

دراسة تأثير معامل أنزوتروبيّة العازلية الكهربائيّة للطبقات الرقيقة وسماكتها على طاقة الكمون الذاتي لحاملة الشحنة في طبقة GaAs

د. حسن عبد الكريم سليمان*

د. محمد حسن فاهود**

وسيم عبدالله***

(تاريخ الإيداع 14 / 10 / 2020 . قبل للنشر 23 / 12 / 2020)

□ الملخص □

قمنا في هذا البحث باستخراج عبارة الكمون الذاتي للإلكترون - ثقب في فلم رقيق مؤلف من زرنيخ الغاليوم GaAs كما قمنا بإجراء دراسة نظريّة لتأثير كلّ من معامل انزوتروبيّة العازليّة الكهربائيّة، وسماكة الطبقة، وثوابت العازليّة الكهربائيّة للطبقات المدروسة في جملة مكوّنة من تماس ثلاث طبقات رقيقة مختلفة على الطاقة الكمونية الذاتية لحوامل الشحنة (إلكترون، ثقب).

الكلمات المفتاحية: الطاقة الكمونية الذاتية، قوى الخيال الكهربائي، كمون كولون، الأفلام الرقيقة، طاقة حاملات الشحنة.

*: أستاذ في قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة طرطوس، سوريا.

** : أستاذ في قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، اللاذقية، سوريا.

***: طالب ماجستير في قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة طرطوس، سوريا.

Studying effect of dielectric anisotropy parameter of the thin layers and thickness on the self – action potential Energy of charge career in GaAs layer

Dr. Hasan Abdalkareem Sliman*
Dr. Mohammad Hassan Fahoud**
Wassim Abdallah***

(Received 14/ 10/ 2020 . Accepted 23/ 12 / 2020)

□ ABSTRACT □

The self – action potential of electron – hole in thin film has concluded and a theoretical study of the effect of dielectric anisotropy parameter , the thickness of the layer and the dielectric constants of the considered layers in a structure of three different thin layers on the potential energy of the charge carriers (electron, hole) has carried out.

Keywords: self –action potential Energy, Electric Image Forces, Coulomb potential, thin films, charge carrier energy.

*: prof. at physics department- faculty of sciences –Tartous university - Syria.

** : prof. at physics department- faculty of sciences – Tishreen university - Lattakia – Syria.

*** Master student at physics department - faculty of sciences – Tartous university –Syria.

1. مقدمة: Introduction

تعود دراسة الأفلام الرقيقة إلى ما يزيد عن القرن، إلا أنها حافظت على مدى العقود الأربعة الأخيرة، التي تم استخدامها فيها، على أهمية كبيرة، إذ تم الاستفادة من شرط صغر المكونات في جعلها أداة ضرورية تدخل في جميع التقنيات الحديثة [1].

فقد تم الحصول على الأفلام الرقيقة الصلبة بالتحلل الكهربائي عام 1838، وصنع بيرسن (Bursen) وكروف (Grove) أفلاماً معدنية عام 1852 بالتفاعل الكيميائي [2].

وظهرت في نهاية القرن التاسع عشر الأفلام المعدنية في العديد من التطبيقات، فتمت دراسة انعراج الإلكترون في الأفلام الرقيقة، وتطبيقات الجزئيات عام 1927، بينما ظهرت تقنية دراسة الأفلام الرقيقة في الفراغ عام 1930.

وبدأ استخدام تقنية ترسيب الأبخرة الكيميائية الـ (CVD) عام 1940، وتطورت الجهود حتى تمكن العلماء من الحصول على أفلام رقيقة ذات خصائص جيدة يمكن من خلالها دراسة العديد من الأفكار على المستوى الذري [3].

وحصل فارادي (Faraday) في عام 1957 على أفلام معدنية بالتبخير الحراري [2]، عندما بخر أسلاكاً معدنية في جو مخلّى من الهواء.

بينما اقترح Radojicic بأن تكون الأفلام الرقيقة المختلطة أو المتدرجة أجهزة مثل الخلايا الشمسية المصنوعة من CdS و CdTe وهي أنصاف نواقل، يمكن من خلالها التغلب على التقيد باستعمال مادتين [4]. كما تم تحضير أفلام رقيقة من CdO بتراكيز مولية مختلفة على ركيزة من الزجاج باستخدام طريقة التفاعل والامتزاز المتتالي للطبقة الأيونية (SILAR) وهي طريقة بسيطة وغير مكلفة [5].

وتم تحضير أفلام رقيقة بلازمية تتكون من جسيمات نانوية مدمجة في شبكة TiO_2 على ركيزة بوليمر شفافة من بولي (ثنائي ميثيل سيلوكسان) (PDMS) [6].

