

طيف طاقة الحالة الأساسية لأكستون فان - موت في جملة مكونة من ثلاث طبقات رقيقة.

الدكتور محمد فاهود*

(تاريخ الإيداع 3 / 4 / 2012. قُبِلَ للنشر في 17 / 6 / 2012)

□ ملخص □

تساعد دراسة تغير طيف طاقة أكستون فان-موت التعرف على بنية العديد من الجمل المتعددة الطبقات، وكذلك دراسة الرقائق الفائقة.

وإن إيجاد E_{ex} طيف طاقة أكستون فان - موت (Wannier-Mott exciton) في طبقة رقيقة لنصف ناقل من جملة مكونة من ثلاث طبقات، بدلالة γ معامل لاتناحي (انزوتروبية) العازلية الكهربائية، و l سماكة الطبقة. يبين أن تغير γ في المجال من 0 إلى 1 يسمح بتغير E_{ex} في المجال $\langle E_{ex}^{2D} \rangle$ ، E_{ex}^{3D} ، وقد وُجِدَ أن زيادة l يؤدي إلى تناقص E_{ex} .

الكلمات المفتاحية: أكستون فان-موت، أكستون فرنكل، كمون كولون، الأفلام الرقيقة، طاقة حاملات الشحنة.

* أستاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Energy Spectrum of Ground State Wannier-Mott Exciton in System of three thin Layers

Dr. Mohammad Fahoud*

(Received 3 / 4 / 2012. Accepted 17 / 6 / 2012)

□ ABSTRACT □

The study on the energy spectrum of W-Mott exciton helps us to identify the structure of thin multilayer system and super films. This paper aims to find the energy spectrum of W-Mott exciton in the thin semiconductor layer of system consisting of three layers as a function of anisotropic dielectric constant, and the ℓ thickness

The variation of γ in the range (0-1) leads to change E_{ex} during the matrix $E_{ex}^{3D} < E_{ex} < E_{ex}^{2D}$. Increase ℓ leads to decreasing of E_{ex} .

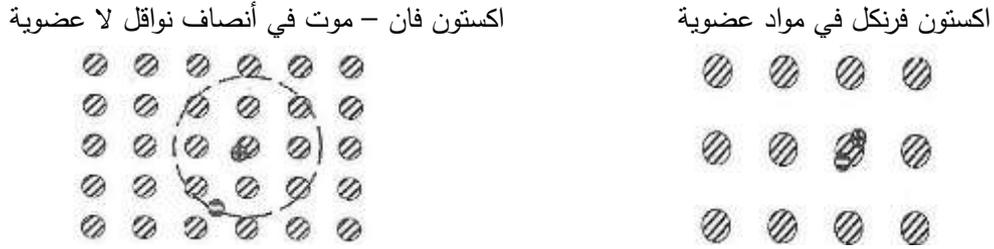
Key Words: Wannier - Mott exciton, Y. Frenkel exciton, Coulomb potential, Thin Films, Charge carrier energy.

*Assistant Professor, At Physics Department, Faculty of Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.

مقدمة:

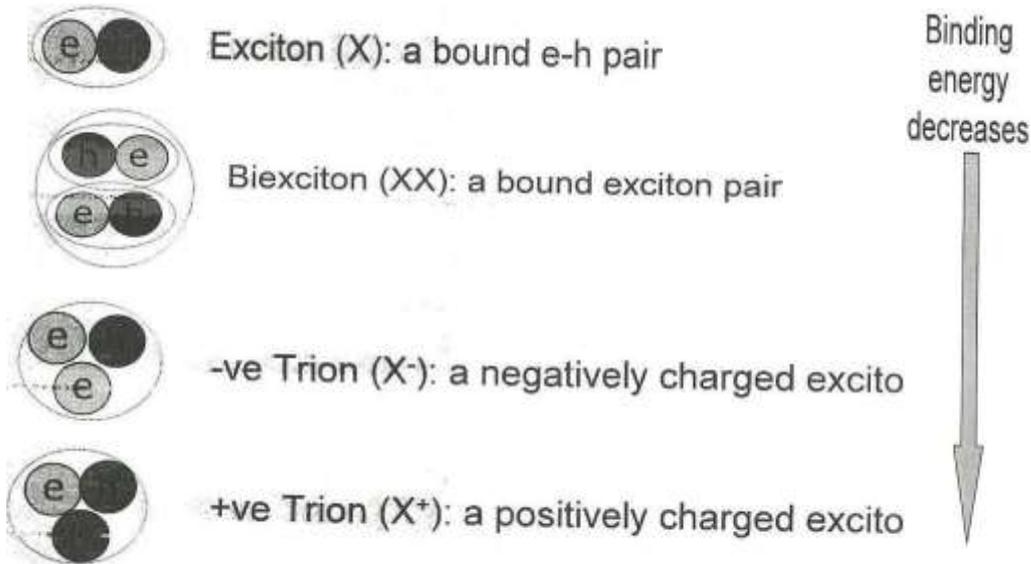
تعتبر عصابة التكافؤ في نصف الناقل الخاص والعازل مملوءة بالإلكترونات بحيث تؤدي طاقة تحريضية صغيرة إلى انتقال الإلكترون إلى عصابة الناقلية الحرة، ويظهر عند كل انتقال حاملة تيار (إلكترون في عصابة الناقلية وتقب في عصابة التكافؤ).

