

دراسة تأثير المجال المغناطيسي على الشوائب المانحة وحساب طاقة التآين

صباح محمد ملكط

هيئة التعليم التقني /معهد تقني الشطره

عبدالكاظم جعفر الياسري

هيئة التعليم التقني /معهد تقني النجف

الخلاصة:

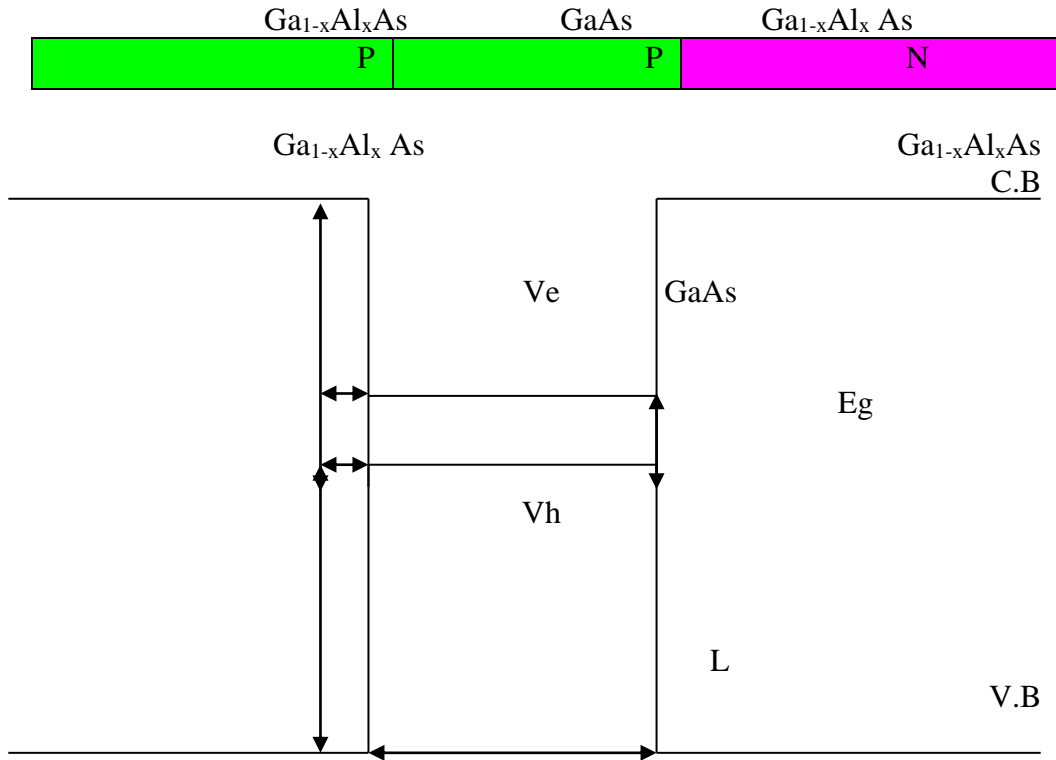
يتناول هذا البحث دراسة تأثير المجال المغناطيسي على الشائبة المانحة والتي تمت معالجتها بطريقة الحل التحليلي المتسلسل ولأول مره مقارنة بالطريقة العددية التي استخدمت من قبل باحثين آخرين حيث تمت المعالجة عندما يكون المجال المغناطيسي ضعيفاً وان هذه الحالة لم تتناول سابقا سوى بطريقة عددية من قبل الباحث (5) . وقد أظهرت النتائج الحالية دقة عالية في الحسابات مقارنة مع الباحث المذكور .