درست بعض الخواص الفيزيائية للجمل متعددة الطبقات من الناحية النظرية والتجريبية منذ عشرات السنين، فقد تم دراسة ظواهر تتعلق بالطيف الاهتزازي وإصدار وامتصاص الضوء. وتعتبر مسألة توضع حامله شحنة في مستوى تماس طبقتين من مواد نصف ناقلة مختلفة، أحد أهم اتجاهات الدراسة النظرية، وكذلك مسألة وضع طبقة نصف ناقل في مستوى تماس طبقة معدن مع طبقة عازل. فمن المعروف أنه في مستوي تماس نصفي ناقلين مختلفين تنشأ حقول تماس تلعب دوراً في تشكيل حواجز كمونية لحوامل الشحنات.

درس هذه الظاهرة الكثير من الباحثين، غير أنه بقيت بعض المسائل التي لم تحل تتعلق بدراسة تأثير الكون الذاتي للشحنة الكهربائية على طيف طاقة حامله الشحنة، فعند دراسة كيون الشحنة في وسط مستقطب، فإن ظاهرة الكون الذاتي تُعتبر مسألة أساسية، وتسمى القوة الناتجة عن شحنة كهربائية عند تماس طبقتين مختلفتين بقوة الخيال الكهربائية والتي لا وجود لها في طبقة واحدة.

2. تعريف الأفلام الرقيقة Thin Films

هي طبقات معدنية تتراوح سماكتها من بضعة نانومترات إلى عدة ميكرونات تقريباً. تمتلك هذه الأفلام العديد من الخصائص التي تختلف عن صفات الركائز المكونة لها، ويعود ذلك لاعتماد خصائصها على عدد من المعاملات المترابطة المستخدمة فيها كالسماكة وثابت العازلية، بالإضافة إلى التقنية التي استُخدمت لصناعتها [7].

بالتالي يمكننا تعريف الفيلم المثالي بأنه مادة صلبة متجانسة متوضعة بين شريحتين متوازيتين وممتدة بشكل واسع في المستوي (xy) ورقيقة في الاتجاه (z) ، العمودي على المستوي (xy) .

يحدّد البعد (z) سماكة الفيلم (d) ، والتي تختلف من 0 إلى قيمة تصل حتى 10 ميكرومتر. وتكون السماكة النموذجية للفيلم عادة أقل من عدة ميكرونات، بينما الفيلم الرقيق أقل من ميكرون.

3. أهمية البحث وأهدافه

تعتبر دراسة ظاهرة توضع حاملات الشحنة في مستوى تماس أنصاف نواقل مختلفة، وكذلك في حالة تماس معدن مع عازل إحدى اتجاهات الدراسة النظرية في الجمل المتعددة الطبقات، فكما هو معروف يظهر في تلك المستويات حقل تماس يلعب دوراً هاماً في صياغة الحواجز الكمونية لحاملات الشحنة، ولهذه الحواجز الكمونية أهمية كبيرة في دراسة انتقال حاملات الشحنة عند تماس طبقات رقيقة من مواد مختلفة (الترانزستورات-الأفلام الرقيقة - الخلايا الشمسية...)، وكذلك عند تطبيق فرق كمون على طبقات التماس الخارجية أثناء التطبيقات العملية. وتأتي أهمية هذا العمل من بحثه أهمية دور كمون التأثير الذاتي على توضع حاملات الشحنة في مستوى التماس، كما أنّ لهذه الظاهرة خصوصية مرتبطة بظهور قوى الخيال الكهربائية - والتي تُعرف بأنها القوى التي تنتج عن تفاعل الجسم المشحون مع خياله عبر الحاجز الكموني - عند الحدود الفاصلة والتي تغيب في البلورات الضخمة.

يهدف هذا البحث إلى إجراء دراسة نظرية للحصول على طاقة الكمون الذاتي لحاملة الشحنة في طبقة GaAs وذلك من خلال حل معادلة بواسون، ثم دراسة تأثير معامل أنزوتروبية العازلية الكهربائية للطبقات، ودراسة تأثير ثوابت العازلية الكهربائية وسماكة الطبقات $(\vec{\epsilon}_i, l_i, i = 1,2,3)$ على طاقة الكمون الذاتي لحاملة الشحنة. وذلك لما لهذه الدراسة من أهمية بالغة في صناعة الخلايا الشمسية، وصناعة الأجهزة الإلكترونية، واستخداماتها الواسعة.