وقد بينت التجربة أن امتصاص الضوء في العازل بترددات توافق ترددات الإلكترون المهيج لا يترافق دائماً بظهور ناقلات تيار (الناقلية الضوئية). وكان أول من بين ذلك ياكوف - فرنكل (Y. Frenkel) عام 1931، وقد دُعي هذا النوع من التهييج بالاكستون (exciton)، إذا أخذ بعين الاعتبار التأثير المتبادل بين الإلكترون في عصابة الناقلية والتقب في عصابة التكافؤ فإن الكلام يكون عن اكستون فان-موت (Wannier - Mott). يتشكل اكستون فرنكل في المواد [بلورات جزيئية، مركبات كيميائية، ومركبات عضوية أخرى]. الهالوجينات القلوية مثل NaCl , [Ki] ويتشكل اكستون فان-موت (Wannier - Mott) في أنصاف نواقل لا عضوية مثل المواد التالية: GaAs , ZnS, ZnO, ZnTe, ZnSe, Cu₂O, CdTe. ويبين الشكل البسيط التالي تشكل كل من اكستون فرنكل واكستون فان-موت [1].



الشكل (1) تشكل وحجم كل من اكستون فرنكل واكستون فان-موت

كما سبق ذكره فإن أي إلكترون وتقب يرتبطان معاً سوف يشكلان اكستون، مثال: $e+h$ تشكل exciton و $2e+2h$ تشكل biexciton و $2e(h)+h(e)$ تشكل تريون (trion) [2] كما هو موضح في الشكل التالي:



الشكل (2) عائلة الاكستون

ما يهمننا في هذه الدراسة هو حالة ارتباط الإلكترون والتقب والتأثير المتبادل بينهما، فإذا كان قياس الأكستون كبيراً مقارنةً مع ثابت الشبكة، يمكن عندئذٍ اعتبار التأثير المتبادل بين الإلكترون والتقب هو تأثير كولوني بين شحنتين نقطيتين يختزل بالعامل ϵ ثابتة العازلية الكهربائية للبلورة.

ويختزل تأثير كمون كولون المتبادل بين الإلكترونات والتقوب في أنصاف النواقل بسبب كبر ثابتة العازلية الكهربائية $\epsilon \sim 10-100$ لهذه المواد. لهذا فإن حالة الارتباط للاكستونات شبيهة بالهيدروجين تملك E_b طاقة ارتباط صغيرة و a_b نصف قطر فعال ميكروي أي:

$$E_b = \frac{\mu e^4}{2\epsilon \hbar^2} \leq 10^{-2} \text{ eV} \quad , \quad a_b = \frac{\epsilon \hbar^2}{\mu e^2} \geq 10^{-6} \text{ cm}$$

الكتلة المختزلة للإلكترون والتقب. ويعطى نصف قطر بور وطاقة ارتباط أكستون فان - موت على سبيل μ بالقيم التالية: GaAs [3] المثال في طبقة من

$$\mu^* \approx 0.05m_0 \quad , \quad \epsilon \approx 13 \quad \text{حيث} \quad E_b = \frac{\mu^* e^4}{2\epsilon \hbar^2} \approx 5 \text{ meV} \quad , \quad a_b = \frac{\hbar^2 \epsilon}{\mu^* e^2} \approx 80 \text{ \AA}$$

ونعلم أن طاقة كمون كولون للتأثير المتبادل بين الإلكترون والتقب في طبقة رقيقة تزداد بإنقاص l سماكة الطبقة [4]. عندما تكون المسافة بين الشحنتين $l \leq l$ ، فإن الدور الرئيسي يكون للحقل الناتج عن هذه الشحنتان في الوسط المحيط بالطبقة (التأثير الذاتي)، وإذا كانت العازلية الكهربائية للوسط المحيط بالطبقة أقل من العازلية الكهربائية للوسط المتشكل فيه الأكستون، فإن التأثير المتبادل بين الشحنتان يزداد، وبالتالي فإن طاقة الأكستون تزداد ونصف قطرها يقل بإنقاص سماكة الطبقة [5].