(1-1) المقدمة:

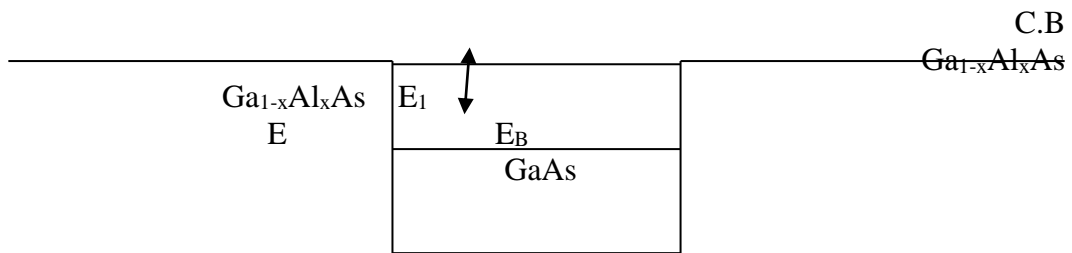
يشتمل هذا البحث على دراسة تحليلية لذرات الشوائب من المانحات في أشباه الموصلات من حيث تأثيرها على الالكترونات التوصيل في تلك المواد وتعد أشباه الموصلات من المكونات الاساسيه في التقنيات الالكترونية المعاصرة. وكما هو معروف فإن أشباه الموصلات تتميز بحزمة تكافؤ تكون مشغولة بالحالات بالالكترونات عند الصفر المطلق وحزمة توصيل أعلى منها بفجوة طاقه E_g حالاتها غير مشغولة عند تلك الدرجة وكما تشير التسميات فإن ألحزمه الأولى تحتوي على الكترونات التكافؤ التي تشترك في تكوين الأواصر التساهميه الرابطة للذرات شبه الموصله. من أهم أشباه الموصلات المستخدمة لشتى الأغراض العملية (السليكون والجرمانيوم) كما تستخدم مركبات مهمة تكون أشباه موصلات بأواصر تساهميه ناتجة من اتحاد عناصر الزمرتين الثالثة والخامسة من الجدول الدوري وأهم هذه المركبات أرسند ألكاليوم ومكونات ثلاثية مثل $(Ga_{1-x}Al_xAs)$ وهذه عبارة عن وصلات متعددة Hetrojunctions من طبقات متباينة السمك من الكاليوم والقصدير والألمنيوم بنسب x تدخل في تكوين النباط الالكترونية كالوصلات المشعة والليزرات . يستخدم GaAs في صناعة الترانزستورات بدلا من السليكون في حالات خاصة أذ يستخدم في الترددات العالية، وأتوات علم الاشارة، والصور الكهربائيه الحديثه في تقنية (nanostructures) وهذه التقنية الاخيره تستخدم بلورات متناهية الصغر تقاس أبعادها بـ nanometer. تتميز بخواص أعلى من البلورات الاعتيادية متأية من تأثير نسب سطوحها إلى حجمها حيث تظهر خواص جديدة نتيجة تأثير السطوح التي عاده ما تكون غير ظاهره في البلورات ذات الحجم الاعتيادية. تلك التطبيقات جعلت الباحثين في السنوات الاخيره الماضية إن يكرسون عددا "كبيراً" من الأبحاث لدراسة أشباه الموصلات في التراكيب الثنائية والتي يكون سمكها بحدود عدة نانومترات بحيث تكون حركة الكترونات التوصيل من الناحية العملية مقيد ضمن سطح ثنائي البعد بدلا "من ثلاثي البعد . وهناك عدة مسائل تحظى بالاهتمام في التراكيب المختزلة الأبعاد. منها ما يخص الذرات المانحة، واتجاه النمو، ودرجة الحرارة. ولعل المجال المغناطيسي قد نال القدر الأكبر من الاهتمام لما له من تأثير مباشر في جهد تآين الذرات المانحة إذ انه أجتذب عدد كبير من الباحثين التجريبيين والنظريين لدراسة طاقة التآين للمانحات بوجود مجال مغناطيسي قوي والذي يعد حجر الأساس في النشاط الالكتروني للمادة. ولقد تركزت الدراسات بهذا الاتجاه على $Ga_{1-x}Al_xAs$ حيث ينشأ بئر جهد بواسطة GaAs وحواجز جهد بواسطة GaAl. تسمى هذه بالابار الكمييه (QW). يتم تحضير هذا النوع من متعدد الوصلات من طبقة GaAs محصورة بين طبقتين من $Ga_{1-x}Al_xAs$ لتكون ما يشبه الشطيره. حيث تتكون أبار جهد من طبقة GaAs وحواجز جهد بواسطة $Ga_{1-x}Al_xAs$ الشكل (1-a) يوضح كيفية تكوين هذه الأبار الكمييه QW والشكل (1-b) يوضح مستويات الطاقة لإلكترون التوصيل وأيون الشائبة المانحة. تفاوتت الطرق الكمييه في دراسة تأثير المجال المغناطيسي في ذرات الشائبة المانحة وأخذت مجالا "من البحث فقد استخدمت طرق التصحيح اللوغارتميه logarithmic perturbation (1) لحساب طاقة التآين لشائبة المانحة الهيدروجينيه وطريقة $1/N$ expansion method حيث تعتمد هذه الطريقة على تمديد رياضي يستخدم في حساب طاقة التآين للتراكيب منخفضة الأبعاد تحت تأثير مجال مغناطيسي حيث تعتمد حساب التصحيح للمرتبة الثالثة ومن الباحثين الذين أوجدوا هذه الحسابات (2)، (3) الطرق التغايريه الخطية في حساب طاقة التآين ودراسة تأثير المجال المغناطيسي على جهد التآين (4)، (5)، (6)، (7) .