4. طريقة البحث ومواده

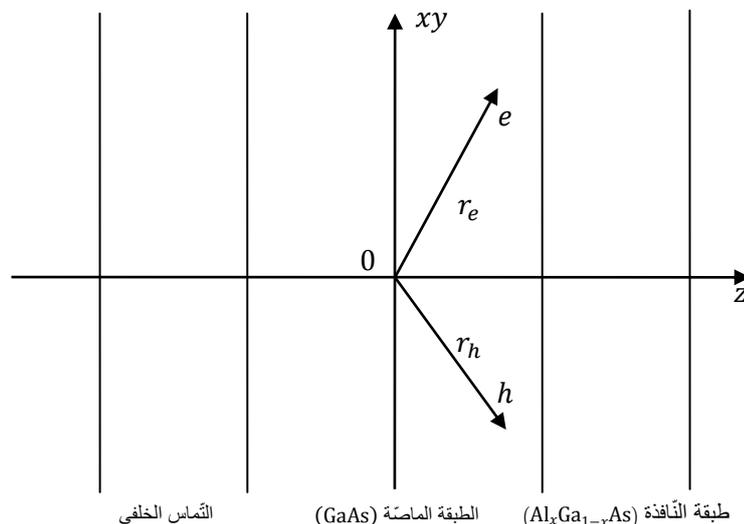
يُعتمد في حل هذه المسألة والمسائل المشابهة استخدام الطريقة الكلاسيكية للحصول على عبارة الطاقة الكمونية الذاتية باستخدام معادلات ماكسويل (معادلة بواسون)، والاستفادة من الشروط الحدودية وذلك من أجل جملة مؤلفة من تماس ثلاث طبقات رقيقة من مواد مختلفة (عازل - نصف ناقل - معدن)، ذات سماكات مختلفة. نركز اهتمامنا في هذا البحث على جملة $(Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As)$. ودراسة عبارة الكمون الذاتي بتابعية $(l_2 و \gamma_2)$ سماكة الطبقة وانزوتروبية العازلية الكهربائية للطبقة المدروسة. ومن أجل حالات مختلفة لعبارة الكمون (كمون قطع مكافئ - كمون قريب من الشكل المثلي...)، وتعيين مجال التقريب أثناء استخدام كل شكل للكمون في حل المسألة لإيجاد طاقة حاملات الشحنة في حقل الكمون الذاتي.

5. النتائج والمناقشة

استخراج عبارة الكمون الذاتي للإلكترون (للثقب) في طبقة رقيقة (فيلم رقيق)

بفرض لدينا جملة مؤلفة من تماس ثلاث طبقات رقيقة من مواد مختلفة ذات سماكات مختلفة (الشكل

(1). نركز اهتمامنا في هذا البحث على جملة $(Al_xGa_{1-x}As - GaAs - Al_xGa_{1-x}As)$



الشكل (1): جملة مكونة من تماس ثلاث طبقات رقيقة

يمكن الحصول على عبارة الطاقة الكمونية لشحنة نقطية $V(\vec{r})$ ، معينة بنصف قطر شعاعي \vec{r} في

الطبقة $i = 2$ (الطبقة الوسطى) من جملة مكونة من تماس ثلاث طبقات $i = 1, 2, 3$ ، وذلك من حل جملة

$$\text{div}(\vec{\epsilon}_i \text{grad} V(\vec{r})) = -\epsilon_0^{-1} \rho_i \quad ; i = 1, 2, 3 \quad (1)$$

معادلات ماكسويل (معادلة بواسون).

نقرن القيم المأخوذة باتجاه المحور z العمودي على المستوي xy مستوى الطبقة (الفيلم) بالدليل \parallel

(إشارة التوازي)، وتلك التي في المستوي xy بإشارة التعامد \perp .

بما أن الطبقة المدروسة لا متناحية (انزوتروبية)، فإن معامل العازلية الكهربائية $\vec{\epsilon}_i$ يمكن كتابته على

شكل تتصور بالشكل التالي:

$$\vec{\epsilon}_i = \begin{pmatrix} \epsilon_i^\perp & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_i^\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_i^\parallel \end{pmatrix} \quad ; i = 1, 2, 3 \quad (2)$$

حيث أن:

$$\epsilon_i^{xx} = \epsilon_i^{yy} = \epsilon_i^\perp \quad , \quad \epsilon_i^{zz} = \epsilon_i^\parallel \quad (3)$$

$$\epsilon_i = \sqrt{\epsilon_i^\parallel \epsilon_i^\perp} \quad ; \quad \gamma_i = \sqrt{\frac{\epsilon_i^\perp}{\epsilon_i^\parallel}} \quad ; \quad \xi_i = \gamma_i k l_i \quad (4)$$

حيث: γ_i معامل الأنزوتروبية، k العدد الموجي، l_i : سماكة الطبقة.
بفرض أن الطبقات متجانسة في المستوي xy ، لذلك يمكن التعبير عن الكمون $V \equiv V(\vec{r}, z)$ وعن كثافة

$$V_i(\vec{\rho}, z) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} V_i(\vec{k}, z) \quad (5)$$

$$\rho_i(\vec{\rho}, z) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} e^{-i\vec{k}\vec{\rho}} \rho_i(\vec{k}, z) \quad ; i = 1, 2, 3 \quad (6)$$

الشحنة ρ بواسطة تحويلات فورييه الآتية:

بتعويض المعادلتين (5) و(6) في المعادلة (1)، نحصل على المعادلة التفاضلية التالية:

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} \vec{e}_3 + i\vec{k} \right) \vec{e}_i \left(\frac{\partial}{\partial z} \vec{e}_3 + i\vec{k} \right) V_i(\vec{k}, z) = -\varepsilon_0^{-1} \rho_i(\vec{k}, z) \quad (7)$$