وإن الانتقال من البلورات الحجمية إلى الأفلام الرقيقة يتوافق بتغير شديد في طيف الطاقة لكل من حوامل الشحنتان الحرة والحالات المرتبطة، وتعتبر حركة الأكستون وفق محور الفلم (المحور العمودي على مستوى الفلم) مرتبطة وتعطى الطاقة في هذا الاتجاه بالعلاقة:

$$\Delta E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\mu^* l^2} \frac{1}{n^2} \quad , \quad n = 1, 2, 3, \dots$$

μ^* الكتلة الفعالة للاكستون و l سماكة الفلم، وأن التكيم الحجمي في أفلام أنصاف النواقل يتطلب اعتبار السماكة تعتمد على الكتلة الفعالة وعلى العمق المحدود للحفر الكمونية [6].

ويحدث تغير هام في طيف طاقة الحالات المرتبطة لأكستون فان-موت، إذا كان $l \leq a_0$ نصف قطر بور الأول للاكستون الثلاثي البعد (3D)، وكذلك عندما تكون ϵ ثابتة العازلية الكهربائية للفلم إما أكبر وإما أقل كثيراً من ϵ_1 و ϵ_2 ثابتتي العازلية الكهربائية للوسطين المحيطين بالفلم، وعندما تحقق سماكة الفلم المتراحة $l \leq a_0$ فإن الحقل الناتج من ارتباط الأكستون يبدأ باختراق الوسط المحيط بالفلم. إذا كان $\epsilon_{1,2} < \epsilon$ فإن كمون الحجب لتفاعل كولون بين الشحنتان ينخفض نتيجة ازدياد طاقة ارتباط الأكستون E_{ex} ، بينما نصف القطر الفعال a للاكستون ينقص [7]، وعند تحقق الشرط $a_0 \delta^2 \ll l \ll a_0$ فإن طاقة الأكستون تعطى بالعلاقة:

$$E_{n,m}(l) = -\frac{e^2}{ed} \left(\ln \frac{4l}{a_0 \delta^2} - 2\gamma_{n,m} - 2C \right)$$

حيث n و m العدد الكمي الرئيسي والمداري. $\delta = \frac{\epsilon_1 - \epsilon_2}{2\epsilon}$ و $C=0.577$ ثابتة اولر. $\gamma \approx 1$.

تمت دراسة تأثير تغيرات عرض الحفرة الكمونية على طاقة ارتباط الاكستون باستخدام طريقة مونت-كارلو، وتمت مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها مع النتائج التجريبية حيث وجد توافق جيد [8]. ومن المعروف أنه في أنصاف النواقل النانوية (ذات بنية النانو) تزداد طاقة ارتباط الاكستونات في الحفرة الكمونية بشكل جوهري، وقد تمت ملاحظة هذه الزيادة تجريبياً، ووجد أن سبب هذه الزيادة يعود إلى تغير عرض الحفرة الكمونية الذي يحرص تراكب كولون لبضع جسيمات النظام في المستوي العمودي على محور تزايد عرض الحفرة الكمونية. ودرست حالات الاكستون في النقطة الكمونية (Q.D) من خلال الطاقة الحركية للإلكترون والنقب وطاقة تفاعل كولون [9]، وبما أن فجوة الطاقة في النقطة الكمونية لنصف الناقل أضيق جوهرياً من فجوة الطاقة في نصف الناقل (العازل)، فإن حركة حاملة الشحنة تكون محصورة في النقطة الكمونية أي إن حوامل الشحنة تتحرك في نقطة كمومية ثلاثية الأبعاد (كروية) وبالتالي فإن كلاً من الإلكترون والنقب (الاكستون) لا يملك متجه شبه دفع في Q.D لذلك من المناسب الكلام عن حالة شبه جسيمة (الاكستون شبه جسيمة)، وقد وجد أن طيف طاقة حاملة الشحنة في Q.D متقطع من أجل a بعد Q.D أصغر من a_e و a_h للإلكترون و للنقب على الترتيب [10].