ملحق بحوث مجلة القادسية للعلوم الصرفة المجلد 15 العدد 4 سنة 2010
(ISSN 1997-2490)

كما استخدمت طريقة (L-Expansion) (8)، (9) وكما استخدمت طريقة (Shifted \hbar expansion) وهي طريقه شبه كلاسيكية لتقدير طاقة التآين لشائبة المانحة الهيدروجينية تحت تأثير مجال مغناطيسي ثابت (10) كذلك استخدمت الطريقة العددية في معالجة هكذا مسائل (11).



الشكل (1-a) يوضح تكوين أبار الجهد الكمية QW من $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}-\text{GaAs}-\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$



الشكل (1-b) يوضح مستوى طاقة الإلكترون الأول الأقرب إلى حزمة التوصيل E_1 ومستوى طاقة أيون الشائبة المانحة E كذلك الفرق بين الطاقين يمثل طاقة الربط.

(2-1) اشتقاق معادلة شرودنكر القطرية للتركيب ذات البعدين تحت تأثير مجال مغناطيسي عندما يؤثر مجال مغناطيسي منتظم في شبه الموصل فإن ذلك يؤدي إلى تغير دالة هاملتون . ولاشتقاق معادلة شرودنكر القطرية سنفترض أن اتجاه المجال المغناطيسي على امتداد المحور Z وأن حركة الالكترونات مقيدة ضمن المستوي x,y حيث موقعه يمثل بالمتجه

$$\vec{r} = \vec{i}x + \vec{j}y \dots \dots \dots (1.2.1)$$

وبدلالة الجهد الاتجاهي \vec{A}

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \dots \dots \dots (1.2.2)$$

$$H = \frac{1}{2m^*} \left(\vec{p} - \frac{e\vec{A}}{c} \right)^2 + V(\rho) \dots \dots \dots (1.2.3)$$

$$\vec{p} = -i\hbar \vec{\nabla} = -i\hbar \left(\vec{i} \frac{\partial}{\partial x} + \vec{j} \frac{\partial}{\partial y} \right) \dots \dots \dots (1.2.4)$$

$$\vec{B} = B\vec{K} \dots \dots \dots (1.2.5)$$

$$\vec{A} = \frac{1}{2} (B \times r) \dots \dots \dots (1.2.6)$$

$$2\vec{A} \cdot \vec{p} = B\rho \left(-i\hbar \frac{\partial}{\partial \phi} \right) \dots \dots \dots (1.2.8)$$

وعند تعويض (1.2.6) و (1.2.8) في المعادلة (1.2.3) نحصل على.

$$H = \left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V(\rho) \right] + \frac{\hbar}{i} \left(\frac{eB}{2m^*c} \right) \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{4} \left(\frac{e^2}{2m^{*2}} \right) B^2 \rho^2 \dots \dots \dots (1.2.9)$$

وباستخدام تحويل الوحدات على اعتبار أن الوسط المادي متجانس بثابت عزل ϵ .