حيث أن $\vec{k} = k_x \vec{e}_1 + k_y \vec{e}_2$ متجه ثنائي البعد للترددات الفراغية، وأن $\vec{\rho} = x \vec{e}_1 + y \vec{e}_2$ متجه في المستوي xy يمكن كتابة المعادلة (7) بعد تطبيق التفاضل بالصيغة التالية:

$$\frac{d^2 V(\vec{k}, z)}{dz^2} - \varepsilon_i^\perp k^2 V_i(\vec{k}, z) = -\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_i^\parallel} \rho_i(\vec{k}, z) \quad (8)$$

وهي معادلة تفاضلية غير متجانسة. يحقق حلها في الطبقة i شرط استمرارية الكمون عند الحدود الفاصلة، أي

$$V_{i-1}(\vec{k}, z)|_{z=z_{i-1}} = V_i(\vec{k}, z)|_{z=z_{i-1}} \equiv V(\vec{k}, z_{i-1}) \quad (9)$$

أن:

$$V_i(\vec{k}, z) = F_i(z - z_{i-1})V(\vec{k}, z_i) + F_i(z_i - z)V(\vec{k}, z_{i-1}) + \int_{z_{i-1}}^{z_i} dz' \xi_i(z, z') \varepsilon_0^{-1} \rho_i(\vec{k}, z') \quad (10)$$

ويُعطى الحل عندئذٍ بالعلاقة التالية:

حيث: $z_{i-1} \leq z \leq z_i$ و

$$F_k(z) = \frac{\text{sh}(\gamma_i k z)}{\text{sh} \xi_i} \quad (11)$$

يُعبّر الحدّ الأول والثاني في الطرف الأيمن من المعادلة (10) عن الحلّ العام للمعادلة

المتجانسة (8)، $(\rho_i = 0)$ ، ويحقق الشروط الحدودية، ويُعبّر الحدّ الأخير عن الحلّ الخاصّ للمعادلة غير المتجانسة (8).

باستخدام الطريقة العامّة لحلّ المعادلة غير المتجانسة نحصل على ما داخل التّكامل في (10)

$$\xi_i(z, z') = \frac{1}{2k\varepsilon_i} \left\{ e^{-\gamma_i k|z-z'|} + \frac{e^{-\xi_i}}{\text{sh}\xi_i} \text{ch}[\gamma_i k(z-z')] - \frac{1}{\text{sh}\xi_i} \text{ch}[\gamma_i k(z'+z-z_i-z_{i-1})] \right\} \quad (12)$$

بالصيغة:

بفرض أن $\rho_i \neq 0$ في الطبقة $i = 2$ ، و $\rho_i = 0$ في الطبقتين $i = 1, 3$ ، يُعطى عندئذٍ حلّ

المعادلة (8) في الطبقات الثلاث على الترتيب:

(1) $i = 1$ الطبقة الأولى، حيث $z_0 \leq z \leq z_1$

(2) $i = 2$ الطبقة الثانية، حيث $z_1 \leq z \leq z_2$

(3) $i = 3$ الطبقة الثالثة، حيث $z_2 \leq z \leq z_3$

$$V(k, z) = \frac{\text{sh}\gamma_1 k(z-z_0)}{\text{sh}\xi_1} V(k, z_1) + \frac{\text{sh}\gamma_1 k(z_1-z)}{\text{sh}\xi_1} V(k, z_0) \quad (13)$$

$$\begin{aligned} V(k, z) = & \frac{\text{sh}\gamma_1 k(z-z_1)}{\text{sh}\gamma_1 k l_2} V(k, z_2) + \frac{\text{sh}\gamma_2 k(z_2-z)}{\text{sh}\gamma_2 k l_2} V(k, z_0) \\ & + \int_{z_1}^z dz' \frac{\text{sh}[\gamma_2 k(z'-z_1)]}{\gamma_2 k \text{sh}\gamma_2 k l_2} \text{sh}[\gamma_2 k(z_2-z)] \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \rho(\vec{k}, z') \\ & + \int_z^{z_2} dz \frac{\text{sh}[\gamma_2 k(z_2-z)]}{\gamma_2 k \text{sh}\gamma_2 k l_2} \text{sh}\gamma_2 k(z-z_1) \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_2} \rho(\vec{k}, z') \end{aligned} \quad (14)$$

$$V(k, z) = \frac{\text{sh}[\gamma_3 k(z-z_2)]}{\text{sh}\gamma_3 k l_3} V(k, z_3) + \frac{\text{sh}[\gamma_3 k(z_3-z)]}{\text{sh}\gamma_3 k l_3} V(k, z_2) \quad (15)$$

الحلّ الذي يهمنا هو في الطبقة $i = 2$ (حيث توجد الشحنة المدروسة). بتطبيق الكمون الصّفري على

الطبقتين السطحين $z = z_0, z = z_3$ نحصل من العلاقة (14) على الحل التالي:

(16)