تمت دراسة تأثير الحقول المغناطيسية المستوية على حالات الاكستون في حفرة كمونية من GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs وتم تحليل صفات الاكستون باستخدام نموذج شبيه بالهيدروجين، كما تمت مقارنة النتائج النظرية مع النتائج التجريبية، ووجد أن دراسة صفات الاكستون في هذه الأنظمة يكون هاماً جداً من خلال دراسة تفاعل كولون للإلكترون والنقب e-h حيث يمكن تعديل الصفات الكهروضوئية للمناطق الداخلية لأنصاف النواقل المتغايرة التركيب، ونشير إلى أن تعديلات هامة في تركيب مناطق الطاقة الإلكترونية تمت ملاحظتها بوجود حقل مغناطيسي [11]. فعندما تثار مواد ذات ثابتة عازلية صغيرة فإن الإلكترونات تثار من امتصاص فوتون، وأن قوة تجاذب كولون بين الإلكترون المثار والنقب يؤدي إلى تشكل ذرة شبيه الهيدروجين (الاكستون)، وقد تمت في هذه الحالة ملاحظة زيادة طاقة ارتباط الاكستون في الأفلام الرقيقة (CdTe) حيث تنتج هذه الزيادة من نقصان في الحجب لتفاعل كولون في زوج الإلكترون نقباً، تتوافق هذه الملاحظة مع الدراسة النظرية [6].

وقد أحيا تقدم فيزياء أنصاف النواقل الاهتمام في دراسة الاكستونات في الأوساط اللامتناحية (غير متماثلة المناحي) (anisotropic exciton) وأعاد تطور فيزياء أنصاف النواقل الاهتمام في دراسة مسألة الاكستون اللامتناحية [12]. و تحظى هذه الظاهرة باهتمام كبير في هذا العمل وتثير الاكستونات المحصورة الاهتمام من خلال صفاتها الكهروضوئية، فقد درس Lozovik و Nishanov الاكستونات المحصورة حيث الإلكترونات مقيدة داخل طبقات ثنائية البعد (2DQL) والنقوب مقيدة في طبقات أخرى (2DQL) موازية لطبقات الإلكترونات، وحسب Bastard [13] تغير طاقة ارتباط الاكستون في نصف ناقل من النوع II حيث الثقب في حفرة كمونية في طبقة من InAs بين طبقتين من GaSb نصفين لانهائيتين حيث يوجد الإلكترون.

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف هذا البحث إلى دراسة نظرية لحالة الاكستون في جملة مؤلفة من ثلاث طبقات مبنية على قاعدة استخدام صيغ تقريبية للجهود (الكمونات)، ودراسة تأثير ظاهرة اللاتماثل للخواص الكهربائية على E_{ex}^{ls} طاقة الحالة الأساسية لأكستون فان - موت في جملة مؤلفة من ثلاث طبقات (أفلام) رقيقة من أنصاف نواقل مختلفة. وكذلك دور سماكة الطبقة الوسطى التي يتشكل فيها الاكستون. وسنبين في هذا البحث أن تأثير الطبقة الحاملة على طاقة ارتباط

الأكستون هو تأثير قوي، حيث يمكن باختيار مناسب للطبقة الحاملة زيادة ارتباط الإلكترون والثقب وباختيار آخر (γ_1 و ℓ_1) يضعف الارتباط، ولهذا أهمية بالغة في صناعة الرقائق الإلكترونية وعلى استخداماتها الواسعة.

طرائق البحث ومواده:

يعتمد في حل هذه المسألة والمسائل المشابهة استخدام طريقة التغيرات (المتحولات) (variational method) وتدعى أيضاً طريقة ريتز (The Rayleing – Ritz method). يمكن بواسطة طريقة التغيرات الحصول على تقريب لكل من طاقة المستوي الأساسي E_{ex}^1 والدالة الموجية لأكستون فان - موت. لذلك يُختار تابع موجي تجريبي $|\psi\rangle$ يحتوي بارامتر متغيراً أو أكثر ويكون قريباً من شكل التابع الحقيقي $|\psi_{ex}^1\rangle$ المشابهة لتابع ذرة الهيدروجين، ثم نحسب E_{ex} بدلالة التابع التجريبي ونختار قيم تلك المتغيرات المجهولة بحيث تجعل من قيمة E_{ex} أقل ما يمكن لأن أقل قيمة لتكامل E_{ex} هي أحسن تقريب لطاقة المستوي الأساسي E_{ex}^1 الذي يمكن أن يؤدي إليه اختيار معين للتابع التجريبي $|\psi\rangle$.

ونظراً لصعوبة العبارة الناتجة من الحل بسبب طبيعة طاقة كمون كولون اعتمد كتابة برنامج حاسوبي بلغة MATLAB وكذلك تمت بواسطة البرنامج رسم E_{ex}^1 طاقة الحالة الأساسية للاكستون بدلالة ℓ_2 و γ سماكة الطبقة ومعامل اللاتناحي الشكل (4).