$$R^* y = \frac{m^* e^4}{2\hbar^2 \epsilon^2}$$

$$a_0^* = \frac{\epsilon \hbar^2}{m^* e^2}$$

$$\gamma = \frac{\epsilon^2 \hbar^3 B}{ce^2 m^{*2}}$$

حيث أن

γ يمثل ثابت الربط coupling constant وهو نسبة القياس بين الطاقة المغناطيسية والطاقة الكولومية

m^* تمثل الكتلة الفعلية effective mass

ϵ يمثل ثابت العزل للوسط المادي dielectric constant

وعند تعويض المعادلة (1.2.10) في (1.2.9) واستخدام

$$L_z = -\frac{\hbar}{I} \frac{\partial}{\partial \phi}$$

نحصل على

$$H = \left[-\nabla^2 + \gamma L_z + 2V(\rho) + \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} \right] \dots \dots \dots (1.2.11)$$

المعادلة أعلاه تمثل المؤثر الهاملتوني للتركيبة ذات البعدين تحت تأثير مجال مغناطيسي

(1-3) الحل التحليلي لذره أحادية الإلكترون ببعدين 2D (ρ, φ)
من معادلة شرودنجر غير المعتمدة على الزمن

$$H\Psi = E\Psi \dots \dots \dots (1.3.1) \quad \text{يمكن إيجاد المعادلة القطرية للهيدروجين حيث إن}$$

$$H = -\nabla^2 - \frac{2}{\rho} \dots \dots \dots (1.3.2)$$

حيث إن $\rho = (x^2 + y^2)^{\frac{1}{2}}$ والمسافة بوحدات بور المؤثر وعند تعويض المعادلة (1.3.2) في المعادلة (1.3.1) ينتج إن.

$$\left[-\nabla^2 - \frac{2}{\rho} \right] \Psi = E\Psi \dots \dots (1.3.3) \quad \text{ولكون المسألة متناظرة دائريا" فيمكن أن نكتب الحل بالصيغة ألتاليه}$$

$$\Psi(\rho, \phi) = \frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \dots \dots \dots (1.3.4)$$

$$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \dots \dots \dots (1.3.5)$$

في المعادلة (1.3.5) يمكن اختزال $\frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho}$ وذلك باستخدام الدوال (1.3.4) كما في الخطوات التالية.

$$\left(-\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} - \frac{2}{\rho} \right) \frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} = E \frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \dots \dots (1.3.6)$$

$$-\frac{\partial}{\partial \rho} \left(\frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \right) = f_2 \dots \dots \sqrt{\rho} \dots \dots \dots (1.3.7)$$

$$f_2 = \left(\rho^{-\frac{1}{2}} \frac{d u(\rho)}{d \rho} - \frac{1}{2} \rho^{-\frac{3}{2}} u(\rho) \right) e^{im\phi}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} \left(\frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \right) = f_1 \dots \dots \dots (1.3.8)$$

$$f_1 = \left(-\rho^{\frac{1}{2}} \frac{d^2 u(\rho)}{d\rho^2} + \frac{1}{2} \rho^{-\frac{3}{2}} \frac{du(\rho)}{d\rho} + \frac{1}{2} \rho^{-\frac{3}{2}} \frac{du(\rho)}{d\rho} - \frac{3}{4} \rho^{-\frac{5}{2}} u(\rho) \right) e^{im\phi}$$

$$-\frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \left(\frac{e^{im\phi} u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \right) = \frac{m^2}{\rho^2} \frac{u(\rho)}{\sqrt{\rho}} \dots \dots \dots (1.3.9)$$

وبتعويض المعادلات (1.3.7),(1.3.8),(1.3.9) في المعادلة (1.3.6) نحصل على

$$\frac{d^2 u(\rho)}{d\rho^2} - \left[\left(m^2 - \frac{1}{4} \right) \frac{1}{\rho^2} + \left(\frac{2}{\rho} + E \right) \right] u(\rho) = 0 \dots \dots \dots (1.3.10)$$

تمثل المعادلة (1.3.10) المعادلة القطرية لذرة احادية الال الهيدروجين ببعدين والان نناقش حلول هذه المعادلة كما يلي
 1-الحل قرب نقطة الاصل
 $\rho \rightarrow 0$