• عندما تكون الطبقتان الأولى والثالثة ($i = 3$ و $i = 1$) نصفين لانهايتيين، أي عندما $l_1 = l_3 \rightarrow \infty$ وحيث أن الشحنة النقطية موجودة في الطبقة $i = 2$ ، فإنه يُعبر عن كثافة الشحنة الحجمية بالصيغة:

$$\rho(\vec{r}, \vec{r}_e) = -e \delta(\vec{r} - \vec{r}_e) \delta_{2i} \quad (17)$$

(رمز كرونكر δ_{2i})

ينتج من المعادلتين (5) و (16) أن:

$$V(\vec{r}, \vec{r}_e) = \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2} e^{i\vec{k}\vec{\rho}} V(\vec{k}, z, z_e) \quad (18)$$

حيث:

$$V(\vec{k}, z, z_e) = \frac{e}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2k} \left\{ e^{-\gamma_2k|z-z_e|} + \frac{2}{e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3} [\delta_1\delta_3 \text{ch}\gamma_2k(z-z_e) + e^{\xi_2} (\bar{f}_1 \text{ch}\gamma_2k(z+z_e) + \bar{f}_2 \text{sh}\gamma_2k(z+z_e))] \right\} \quad (19)$$

(يفرض أن مبدأ الجملة الإحداثية يقع في مركز الطبقة $i = 2$)، وأن:

$$\bar{f}_1 = \frac{\epsilon_2^2 - \epsilon_1\epsilon_3}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)} \quad ; \quad \bar{f}_2 = \frac{(\epsilon_1 - \epsilon_3)\epsilon_2}{(\epsilon_1 + \epsilon_2)(\epsilon_2 + \epsilon_3)} \quad (20)$$

يمكن حساب الطاقة الكمونية الذاتية لشحنة باستخدام العلاقتين:

$$u_{SA}(z_e) = \frac{1}{2} \int V_p(\vec{r}, \vec{r}_e) \rho_2(\vec{r}, \vec{r}_e) d^3\vec{r} \quad (21)$$

حيث

$$V_p(\vec{r}, \vec{r}_e) = V(\vec{r}, \vec{r}_e) - V_e(\vec{r}, \vec{r}_e) \quad (22)$$

حيث $V(\vec{r}, \vec{r}_e)$ الكمون الناتج عن الشحنة $\rho_i(\vec{r}, \vec{r}_e)$ في الطبقة الوسطى، وتم الحصول عليه من حل معادلة بواسون (1)، وبأخذ الصيغة (18)، و $V_e(\vec{r}, \vec{r}_e)$ الكمون الناتج عن التأثير المباشر لشحنة الإلكترون على ذاتها، وبأخذ الصيغة التالية:

$$V_e(\vec{r}, \vec{r}_e) = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon_2} \int \frac{d^2k}{(2\pi)^2k} e^{i\vec{k}\vec{\rho}} e^{-k|z-z_e|} \quad (23)$$

يُبعد المضروب $\frac{1}{2}$ التأثير الثنائي (المزدوج) للشحنات (الأولى على الثانية والثانية على الأولى).
بتعويض المعادلات (23) - (18) في المعادلة (21)، يمكن كتابة عبارة الطاقة الكمونية الذاتية للشحنة في
الجملة المؤلفة من تماس ثلاث طبقات، وحيث أن الطبقتين $i = 1, i = 3$ نصفاً لانهايتان بالشكل التالي:

$$u_{SA}(z) = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2} \left\{ \int_0^\infty \frac{dk}{(e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3)} [(\delta_1\delta_3 + e^{\xi_2}\bar{f}_1) + 2e^{\xi_2}\bar{f}_1\text{sh}^2(\gamma_2 kz) + e^{\xi_2}\bar{f}_2\text{sh}(\gamma_2 kz)\text{ch}(\gamma_2 kz)] \right\} \quad (24)$$

يمكن كتابة المعادلة (24) على شكل مجموع ثلاثة حدود بالصورة التالية:

$$u_{SA}(z) = u_{SA}^0 + u_{SA}^{\text{even}}(z) + u_{SA}^{\text{odd}}(z) \quad (25)$$

$$u_{SA}^0 = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2} \int_0^\infty (\delta_1\delta_3 + e^{\xi_2}\bar{f}_1) (e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3)^{-1} dk \quad (26)$$

يُعتبر الحد u_{SA}^0 ثابتاً، أي لا يعتمد على z . ويعبر عن إزاحة أسفل منطقة الناقلية (سقف منطقة التكافؤ) في
مركز الطبقة نتيجة تأثير الكمون الذاتي. أما الحدان الثاني والثالث الآتيان:

$$u_{SA}^{\text{even}}(z) = \frac{e^2\bar{f}_1}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2} \int_0^\infty e^{\xi_2}\text{sh}^2(\gamma_2 kz) (e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3)^{-1} dk \quad (27)$$

$$u_{SA}^{\text{odd}}(z) = \frac{e^2\bar{f}_2}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2} \int_0^\infty e^{\xi_2}\text{sh}(\gamma_2 kz)\text{ch}(\gamma_2 kz) (e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3)^{-1} dk \quad (28)$$

