Vol. 7, No. 13 and 14, P. (39-50)A, 2018

خصائص نقل الالكترون خلال نقطتين كميتين مقترنتين: تأثير التفاعل غير المباشر

* جنان مجيد المخ، ** هيفاء عبد النبي جاسم، ***محمد عبد الزهرة نجدي
*قسم الفيزياء، كلية التربية للعلوم الصرفة، جامعة البصرة، البصرة، العراق.
**قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة البصرة، البصرة، العراق.
***مديرية تربية البصرة، البصرة، العراق

تاريخ الاستلام: 7 / 6 / 2017
تاريخ قبول النشر: 23 / 11 / 2017

Abstract

In this paper, we investigate the indirect interaction effect between each quantum dots and other lead, on the electron tunneling properties through created system a serially coupled double asymmetric quantum dots, embedded between two nonmagnetic leads (source and drain). In this treatment, the time independent Anderson-Newns Hamiltonian model is considered as a basis to study the system dynamics and then to derive spin-dependent analytical formula to calculate the tunneling current considering the strong coupling regime, the differential conductance is calculated numerically and discussed in detail. These results review for the current and conductance as a function of bias voltage, for different values of indirect interaction and many values of the exchange interaction between the double quantum dots. And we concluded that when additional values of the positive indirect interaction energy for bias voltage it led to increased distance bias voltage and less the differential conductance, but when additional values of negative indirect interaction energy for bias voltage it led to decrease distance bias voltage and increases the differential conductance.

Keywords

Coupled Double Quantum Dots; Electron transport; indirect interaction.

الخلاصة

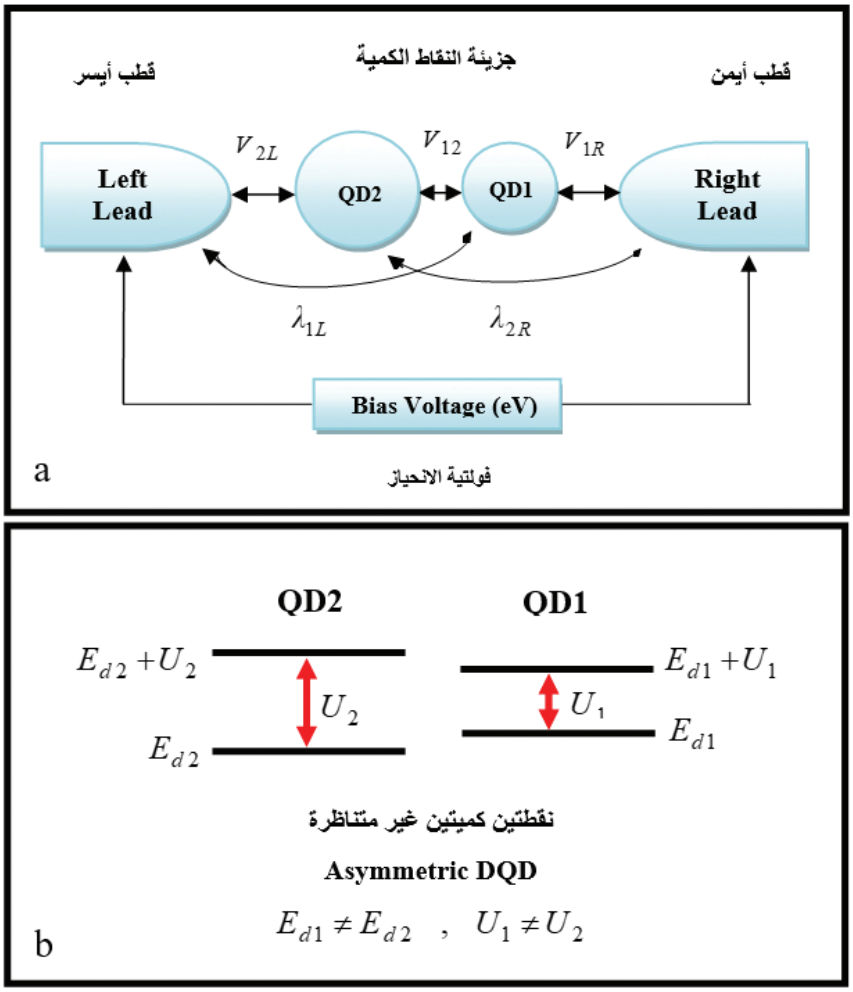
في هذا البحث قدمنا معالجة نظرية لفحص تأثير التفاعل غير المباشر بين كل نقطة كمية والقطب البعيد عنها على خصائص نقل الالكترون خلال نظام مكون من نقطتين كميتين غير متناظرتين مقترنتين بهيئة سلسلة، موضوعة بين قطبين معدنيين غير مغناطيسيين (واهب ومستقبل). في هذه المعالجة اعتمدنا هاملتونين أندرسون- نيونز كأساس لدراسة ديناميكية النظام ومن ثم اشتقاق صيغة تحليلية لحساب تيار النفق والتوصيلية التفاضلية عددياً ونوقشت تفصيلياً. حيث تم استعراض النتائج الخاصة بالتيار والتوصيلية كدالة لفولتية الانحياز ولقيم مختلفة من قيم التفاعل غير المباشر وأيضاً لعدة قيم لتفاعل تبادل البرم بين النقطتين الكميتين. واستنتجنا أنه عند اضافة قيم طاقة التفاعل غير المباشر الموجبة الى فولتية الانحياز فأن ذلك يؤدي الى زيادة فاصلة فولتية الانحياز وتقل التوصيلية التفاضلية، اما عند اضافة قيم طاقة التفاعل غير المباشر السالبة الى فولتية الانحياز فأن ذلك يؤدي الى نقصان فاصلة فولتية الانحياز وتزداد التوصيلية التفاضلية.

