y. Arnal, and L. Vallier; "Microwave multipolar plasmas excited by distributed electron cyclotron resonance: Concept and performance"; Review of Scientific Instruments, Vol. **59**, N° 07, pp: 1072-1075, 1988.
- [33] T. H. Dao; "Dépôt de couches minces de silicium à grande vitesse par plasma MDECR"; Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Paris, 2007.
- [34] P. Bulkin, A. Hofrichter, T. Heitz, J. Huc, and B. Drévillon; "Deposition of silicon alloys in an integrated distributed electron cyclotron resonance reactor: Oxide, nitride, oxinitrides, and multilayer structures", J. Vac. Sci. Technol, Vol. **20**, N° 2, pp: 338-343, 2002.
- [35] D. Daineka, P. Bulkin, G. Girard, and B. Drévillon; "Simple method of gas flow ratio optimization in high rate deposition of SiO₂ by

- electron cyclotron resonance plasma enhanced chemical vapor deposition ", J. Vac. Sci. Technol, Vol. **22**, N° 1, pp: 36-38, 2004.
- [36] A. V. Phelps; "The Diffusion of Charged Particles in Collisional Plasmas: Free and Ambipolar Diffusion at Low and Moderate Pressures", J. Res. Natl. Inst. Stand. Technol, Vol. **95**, N° 407, pp: 407-431, 1990.
- [37] E. Gogolides and E. H. Sawin; "Continuum modeling of radiofrequency glow discharges. I. Theory and results for electropositive and electronegative gases"; J. Appl. Phys, Vol. **72**, N°09, pp: 3971-3987, 1992.
- [38] Z. Ballah and F. Khelfaoui ; "Numerical modeling of the electrical properties plasma argon in a RF magnetron sputtering and with Einstein's relation of electron diffusivity"; Journal of King Saud University, Vol. **1**, N° 3, pp: 1-8, 2018.
- [39] N. F. Cramer; "Analysis of a one-dimensional, steady-state magnetron discharge"; J. Phys. D: Appl. Phys, Vol. **30**, N° 18, pp: 2573-2584, 1997.
- [40] A. Palmero, E. D. van Hattum, W.M. Arnoldbik and F.H.P.M. Habraken; "Argon plasma modelling in a RF magnetron sputtering system"; Surface & Coatings Technology, Vol. **188**, N° 1-3 , pp: 392-398, 2004.
- [41] D. Herrebout, A. Bogaerts, M. Yan and R. Gijbels; "One-dimensional fluid model for an RF methane plasma of interest in deposition of diamond-like carbon layers"; Journal of Applied Physics, Vol. **90**, N° 2, pp: 570-579, 2001.
- [42] J. Perrin, O. Leroy and M. C. Bordage, "Cross-Sections, Rate Constants and Transport Coefficients in Silane Plasma Chemistry", Contributions to Plasma Physics, Vol. **36**, N° 1, pp: 3-49, 1996.
- [43] S. Kobbi; "Etude des mélanges gazeux pour le calcul des propriétés électriques de plasmas à plusieurs composantes ioniques dans un pulvérisateur cathodique en régime RF"; Mémoire de Master, Université de Kasdi Merbah Ouargla, 2017.
- [44] H. O. K. Kebaili; "Contribution à l'étude par la simulation numérique de Dynamique Moléculaire de la croissance des couches minces par procédé PECVD"; Mémoire de Magister, Université de Kasdi Merbah Ouargla, 2013.
- [45] M. Olivás-Martínez, M. Pérez-Tello, R. Cabanillas-López, O. Contreras-López, G. Soto-Herrera and F. Castillon- Barraza; "A computational model for the hot-filament chemical vapour deposition

- process to produce diamond films"; Modelling Simul. Mater. Sci. Eng, Vol. **15**, pp: 237-261, 2007
- [46] J. Tgudmundsson and E. G. Thorsteinsson;"Oxygen discharges diluted with argon: dissociation processes"; Plasma Sources Sci. Technol, Vol. **16**, N° 2, pp: 399-412, 2007.
- [47] F. Cudros and I. Cachadina; "Determination of Lennard- Jones Interaction Parameters using a New Procedure"; Molecular Engineering, vol. **6**, N° 3, pp: 319-325, 2007.
- [48] M. Sibonyet et J. Claude Mardon; "Approximations et équations différentielles"; Hermann Editeurs des Sciences des Arts, 1982.