فيُعبّر عن القسم الزوجي، والفردى في عبارة طاقة الكمون الذاتى على الترتيب. يتبين من المعادلتين (27) و (28) أنّ تغيّر $u_{SA}(z)$ في المجال $-\frac{l_2}{2} \leq z \leq 0$ وفي المجال $0 < z \leq \frac{l}{2}$ يكون منتظماً

(28)

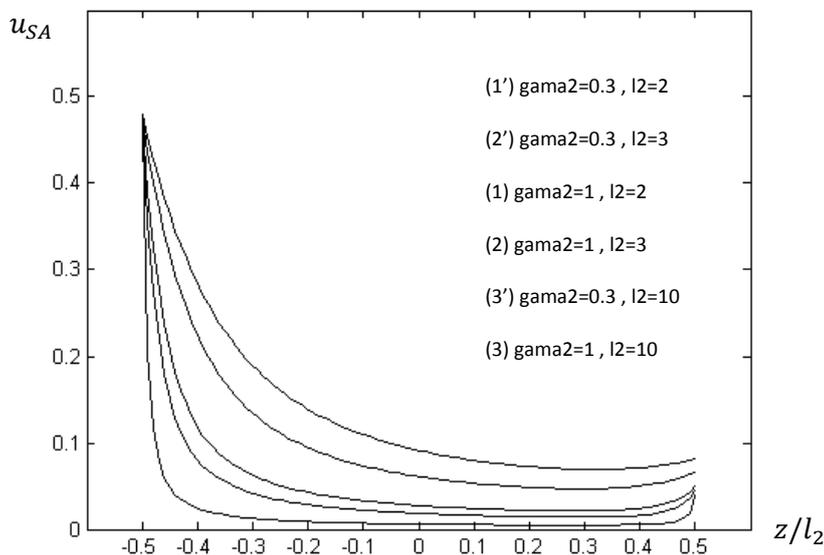
مع تغيّر z ، ونجد قيمة التكامل في المعادلة (28) أكبر بالقيمة المطلقة من قيمة التكامل في المعادلة (27) من أجل جميع قيم z .

أمّا مناقشة تأثير ثابتة العازلية الكهربائية على الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة الشحنة يمكن فهمه على الشكل التالي:

1. في حالة $|f_2| \geq |f_1|$ فإنّ الطاقة الكمونية تتعيّن بالتابع الفردى بالعلاقة (28)، وهنا يمكن تمييز حالتين:
 - أ- $f_2 > 0$ العازلية الكهربائية للطبقة الأولى $i = 1$ أكبر من العازلية الكهربائية للطبقة الثالثة $i = 3$ أي أنّ $\epsilon_1 > \epsilon_3$ ، في هذه الحالة تزداد الطاقة الكمونية بشكلٍ مطرد مع z .
 - ب- $f_2 < 0$ العازلية الكهربائية للطبقة الأولى $i = 1$ أصغر من العازلية الكهربائية للطبقة الثالثة $i = 3$ أي أنّ $\epsilon_1 < \epsilon_3$ ، في هذه الحالة تتناقص الطاقة الكمونية بشكلٍ مطرد مع z .
2. في حالة $|f_2| < |f_1|$ فإنّ الدور الأساسي في عبارة الطاقة الكمونية يحددها التابع الزوجي، ويكون للقسم الفردى دور في إزاحة النهاية القصوى في مركز الطبقة.

وهنا نميّز الحالتين التاليتين:

- أ- في حالة كون $f_1 > 0$ ، تكون النهاية صغرى، وتكون إزاحتها نحو اليسار عندما $f_2 > 0$ أي $(\epsilon_1 > \epsilon_3)$ ، وتكون إزاحتها نحو اليمين عندما $f_2 < 0$ أي $(\epsilon_1 < \epsilon_3)$.
- ب- في حالة كون: $f_1 < 0$ ، تكون نهاية الطاقة الكمونية عظمى، وتكون إزاحتها نحو اليمين عندما $f_2 > 0$ أي $(\epsilon_1 > \epsilon_3)$ وتكون إزاحتها نحو اليسار عندما $f_2 < 0$ أي $(\epsilon_1 < \epsilon_3)$.