حيث تؤول المعادلة 1.3.10 إلى

$$\frac{m^2 - \frac{1}{4}}{\rho^2} \gg \frac{2}{\rho} \gg E$$

$$\frac{d^2 u(\rho)}{d\rho^2} - \left[\left(m^2 - \frac{1}{4} \right) \frac{1}{\rho^2} \right] u(\rho) = 0 \dots \dots \dots (1.3.11)$$

والحل العام للمعادلة أعلاه كما يلي

$$\therefore u(\rho) = \rho^{\left(\frac{1}{2} + |m| \right)} \dots \dots \dots (1.3.12)$$

2-عندما $\rho \rightarrow \infty$
 وفي هذه الحالة تصبح المعادلة

$$\frac{\partial^2 u(\rho)}{\partial \rho^2} - (-E)u(\rho) = 0$$

$\therefore u(\rho) = e^{(\mp \sqrt{-E}\rho)}$ إن الحل العام الذي يصح لجميع نقاط الفترة $0 \leq \rho \leq \infty$ كالآتي .

$$\therefore u(\rho) = e^{(-\sqrt{-E}\rho)} \rho^{|m|+\frac{1}{2}} f(\rho)$$

حيث إن $f(\rho)$ نفترضها على شكل سلسلة لامتناهية

$$f(\rho) = \sum_{\nu=0}^{\infty} a_{\nu} \rho^{\nu} \left(|m| + \frac{1}{2} + \nu \right) \dots\dots\dots(1.3.13)$$

$$G(\rho) = \sum_{\nu} a_{\nu} \rho^{\left(|m| + \frac{1}{2} + \nu \right)}$$

بالتعويض في المعادلة ألقطريه بعد عدة خطوات نحصل على

$$\frac{d^2 G(\rho)}{d\rho^2} - 2\sqrt{-E} \frac{dG(\rho)}{d\rho} + \frac{m^2 - \frac{1}{4}}{\rho^2} G(\rho) - \frac{2}{\rho} G(\rho) - EG(\rho) = 0,$$

$$\therefore E_{m,n_{\rho}} = \frac{-1}{\left(|m| + n_{\rho} + \frac{1}{2} \right)^2} \dots\dots\dots(1.3.14) \tag{1-4}$$

حساب طاقة التآين تحت تأثير مجال مغناطيسي ضعيف

بعد أيجاد المؤثر الهاملتوني الناتج من تأثير مجال مغناطيسي على ذرات الشوائب المانحة وهو بالصيغة الآتية

$$H = -\nabla^2 + \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + \gamma L_z - \frac{2}{\rho} \dots\dots\dots(1.4.1)$$

وعندما يكون المجال المغناطيسي ضعيفا" فإن تأثير هذا المجال يتجلى في الحد $\frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + \gamma L_z$ وبما أن المؤثر

الهاملتوني لأي نظام هو

$$H = H_0 + W \dots\dots\dots(1.4.2)$$

أذن فإن حد التصحيح يصبح

$$W = \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + \gamma \mathcal{L}_Z \dots \dots \dots (1.4.3)$$

ومؤثر المسألة الصفريه هو :

$$H_0 = -\nabla^2 - \frac{2}{\rho} \dots \dots \dots (1.4.4)$$

وباستخدام (1.4.3) يمكن إيجاد التصحيح الاول للطاقة (التآين للشائبة المانحة) للمستوى الارضي حيث نجد ان:

$$E_{(1,s)}^{(1)} = \langle \Psi_{1s}^{(2D)} | W | \Psi_{1s}^{(2D)} \rangle \dots \dots \dots (1.4.5)$$

$$\Psi_{1s}^{(2D)} = 4e^{(-2\rho)} / \sqrt{2\pi} * e^{im\theta}, m = 0$$

$$E_{1s}^1 = \left\langle \frac{4}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\rho} \cdot e^{-im\theta} \left| \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + m\gamma \right| \frac{4}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\rho} e^{im\theta} \right\rangle \dots \dots \dots (1.4.6)$$