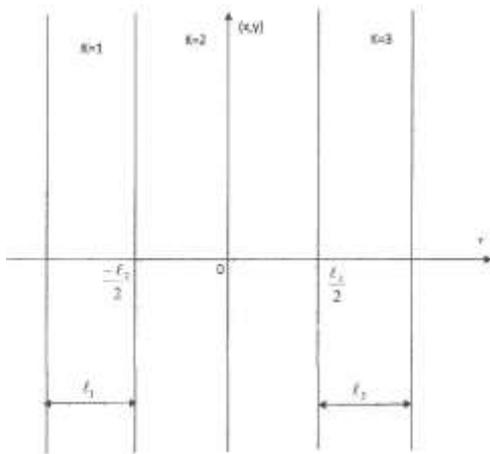
النتائج والمناقشة:

لدراسة طاقة أكستون فان - موت. نفرض أن الإلكترون والثقب في الطبقة الوسطى ($k=2$) من جملة مكونة من ثلاث طبقات كما هو مبين في الشكل (3) (الإلكترون في عصابة الناقلية و الثقب في عصابة التكافؤ، تعتبر مناطق الطاقة غير متحللة)، ويتم في الوقت الحاضر الحصول على معظم التراكيب وفق قاعدة اتحاد GaAs مع $Al_xGa_{1-x}As$ من أجل: $\ell = 30 \text{ \AA}$ ، $x = 0.37$. بسبب تقارب ثوابت الشبكة لهما حيث $\epsilon_1 = 11.4$ العازلية الكهربائية للطبقة $Al_xGa_{1-x}As$ و $\epsilon_2 = 13.1$ للطبقة GaAs ويمكن استخدام طبقة رقيقة من GaAs تصل سماكتها حتى 30 \AA . وبعد استخراج عبارة الطاقة الكامنة في الجملة المذكورة أصبح من الهام دراسة حالة الأكستون، ولكن صعوبة الدراسة تكمن في استخدام عبارة الطاقة الكامنة التي تعتمد على الإحداثيات بشكل غير واضح في الطبقات الرقيقة، لذلك لابد من استخدام طرق تقريب في أثناء الحل كطريقة التغيرات (Variational Method).

يعطى هاملتون الأكستون في هذه الجملة بالعلاقة التالية:

$$\hat{H} = \frac{\hat{P}_{ell}^2}{2m_{ell}^*} + \frac{\hat{P}_{hll}^2}{2m_{hll}^*} + \frac{\hat{P}_R^2}{2M_{\perp}} + \frac{\hat{P}_p^2}{2\mu_{\perp}} + u(\rho, z_e, z_h) \quad (1)$$

الشكل (3) جملة مكونة من ثلاث طبقات



حيث: $M_{\perp} = m_{e\perp}^* + m_{h\perp}^*$ ، $\mu_{\perp} = \frac{m_{e\perp}^* m_{h\perp}^*}{m_{e\perp}^* + m_{h\perp}^*}$ الكتلة الكلية والمختزلة للاكستون على الترتيب.

الطاقة الكامنة للإلكترون والتقب (كمون كولون) تعطى بالعلاقة التالية:

$$u(\rho, z_e, z_h) = -\frac{e^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_2\eta_0} \int_0^{\infty} J_0(\eta\rho) d\eta \left\{ e^{-\gamma\eta|z_e-z_h|} + \frac{2}{e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3} [\delta_1\delta_2 \text{ch}[\gamma\eta(z_e - z_h)]] \right. \\ \left. + e^{\xi_2} \left(\frac{\varepsilon_2^2 - \varepsilon_1 \text{cth}\xi_1 \cdot \varepsilon_3 \text{cth}\xi_3}{(\varepsilon_2 + \varepsilon_1 \text{cth}\xi_1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3 \text{cth}\xi_3)} \right) \text{ch}[\gamma\eta(z_e + z_h - 2\ell_1 - \ell_2)] + \right. \\ \left. \frac{(\varepsilon_1 \text{cth}\xi_1 - \varepsilon_3 \text{cth}\xi_3)\varepsilon_2}{(\varepsilon_2 + \varepsilon_1 \text{cth}\xi_1)(\varepsilon_2 + \varepsilon_3 \text{cth}\xi_3)} \text{sh}[\gamma\eta(z_e + z_h - 2\ell_1 - \ell_2)] \right\} \quad (2)$$

$$\gamma = \left(\frac{\varepsilon_2^{\perp}}{\varepsilon_2^{\parallel}} \right) , \quad \varepsilon_k = \sqrt{\varepsilon_k^{\perp} \varepsilon_k^{\parallel}} , \quad \xi_k = \varepsilon_k \eta \ell_k , \quad \delta_j = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1 \text{cth}\xi_j}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1 \text{cth}\xi_1} \quad (3)$$