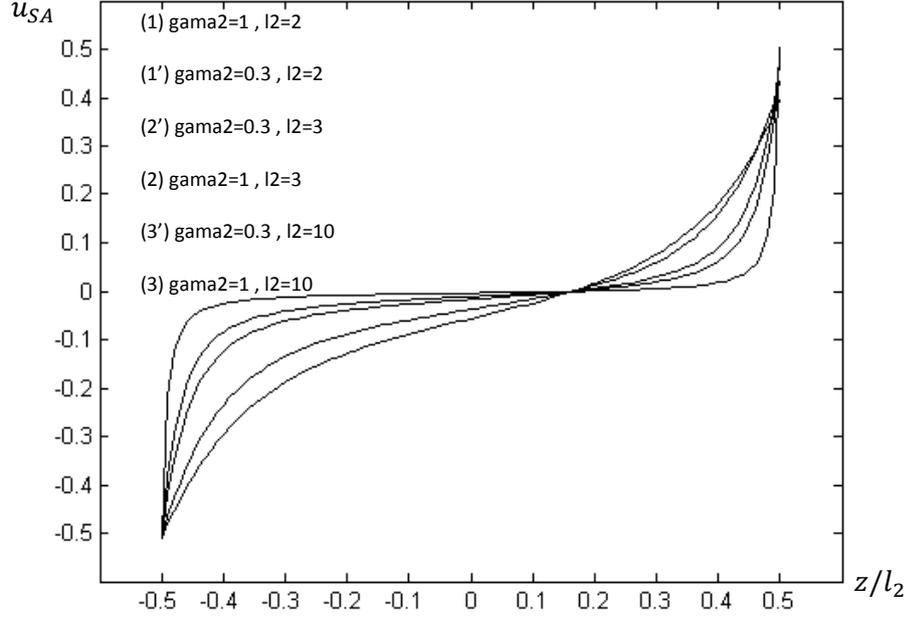
الشكل (2): الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة شحنة في طبقة من GaAs على ركيزة من AlGaAs ($i = 1$) خلاء، $i = 2$ طبقة GaAs، $i = 3$ طبقة AlGaAs من أجل قيم متغيرة للعاملين γ ، l .

$$\gamma = 1: (1) l_2 = 10 \text{ nm}, (2) l_2 = 3 \text{ nm}, (3) l_2 = 2 \text{ nm}$$

$$\gamma = 0.3: (1') l_2 = 10 \text{ nm}, (2') l_2 = 3 \text{ nm}, (3') l_2 = 2 \text{ nm}$$

يُعبّر الشكل (2) عن مثال حسابي للعلاقات (26) - (28)، ويوضح النقاش المذكور أعلاه حيث تُعبر المنحنيات البيانية 1,2,3 عن الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة الشحنة في طبقة GaAs ($i = 2$)، على تماس من اليمين مع طبقة من AlGaAs ($i = 3$)، ومن اليسار ($i = 1$) فراغ (خلاء). توافق هذه الجملة المعاملات التالية: $f_1 = 0.464 >$ هذه الجملة: $\gamma_2 = 1, \varepsilon_1 = 1, \varepsilon_2 = 13.1, \varepsilon_3 = 11.4$ بما أن $f_1 > 0$ فالنهاية صغرى، وبما أن $f_2 = -0.459 < 0$ فإن النهاية الصغرى تتزاح نحو اليمين.

ويتضح من (2) التأثير القوي لمعامل أنزوتروبية العازلية الكهربائية للطبقات γ_2 (ظاهرة اختلاف الصفات الكهربائية باختلاف الاتجاهات) على الطاقة الكمونية الذاتية، فالمنحنيات البيانية 1,2,3 توافق نفس المعاملات للمنحنيات 1', 2', 3' ما عدا معامل الانزوتروبية حيث $\gamma_2 = 0.3$.



الشكل (3): الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة شحنة في طبقة من GaAs على ركيزة معدن ($k = 1$ معدن، $k = 2$ طبقة GaAs، $k = 3$ طبقة خلاء) من أجل قيم متغيرة للعاملين l ، γ .

$$\gamma = 1: (1) l_2 = 10 \text{ nm}, (2) l_2 = 3 \text{ nm}, (3) l_2 = 2 \text{ nm}$$

$$\gamma = 0.3: (1') l_2 = 10 \text{ nm}, (2') l_2 = 3 \text{ nm}, (3') l_2 = 2 \text{ nm}$$

يوضح الشكل (3) مثلاً آخر على تأثير طاقة الكمون الذاتي في طبقة ($i = 2$) GaAs على تماس من

اليسار مع طبقة معدن

($i = 1$ ، $\epsilon_1 \rightarrow \infty$) ومن اليمين طبقة عازل (خلاء $\epsilon_3 = 1$ ، $i = 3$). توافق المنحنيات 1,2,3 المعاملات:

$$\gamma_2 = 1, \epsilon_1 \rightarrow \infty, \epsilon_2 = 13.1, \epsilon_3 = 1$$

أما: $1', 2', 3'$ فتوافق المعاملات: $\epsilon_3 = 1$ ، $\epsilon_2 = 13.1$ ، $\epsilon_1 \rightarrow \infty$ ، $\gamma_2 = 0.3$.

يعبر ثابت العازلية ϵ عن مقدرة الجسم على خزن الشحنات الكهربائية ففي الحالة الأولى في الشكل (2) عندما

$\epsilon_1 < \epsilon_3$ مثلاً فإن الشحنات تتجذب نحو الطبقة الثالثة، أما في الشكل (3) فقد كانت الطبقة الأولى من المعدن

والثالثة عازل لذلك كانت الخطوط البيانية بهذا الشكل.