وبما أن $n_p = 0$ وكذلك $m=0$ للمستوى الارضي تصبح المعادلة (1.4.6) بالشكل

$$E_{1s}^1 = \left\langle \frac{4}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\rho} \left| \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} \right| \frac{4}{\sqrt{2\pi}} e^{-2\rho} \right\rangle \dots \dots \dots (1.4.7)$$

$$\therefore E_{1s}^1 = \frac{3}{32} \gamma^2$$

وبما ان $E^0 = -4$ تصبح طاقة التآين

$$\therefore E_{1s} = -4 + \frac{3}{32} \gamma^2 \dots \dots \dots (1.4.8)$$

كذلك يمكن حساب طاقة التآين للمستوى المثار الاول للحاله $2p^-$ باستخدام :

$$\Psi_{2p} = 2^{\frac{7}{2}} \cdot 3^{\frac{-5}{2}} \cdot \rho \cdot e^{\left(-\frac{2}{3}\rho\right)} / \sqrt{2\pi} * e^{im\theta} \dots, m = 0, \pm 1$$

ويرمز للحالات: $2p^0, 2p^1, 2p^{-1}$ حسب قيم الـ $m(0,1,-1)$ على التوالي

$$E_{2p^-}^{(1)} = \left\langle \frac{2^{\frac{7}{2}} \cdot 3^{\frac{-5}{2}}}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{2}{3}\rho} \cdot \rho \cdot e^{-im\theta} \left| \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} + m\gamma \right| \frac{2^{\frac{7}{2}} \cdot 3^{\frac{-5}{2}}}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{2}{3}\rho} \cdot e^{im\theta} \right\rangle$$

وبما ان $n_p = 0$ وكذلك $m=-1$ للمستوى المثار الاول للحاله $2p^-$ وبحساب التكامل اعلاه نحصل على :

$$\therefore E_{2p^-}^{(1)} = \frac{45}{16} \gamma^2 - \gamma \dots \dots \dots (1.4.9)$$

وبهذا تكون طاقة المانحة بالحاله $2p^-$ كما يلي :

$$\therefore E_{2p^-} = -\frac{4}{9} + \frac{45}{16} \gamma^2 - \gamma \dots \dots \dots (1.4.10)$$

وباستخدام نفس الطريفة السابقة يمكن إيجاد طاقة التآين للمستوى $3d^-$ والمستوى $4f^-$

$$\Psi_{3d^-} = 2^{\frac{9}{2}} \cdot 5^{\frac{-7}{2}} \cdot 3^{\frac{-1}{2}} \cdot \rho^2 \cdot e^{\left(\frac{-2}{5}\rho\right)} / \sqrt{2\pi} * e^{im\vartheta}$$

$$E_{3d^-}^1 = \left\langle \frac{2^{\frac{9}{2}} \cdot 3^{\frac{-1}{2}} \cdot 5^{\frac{-7}{2}}}{\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{2}{3}\rho} \cdot \rho^2 \cdot e^{2\vartheta} \left| \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} - 2\gamma \right| \frac{2^{\frac{9}{2}} \cdot 3^{\frac{-1}{2}} \cdot 5^{\frac{-7}{2}}}{\sqrt{2\pi}} \rho^2 e^{\frac{-2}{3}\rho} \cdot e^{-2\vartheta} \right\rangle \dots\dots\dots(1.4.11)$$

$$\therefore E_{3d^-}^1 = \frac{525}{32} \gamma^2 - 2\gamma \dots\dots\dots(1.4.12)$$

$$\therefore E_{3d^-}^1 = -\frac{4}{25} + \frac{525}{32} \gamma^2 - 2\gamma \dots\dots\dots(1.4.13)$$

$$E_{4f^-}^1 = \left\langle e^{-\frac{2}{7}\rho} \cdot \rho^3 \cdot e^{3\vartheta} \left| \frac{\gamma^2 \rho^2}{4} - 3\gamma \right| e^{-\frac{2}{7}\rho} \cdot e^{-3\vartheta} \right\rangle \dots\dots\dots(1.4.14)$$

$$\therefore E_{4f^-}^1 = -3\gamma + \frac{441}{8} \gamma^2 \dots\dots\dots(1.4.15)$$

$$\therefore E_{4f^-}^1 = -\frac{4}{49} + \frac{441}{8} \gamma^2 - 3\gamma \dots\dots\dots(1.4.16)$$