ملخص: يهتم عملنا بدراسة الخصائص الكهربائية لغاز الأرجون المستعمل في تقنية توضع الطبقات الرقيقة بواسطة بلازما الرنين السيكلوتروني (PECVD - ECR)، التي تعد من أكثر التقنيات استخداماً في مجال الإلكترونيات الدقيقة. تم إختيار مفاعل من نوع توزيع الرنين السيكلوتروني (DECR) للدراسة. قمنا بتحضير النمذجة العددية لدراسة الخصائص الكهربائية (الكثافة الإلكترونية n_e ، الكثافة الأيونية n_{Ar+} و كثافة الجسيمات الحيدانية n_{Ar}) في وجود حقل مغناطيسي متغير مع الموضع.

تمت الدراسة في بعد واحد Z ، وباعتبار النظام مستقر. بإستعمال المعطيات التجريبية لعمل T. V. Tran 1992 ($T_{gaz}=300K$ ، $P_{gaz}=1.5mTorr$ ، $T_e=1.25eV$). قمنا بحساب هندسي وعددي لمقادير الحقل المغناطيسي وكذا حساب معامل الحركة $\mu_{e,i}$ ومعامل الإنتشار $D_{e,i}$ في وجود الحقل المغناطيسي. إتمدنا على نموذج الموائع وبالتحديد معادلة الاستمرارية في النمذجة. تم إنجاز برنامج بلغة الفورتران 77، بتطبيق طريقة الفروق المنتهية وخوارزمية غوص صايدل التكرارية، تمكنا من حساب توزيع الكثافات على طول المحور Z . أبدأت النتائج المحسوبة توافق كبير مع عمل T. V. Tran.

الكلمات المفتاحية: PECVD، DECR، الكثافات، نموذج الموائع، معادلة الاستمرارية، غاز الأرجون، طريقة الفروق المنتهية، خوارزمية غوص صايدل، الحقل المغناطيسي.

Résumé: Dans notre travail, nous sommes intéressés à la détermination des propriétés électriques du gaz argon utilisé dans la technique de dépôt des couches minces assisté par plasma généré par la résonance cyclotronique (PECVD-RCE), Cette technique fait partie des techniques les plus utilisées dans le domaine de la microélectronique. Nous avons proposé la modélisation numérique pour étudier (la densité ionique n_i , la densité électronique n_e , la densité des particules neutres n_n) à l'intérieur d'un type de réacteur DECR (Distributed Electron Cyclotron Resonance) en présence d'un champ magnétique variable dans l'espace.

Nous appliquons le modèle fluide à une dimension pour un système stationnaire dans les conditions expérimentales de T. V. Tran (1992) ($T_{gaz}=300K$, $P_{gaz}=1.5mTorr$, $T_e=1.25eV$). Ce modèle est basé sur l'équation de continuité du modèle fluide. Les valeurs du champ magnétique ont été déterminées géométriquement et numériquement; les coefficients de mobilité et de diffusion sont calculés en présence du champ magnétique. Nous avons réalisé un programme de calcul numérique en langage fortran77. qui applique la Méthode des Différences Finies et l'algorithme itératif de Gauss-Seidel. Les distributions des densités calculées sont en bon accord avec les résultats des travaux T. V. Tran.

Mots clés: PECVD, DECR, les densités, modèle de fluide, l'équation de continuité, gaz argon Méthode des Différences Finies, l'algorithme itératif de Gauss-Seidel, un champ magnétique.

Abstract: In our work, we are interested on the electrical properties of argon gas in plasma of deposition of thin films. The deposition will be on Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition Plasma by Cyclotron Resonance (PECVD-ECR), which is one of the most used techniques in microelectronics. We have proposed a numerical model to study the electrical properties (electronic density n_e , ion density n_{Ar+} and neutral particle density n_{Ar}) inside a Distributed Electron Cyclotron Resonance (DECR) reactor. The reactor has a magnetic field which is variable in space.

We use a model fluid for a stationary system of the z axis, in the experimental conditions of T. V. Tran ($T_{gas}=300K$, $P_{gas}=1.5mTorr$, $T_e=1.25eV$). The fluid model is based on the continuity equation. The values of the magnetic field have been determined geometrically and numerically; the mobility and diffusion coefficients are calculated in the presence of the magnetic field. We propose a numerical calculation program in fortran77 language. It uses the Finite Difference Method and the Gauss-Seidel algorithm. We calculate the density distributions. The results of ion density are in good agreement with the results of T. V. Tran.

Keyword: PECVD, DECR, density, fluid model, continuity equation, argon gas, the Finite Difference Method, the Gauss-Seidel algorithm, magnetic field.