الكلمات المفتاحية

النقطتين الكميتين المقترنتين، نقل الالكترون، التفاعل غير المباشر.

1. المقدمة: Introduction

خصائص نقل الالكترون خلال نقطتين كميتين مقترنتين تعد من الظواهر المهمة التي جذبت الاهتمام مؤخراً [1-5] وذلك بسبب كون هذه التراكيب هي أنظمة مثالية لدراسة التفاعلات الاساسية بين الالكترونات والبرم [6-8]. وأحد هذه التطبيقات والتي تخص النقاط الكمية المزدوجة هو استخدامها في تكنلوجيا الحوسبة الكمية Quantum Computer [9,10]. كما يمكن استخدام نظام النقاط الكمية المزدوجة في البيئة ككاشف للضوضاء [11]، كما وظفت النقاط الكمية في المعالجة البرمية البصرية Optical Spin manipulation [12]. وتستخدم طبقة من النقاط الكمية لتكوين ثنائي النفق الرنيني والذي يعتبر أهم التطبيقات العملية المهمة والخاصة بالكشف عن الفوتونات المفردة[13] . إن خصائص نقل الالكترون والتي تم حسابها نظرياً للنظام-Left Lead- QD2-QD1 Right Lead والتي استعرضت بصورة مفصلة في عملنا السابق [14]، قد تم استخدامها لدراسة تأثير ادخال التفاعل الغير مباشر (indirect interaction effect) بين كل نقطة كمية والقطب البعيد عنها (λ_{1L}^{σ} , λ_{2R}^{σ}).



الشكل (1): (a) يستعرض نظام نقطتين كميتين غير متناظرتين مقترنتين بهيئة سلسلة موضوعة بين قطبين أيمن وأيسر موضحاً فيه طاقة التبادل الغير مباشر بين كل نقطة كمية والقطب البعيد و (b) مخطط الطاقة لنقطتين كميتين غير متناظرتين.

2. الأنموذج الحسابي: The Model Calculation

في هذا البحث سنستخدم نظاماً مكوناً من نقطتين كميتين غير متناظرتين مقترنتين بهيئة سلسلة كما في الشكل (1a). في نظام النقطتين الكميتين الغير متناظرتين تكون معدلات نفق الالكترون الى المنطقة الفعالة (منطقة النقاط الكمية) ومنها مختلفة لذا من المتوقع ان يكون هنالك مظاهر مختلفة علماً بأن اختلاف معدلات النفق هو بسبب اختلاف النقطتين الكميتين.