❖ ويمكن إيجاد عبارة الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة الشحنة في جملة مكونة من تماس (معدن - عازل - نصف ناقل) (MIS) . حيث تصبح العلاقات (28) - (26) من أجل هذه الجملة

$$(i = 2, \varepsilon_1 \rightarrow \infty, -\frac{\ell_2}{2} \leq z \leq \frac{\ell_2}{2})$$

على الشكل التالي:

$$u_{SA}^0 = -\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2} \int_0^\infty \left(\delta_3 + \frac{\varepsilon_3 e^{\xi_2}}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3} \right) (e^{2\xi_2} + \delta_3)^{-1} dk \quad (29)$$

$$u_{SA}^{even}(z) = -\frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)} \int_0^\infty e^{\xi_2} \text{sh}^2(\gamma_2 kz) (e^{2\xi_2} + \delta_3)^{-1} dk \quad (30)$$

$$u_{SA}^{odd}(z) = \frac{e^2}{2\pi \varepsilon_0 \varepsilon_2 (\varepsilon_2 + \varepsilon_3)} \int_0^\infty e^{\xi_2} \text{sh}(\gamma_2 kz) \text{ch}(\gamma_2 kz) (e^{2\xi_2} + \delta_3)^{-1} dk \quad (31)$$

يمكن الحصول على $u_{SA}(z)$ في طبقة نصف الناقل من الحل العام للجملة الثلاثية الطبقات (17 - 18) بالصيغة:

$$u_{SA}(z) = \frac{e^2}{8\pi \varepsilon_0 \varepsilon_3} \int_0^\infty e^{-2\gamma_3 k(z + \frac{\ell_2}{2})} \frac{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 \text{cth } \xi_2)}{(\varepsilon_3 - \varepsilon_2 \text{cth } \xi_2)} dk \quad (32)$$

6. الخلاصة والاستنتاجات

1. لا تتعلق عبارة الطاقة الكمونية الذاتية $u_{SA}(z)$ بإشارة الشحنة فهي واحدة سواء للإلكترون أو للثقب، وأن تأثير مساهمة $u_{SA}(z)$ في تغيير E_g عرض القطاع المحظور في طبقة نصف ناقل متوضع على ركيزة (قاعدة) يتعلق بنسبة العازلية الكهربائية لطبقة نصف الناقل وللركيزة. فإذا كانت العازلية الكهربائية لنصف الناقل أقل من العازلية الكهربائية للركيزة ($\varepsilon_b > \varepsilon_s$)، فإن عرض القطاع المحظور لنصف الناقل ينقص بمقدار $u_{SA}(z)$ ، وإذا كانت العازلية الكهربائية لنصف الناقل أكبر من العازلية الكهربائية للركيزة ($\varepsilon_b < \varepsilon_s$)، فإن عرض القطاع المحظور يزداد بمقدار $u_{SA}(z)$. وفي جميع الحالات فإن مساهمة $u_{SA}(z)$ يتعلق بكل من سماكة طبقة نصف الناقل وبمعامل انيزوتروبية العازلية الكهربائية.

2. تسعى $u_{SA}(z)$ إلى اللانهاية عند حدود الطبقات، وهذا بسبب افتراض حاملة الشحنة نقطة مادية، بينما حاملة الشحنة في الجسم الصلب تُعتبر شبه جسيمة. وبالتالي يمكن التخلص من التباعد بحل المسألة كوانتياً، حيث تُعتبر حاملة الشحنة شبه جسيم (بولارون) نصف قطره $(z_0 = \hbar/2m^* \omega_{pl})^{1/2}$ ، حيث:

$$a, \quad z \approx z_0, \quad m^* = 0.1m_0, \quad \omega_{pl} \approx 10^{15} - 10^{16} \text{ s}^{-1}, \quad z_0 \approx a$$

الشبكة البلورية للفلم الرقيق المدروس.

المراجع

- [1] W.R. Grove, Phil. Trans. *Roy.Soc.* London, 142, 87(1952)
- [2].K .Chopra , ''Thin phenomena'' *McGiaw Hill book company*, New York ,1969.
- [3] Péter B. Barna , *History of Thin films*. Budapest, Hungary, Autumn School 2005.
- [4].R.Radojcic ,A.F.Hill and M.J.Hampshire,' *International Journal of Materials Science*, '28(1993)251-258.
- [5] A.Shameem, *Preparation and Characterization Studies of Nanostructured CdO Thin Films by SILAR Method for Photocatalytic Applications*, Springer Science+Business Media New York 2017
- [6] Marco S. Rodrigues, *Preparation of Plasmonic Au-TiO₂ Thin Films on a Transparent Polymer Substrate*, Coatings 2020
- [7]Kamal Nain Chopra , *Thin films and Their applications in military and civil sectors*,scientist G(Retd),*Laser science and technology center* , Metcalf House , Delhi - 110054,2010