حيث: $j=1, 3$ ، $k=1,2,3$

وفي الحالة الخاصة المبينة قاعدة اتحاد GaAs مع $Al_xGa_{1-x}As$ حيث $\varepsilon_1=\varepsilon_3$ تصبح عبارة الطاقة الكامنة في (2) على الشكل التالي:

$$u(\rho, z_e, z_h) = -\frac{e^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_2\eta_0} \int_0^{\infty} J_0(\eta\rho) d\eta \left\{ e^{-\gamma\eta|z_e-z_h|} + \frac{2}{e^{2\xi_2} - \delta^2} [\delta^2 \text{ch}[\gamma\eta(z_e - z_h)]] \right. \\ \left. + e^{\xi_2} (\delta \text{ch}[\gamma\eta(z_e + z_h - 2\ell_1 - \ell_2)]) \right\} \quad (4)$$

يمكن الحصول على التابع الموجي للاكستون في الحالة الأساسية من العلاقة المعروفة في ميكانيك الكم التالية:

$$\Phi_{nm}(\rho) = \left[\frac{(n - |m|)!}{\pi a^2 \left(n + \frac{1}{2} \right)^{\frac{3}{2}} \{(n + |m|)!\}^3} \right]^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\rho} \rho^{|m|} L_{n+|m|}^{2|m|}(\rho) e^{im\varphi}$$

$$n=1 , \quad \ell = 0 , \quad m=0 \quad 1s$$

$$n=2 , \quad \ell = 0 , \quad m=0 \quad 2s$$

$$n=2 , \quad \ell = 1 , \quad m=+1, -1, 0 \quad 2p$$

$$\Rightarrow \psi_{1s}(\rho) = \left(\frac{8}{\pi a^2} \right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\rho} L_1^0(\rho)$$

$$\psi_{1s}(\rho, z_e, z_h) = c \cos\left(\frac{\pi z_e}{\ell_2}\right) \cos\left(\frac{\pi z_h}{\ell_2}\right) e^{-\frac{\rho}{\lambda}}$$

ψ_{1s} تابع تجريبي، λ بارامتر متغير. c ثابت يحسب من شرط الاستنظام

$$dt = \rho d\rho d\varphi dz_e dz_h \quad \text{حيث} \quad \int_{-\infty}^{\infty} \psi_{1s}^* \psi_{1s} dt = 1 \Rightarrow c = \frac{4}{\lambda \ell_2}$$

$$\Psi_{1s}(\rho, z_e, z_h) = \sqrt{\frac{8}{\pi}} \frac{\lambda}{\ell_2} \cos\left(\frac{\pi z_e}{\ell_2}\right) \cos\left(\frac{\pi z_h}{\ell_2}\right) e^{-\frac{\rho}{\lambda}} \quad (5)$$

λ معامل متغير. $\vec{\rho} = x\vec{e}_x + y\vec{e}_y$ متجه نصف قطر شعاعي في مستوى الطبقة xy ، z_e ، z_h إحداثي الإلكترون والتقب (على الترتيب) وفق المحور z .

يجب حل معادلة شرودنغر للحصول على E_{ex}^{1s} طاقة الحالة الأساسية لأكستون، لكن بسبب صعوبة عبارة الطاقة الكامنة $u(\rho, z_e, z_h)$ في مؤثر هاملتون، لا يمكن حل المعادلة تحليلياً وإنما نلجأ إلى الطرق الحسابية لعبارة الطاقة الناتجة من حل معادلة شرودنغر من أجل هاملتون الطاقة المعطى في العلاقة (1) على التابع الموجي في (5)، حيث نحصل بنتيجة الحل على العلاقة الهامة التالية:

$$E_{ex}^{1s}(\lambda) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\ell_2^2 \mu_{\perp}} + \frac{\hbar^2}{2\lambda^2 \mu_{\perp}} + \langle \Psi_{1s} | u(\rho, z_e, z_h) | \Psi_{1s} \rangle \quad (6)$$