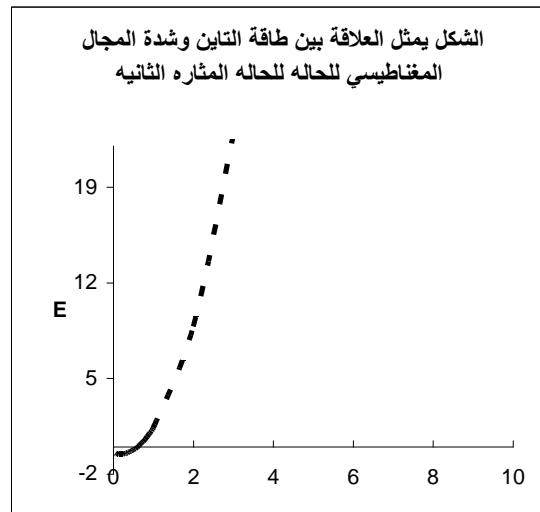
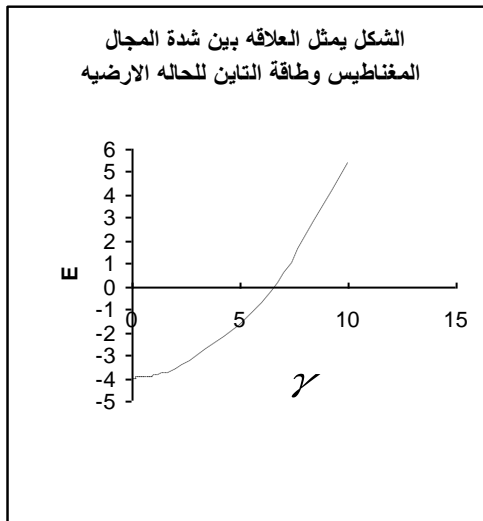
الجدول (1) حساب طاقة التآين للشانبة المانحة الهايدروجينية لقيم مختلفه للمجال المغناطيسي
 ("ضعيفا") معبرا" عنه بالمعامل γ مقارنه بالباحث (Vilallba 2002)

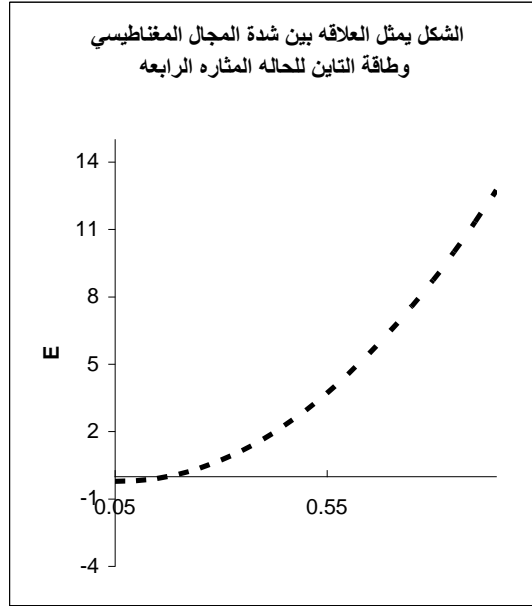
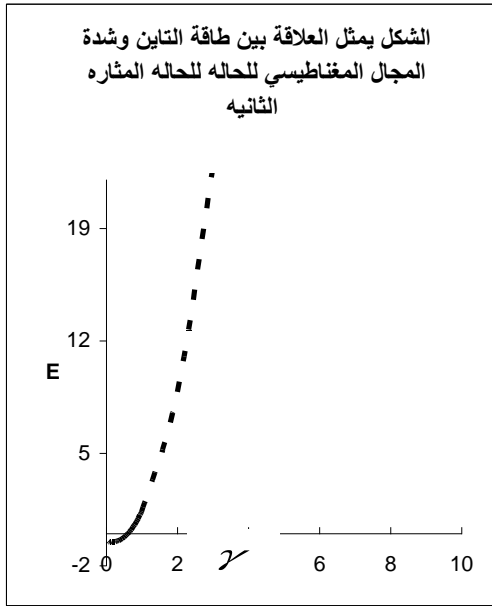
γ	$E_{1s}(\gamma)$	$E_{1s}(\gamma)$	$E_{2p^-}(\gamma)$	$E_{2p^-}(\gamma)$
	<i>present</i>	<i>Vilallba</i>	<i>present</i>	<i>Vilallba</i>
0.01	-3.9999906	-----	-0.45416	-----
0.02	-3.9999625	-----	-0.46331	-----
0.05	-3.999765	-3.9997404	-0.48741	-0.4894827
0.08	-3.9994	-----	-0.50644	-----
0.1	-3.9990625	-3.9988434	-0.54444	-0.5239504
0.2	-3.99625	-3.9941592	-0.51631	-0.5629132
0.30	-3.991562	-3.9829381	-0.49131	-0.5635941
0.4	-3.985	-3.9592116	-0.39444	-0.5193465
0.5	-3.976	-3.9103193	-0.24131	-0.4095808
0.95		6.4634700		13.5965322