في هذا البحث ستتم دراسة خصائص نقل الالكترون بالاعتماد على دوال كرين المعتمدة على البرم للنقطة الكمية الواحدة. وبالاعتماد على انموذج اندرسون غير المعتمد على الزمن يمكن تحديد تفاعلات الاقتران بتفاعلين اساسين هما [17-15]:

A. التفاعل المباشر (direct interaction) V_{12} بين QD1 و QD2 حيث تظهر هذه الطاقة بسبب انتقال الشحنة الالكترونية وإعادة توزيعها بين النقطتين بسبب قربهما من بعض [18].

B. التفاعل غير المباشر (indirect interaction) λ_{ia} بين النقطتين الكميتين عبر مستويات حزمة الطاقة للقطب والناتج بسبب الاضطراب المتبادل بين النقطتين الكميتين من خلال القطب لكون النقاط الكمية قريبة من بعضها [20-19].

الجدير بالذكر ان هذا التفاعل يرمز له عادة بالرمز $\lambda_{i\alpha}^{\sigma}$ حيث يكون دالة للبرم بسبب اعتماده على دالة التعريض لمستوي النقطة الكمية $\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}$ وفقا لما يلي [21]:

$$\lambda_{12}^{\sigma}(E,Z,X) = -i\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}(E,Z)\sin(KX)/KX \qquad (1)$$

حيث تمثل X المسافة بين النقاط الكمية. وبإهمال اعتماد $\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}$ على الطاقة [22] فأن دالة التعريض تأخذ الصيغة الاتية [23]:

$$\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}(X,Z) = \Gamma_{0i} e^{-2\alpha_i^{\sigma} z} \qquad (2)$$

يمثل Γ_{0i} دالة التعريض عند القطب $(Z=0)$ بينما تعطى $\acute{a}_i^{\acute{o}}$ (بالوحدات الذرية) بالصيغة التالية [24]:

$$\alpha_i^{\sigma}(X,Z) = \sqrt{2\left|E_{di}^{\sigma}\right|} \qquad (3)$$

ويعرف زخم الالكترون (K) الوارد في العلاقة (1) بدلالة عمق حزمة الطاقة للمعدن u_0 وفقا لما يأتي:

$$K = \sqrt{2u_0} \qquad (4)$$

وبذلك فأن حد التداخل بين النقطتين الكميتين بوجود التفاعل الغير مباشر يكون:

$$V_{12}^2 = \left| V_{12} + \lambda_{12}^{\sigma} \right|^2 \qquad (5)$$

3. حسابات خصائص النقل للإلكترون:

أن التيار المار من القطب الايسر الى القطب الايمن خلال المنطقة الفعالة (جزيئة النقطتين الكميتين)، وفي حالة عدم الاتزان وتحت تسليط فولتية انحياز (eV_{bias}) يمكن ان يحسب من العلاقة [27-25]:

$$I = \frac{e}{\hbar}\sum_{\sigma}\int_{\mu_R}^{\mu_L} dE\ \Gamma^{\sigma}\rho^{\sigma}(E) \qquad (6)$$

وعند تسليط جهد انحياز eV_{bias} على القطبين فأن ذلك يؤدي الى تغيير مواقع الجهد الكيميائي للقطبين حيث يكون:

$$eV_{bias} = \mu_L = -\mu_R \qquad (7)$$

علما بأن $\tilde{n}^{\acute{o}}(E)$ و $\tilde{A}^{\acute{o}}$ في العلاقة (6) تعطى بما يلي:

$$\rho^{\sigma}(E) = \rho_{1R}^{\sigma}(E) + \rho_{2L}^{\sigma}(E) \quad ; \quad \Gamma^{\sigma} = \frac{\Gamma_{2L}^{\sigma}\Gamma_{1R}^{\sigma}}{\Gamma_{2L}^{\sigma} + \Gamma_{1R}^{\sigma}} \qquad (8)$$

حيث ان $\tilde{n}_{1R}^{\acute{o}}(E)$, $\tilde{n}_{2L}^{\acute{o}}(E)$ تمثل كثافة الحالات الالكترونية للنقطة الكمية i على القطب $\acute{a}$ وللبرم $\acute{o}$ وتحسب بدلالة دوال كرين $G_{\acute{a}}^{\acute{o}}(E)$:

$$\rho_{1R}^{\sigma}(E) = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}G_{1R}^{\sigma}(E) \quad ; \quad \rho_{2L}^{\sigma}(E) = -\frac{1}{\pi}\mathrm{Im}G_{2L}^{\sigma}(E) \qquad (9)$$