وأن:

$$\langle \Psi_{1s} | u(\rho, z_e, z_h) | \Psi_{1s} \rangle = -\frac{8e^2}{\epsilon_2 \gamma \ell_2} \int_0^{\infty} \frac{dx}{\left(4 + \frac{\lambda^2 x^2}{\gamma^2 \ell_2^2}\right)^{3/2}} \left\{ \frac{3x^2 + 8\pi^2}{4x(x^2 + 4\pi^2)} - \frac{8\pi^4(1 - e^{-x})}{x^2(x^2 + 4\pi^2)} + \frac{32\pi^4 \delta \operatorname{sh}^2\left(\frac{x}{2}\right)}{x^2(e^x - \delta)(x^2 + 4\pi^2)^2} \right\} \quad (7)$$

بتعويض العلاقة (7) في العلاقة (6) نحصل على طاقة الحالة الأساسية لأكستون فان - موت في الطبقة الوسطى ($k=2$) لجملة مكونة من ثلاث طبقات بالشكل التالي:

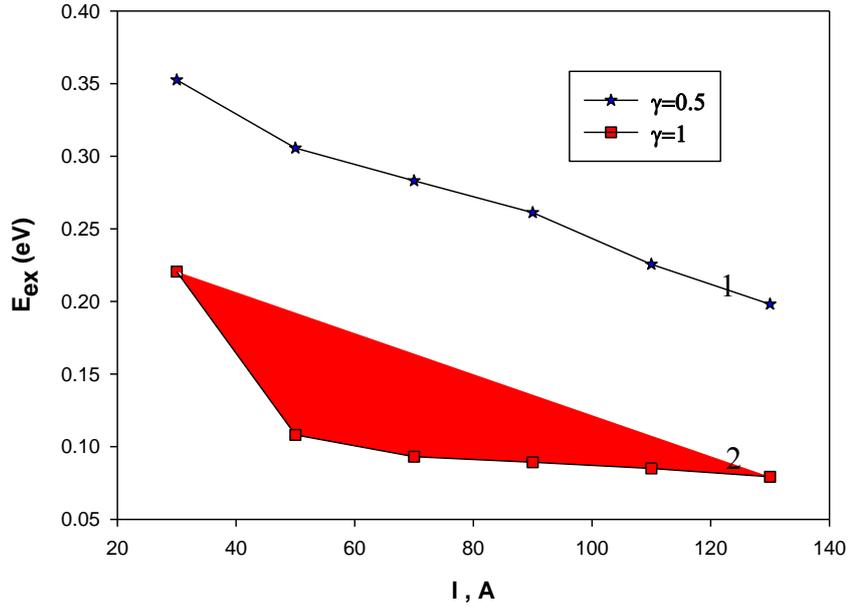
$$E_{ex}^{1s}(\lambda) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2\ell_2^2 \mu_{\perp}} + \frac{\hbar^2}{2\lambda^2 \mu_{\perp}} - \frac{8e^2}{\pi \epsilon_0 \gamma \ell_2} \int_0^{\infty} \frac{dx}{\left(4 + \frac{\lambda^2 x^2}{\gamma^2 \ell_2^2}\right)^{3/2}} \left\{ \frac{3x^2 + 8\pi^2}{4x(x^2 + 4\pi^2)} - \frac{8\pi^4(1 - e^{-x})}{x^2(x^2 + \pi^2)^2} + \frac{32\pi^4 \delta \operatorname{sh}^2\left(\frac{x}{2}\right)}{x^2(e^x - \delta)(x^2 + 4\pi^2)^2} \right\} \quad (8)$$

لإيجاد قيمة الطاقة في العلاقة (8) لابد من استخدام الحاسب الآلي ووضع برنامج حاسوبي بسبب صعوبة حساب التكامل في الحد الثالث والناتج من طاقة كمون كولون. نستخدم في حساب هذه العبارة قيم المعاملات التالية:

$\epsilon_2 = 13.1$ ، $\epsilon_1 = \epsilon_3 = 11.4$ للطبقة $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x=0.37$) ولطبقة GaAs على الترتيب:

الكتلة الفعالة للإلكترون والتقب و $m_h^* = 0.38 m_0$ ، $m_e^* = 0.067 m_0$ الكتلة المختزلة $\mu_{\perp} = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$

لأكستون.



الشكل (4) تغير طاقة الحالة الأساسية لأكستون فان-موت بدلالة ℓ_2 و γ

الاستنتاجات والتوصيات:

الاستنتاجات:

ينتج من الرسم البياني لطاقة أكستون فان-موت أهمية لاتتحي العازلية الكهربائية للوسط الذي يتشكل فيه الأكستون. يوضح الشكل (4) أن طاقة أكستون فان-موت في جملة متناحية هي من مرتبة 0.1eV وهذا محقق في هذه الدراسة كما هو واضح من الشكل (4) وذلك بعد السماكة 50 \AA أما من أجل السماكات الصغيرة أي الأفلام الرقيقة فتزداد طاقة الأكستون كما ذكر وهذا أيضاً محقق في الشكل. ويتضح أنه بازياد سماكة الطبقة الوسطى فإن طاقة الأكستون تتناقص وهذا يتفق مع نظرية كيلدش [4].