ملحق بحوث مجلة القادسية للعلوم الصرفة المجلد 15 العدد 4 سنة 2010
(ISSN 1997-2490)

الجدول (2) حساب طاقة التاين للشائبة المانحة الهايدروجينية لقيم مختلفه للمجال المغناطيسي
("ضعيفا") معبرا " عنه بالمعامل γ مقارنة بالباحث Villalba(2002)

γ	$E_{3d^-}(\gamma)_{present}$	$E_{3d^-}(\gamma)_{vilalba}$	$E_{4f^-}(\gamma)$
0.001	-0.1619835	-----	-0.08457
0.002	-0.1639343	-----	-0.08741
0.005	-0.1695898	-----	-0.09525
0.008	-0.1759671	-----	-0.102104
0.01	-0.1783593	-----	-0.106120
0.02	-0.1934375	-----	-0.1195826
0.05	-0.2189843	-0.2288102	-0.093820
0.08	-0.215	-----	0.031167
0.1	-0.195937	-0.2605089	0.169617
0.2	0.09625	-0.2731927	1.52336
0.3	0.7165625	-0.2377636	3.979617
0.4	1.665	-0.1504340	15.02862
0.5	2.9415625	0.0113883	-----





(5-1) المناقشة

من خلال النتائج نلاحظ أن المجال المغناطيسي يزيد من طاقة التاين لإلكترون حزمة التوصيل وكما نلاحظ في الإشكال البيانية أن الطاقة تزحف بالاتجاه الموجب وبالتالي يكون الإلكترون أكثر استقرار حيث نلاحظ أن التغير في البداية طفيف ويزداد بازدياد شدة المجال وهذا يعزى إلى تغلب القوى المغناطيسية على القوى الكولومية

المصادر :

- 1-T.Imbo,A.Pagnamenta,and Suljanovic,Phys.Rev D29,1669(1984)
- 2-O.Mustafa,J.phys,condensed matt. 327(1993)
- 3----- AND S.C.Chhajlany,phys.Rev.A.Vol 50,N(4)(1994)
- 4-H.Christansen,L.N Epele,C.A Carcia Canal.phys Rev .A,N(40)(1989)
- 5-Victor M. Villalba,Ramiro ,phys ,B,315(2002)289-296
- 6-R.Pino . and V.M Villalba.phys stat.sol.b211,641(1999)
- 7- M. Villalba,Ramiro ,phys.E-10(2001)561-568
- 8- O.Mustafa,J.phys , A32-6653(1999)
- 9-Odeh ,J.Phys A33,7013(2004)
- 10-I.V.Dobrovolska and R.S.Tutik J.Phys(2002)
- 11-Shewartz . C.1985.J.Math phys. 26411

**Study the effect of magnetic field on donor impurities and the
calculation of ionization energy**

**Sabah Mohammed Mlkat
Technical Education / technical institute Shatrah
Abdalkazem Jaafar Yasiri
Technical education / technical institute of Najaf**

Abstract:

This research examines the impact of the magnetic field on the flawed donor, which have been addressed in a analytical solution sequence for the first time compared to numerical method used by other researchers which was treated when the magnetic field is weak and that this case did not address previously could be only numerical by the researcher Villalba (2002) 5. The results showed high accuracy of the current account compared with the researcher in question.