أما بالنسبة لدور γ معامل لاتتحي العازلية الكهربائية (معامل تغير الخواص الكهربائية باختلاف الاتجاهات). يتضح أنه يزيد طاقة ارتباط الأكستون. حيث يعبر المنحني رقم 1 عن طاقة ارتباط الأكستون في وسط لامتناحي ($\gamma = 0.5$) ويعبر المنحني رقم 2 عن طاقة ارتباط الأكستون في وسط متمائل المناحي (إيزوتروبي) $\gamma = 1$ ، وتكون قيمة $E_{ex}^{1s}(\epsilon_2, \ell_2)$ في وسط لامتناحي سماكته $\ell_2 \approx 30 \text{ \AA}$ قريبة لـ E_{ex}^{2D} (طاقة أكستون ثنائي البعد) أكثر من قريبها لـ E_{ex}^{3D} (طاقة أكستون ثلاثي البعد) عندما $\gamma = 1$ ومن أجل نفس السماكة السابقة.

التوصيات:

يمكن استخدام هذه الدراسة في حالات إثارة الأكستون على توابع تجريبية، ولحالات مختلفة كحالات تحلل سويات الطاقة ودراسة حالات الأكستون الثقيل والأكستون الخفيف في جمل متحللة، كما يمكن استخدام نتائج هذا العمل في الحالة الخاصة حيث تكون سماكة الطبقتين المجاورتين للطبقة المدروسة منتهيي السماكة ومن أجل أنصاف نواقل مختلفة، الأمر الذي يساعد في دراسة الصفات الكهروضوئية للأفلام الرقيقة.

المراجع:

- 1-M. Pope and C.E. Swenberg. *Electronic Processes in Organic Crystals and Polymers. February 26, 2002 – Organic Optoelectronics - Lecture 7.*
- 2-C.Bulutay. *Semiconductor Electronic Structure & Optical Processes Lecture 19].*
- 3- *Introduction to excitons and their role in photovoltaic processes Complex Materials and their Energy Applications. March 27th 2008 MSU.*
- 4- КЕЛЬШ, Л.В. *КУЛОНОВСКОЕ ВЗИМОДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОУМИТАЛОВ. ЖЭТФ. Т.29 N0. 11. 1979. С.716-719*
- 4- ل. ف. كيلدش. تأثير كولون المتبادل في الأفلام الرقيقة لإنصاف النواقل وأنصاف المعادن، مجلة الفيزياء التقنية والالكترونيات، الجزء التاسع والعشرون، العدد الحادي عشر، 1979، 716-719.
- 5- - Андриюшии Е.А, Силин А.П. *Экситоны в Тонких полупроводниковых пленках. ФТТ.Т.22. N 2 . 1980. С.2877-2880*
- 5- اندريوشن. ي. ا. سيلين. ا. ب. الاكستونات في طبقات أنصاف النواقل، فيزياء الجسم الصلب، الجزء الثاني والعشرون، العدد الثاني، 1980، 2877-2880.
- 6- X.-Y. Zhu, Q. Yang, and M. Muntwiler *Acc. Chem. Res., Article ASAP. Publication Date (web):20 April 2009.*
- 7-Arkhipov.V.I.; Bassler.H. *Exciton dissociation and charge photogeneration in pristine and doped conjugated polymers. Phys. Status solidi A 2004, 201, 1152-1187.*
- 8- A. V. Filinov , F. M. Peeters, C. Riva, E. Lozovik,M. Bonitz. *Few-Body Systems o, 138-143 (2003).*
- 9- S.I. Pokutnyi. *Exciton states in quasi zero dimensional semiconductor systems. UDC 535.34 @ 2005.*
- 10- S.I. Pokutnyi. *Fiz. Tekhn. Polupr. – 1997. -31, N 12. – p.1443-1448.*
- 11- C.A. Duque, M.de Dios-Leyva, L.E. Oliveira. *Microelectroncs Journal 39 (2008) 407-410.*
- 12-E.P.Poatilov,S.I.Beril, N.N. *Semenovskaya, and M. Fahoud. Phys. Stat.sol. (1990) (b) 158*
- 13-J.Adrian Reyes, Honorato A. Coyotecatl, Marcelo del Castillo-Mussot, Gregorio H. Cocoltzi. *Physica. (2002) E 15. 124-130.*