$G_{\acute{a}}^{\acute{o}}(E)$ تمثل دوال كرين للنقطة الكمية i والبرم $\acute{o}$

بسبب الاقتران مع القطب $\acute{a}$ والتي تمت كتابتها بالاستفادة من المصدر [28] بالصيغة التالية:

$$G_{1R}^{\sigma}(E)=\frac{1}{2}\left\{\frac{(1+W_1^{\sigma}/V_1^{\sigma})}{(E-E_{1+}^{\sigma})+i\Gamma_{1R}^{\sigma}}+\frac{(1-W_1^{\sigma}/V_1^{\sigma})}{(E-E_{1-}^{\sigma})+i\Gamma_{1R}^{\sigma}}\right\} \quad (10a)$$

$$G_{2L}^{\sigma}(E)=\frac{1}{2}\left\{\frac{(1-W_2^{\sigma}/V_2^{\sigma})}{(E-E_{2+}^{\sigma})+i\Gamma_{2L}^{\sigma}}+\frac{(1+W_2^{\sigma}/V_2^{\sigma})}{(E-E_{2-}^{\sigma})+i\Gamma_{2L}^{\sigma}}\right\} \quad (10b)$$

تمثل $\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}$ التعريض في مستوي طاقة النقاط الكمية i بسبب الاقتران مع القطب ($\acute{a}$) وهي دالة لطاقة النظام والمسافة بين النقطة الكمية والقطب. باستخدام تقريب الحزمة العريضة (Wide Band) للأقطاب الأيمن والأيسر، فأن دوال التعريض $\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}$ تكون غير معتمدة على الطاقة [29,30]. اما الطاقات $E_{i\pm}^{\acute{o}}$ فتعرف بما يلي [31] :

$$E_{i\pm}^{\sigma}=E_i+U_i n^{-\sigma}-Jn^{\sigma}\pm V_i^{\sigma}$$
$$E_{i\pm}^{-\sigma}=E_i+U_i n^{\sigma}-Jn^{-\sigma}\pm V_i^{-\sigma} \quad (11)$$

تمثل U_i طاقة تفاعل كولوم التنافري ذات البرم المتعاكس للنقطة الكمية QDi (انظر الشكل (1b)).

يعطى $V_i^{\acute{o}}$ بالعلاقة التالية :

$$V_i^{\sigma}=\sqrt{V_{12}^2+(W_i^{\sigma})^2} \quad ; \quad W_i^{\sigma}=U_i M^{\sigma}+JM^{\sigma} \quad (12)$$

حيث أن

$$n^{\sigma}=\frac{n_{d1}^{\sigma}+n_{d2}^{\sigma}}{2} \quad ; \quad M^{\sigma}=\frac{n_{d1}^{\sigma}-n_{d2}^{\sigma}}{2} \quad (13)$$

$n_{di}^{\acute{o}}$ تمثل اعداد اشغال النقطة الكمية QDi .

بعد تعويض $\tilde{n}_{\acute{a}}^{\acute{o}}(E)$ المحسوبة من العلاقة (9) بالعلاقة (8) واستخدام $\tilde{n}_{\acute{a}}^{\acute{o}}(E)$ بالعلاقة الخاصة بالتيار (علاقة (6)) نحصل على صيغة تحليلية للتيار المار بالنظام في الصيغة التالية:

$$I=\frac{-e}{\hbar}\sum_{\sigma}\sum_{j=+,-}[\Gamma^{\sigma}S_{1j}^{\sigma}\tan^{-1}(\frac{\mu_R-E_{1j}^{\sigma}}{\Gamma_{1R}^{\sigma}})-\Gamma^{\sigma}S_{1j}^{\sigma}\tan^{-1}(\frac{\mu_L-E_{1j}^{\sigma}}{\Gamma_{1R}^{\sigma}})$$
$$+\Gamma^{\sigma}S_{2j}^{\sigma}\tan^{-1}(\frac{\mu_R-E_{2j}^{\sigma}}{\Gamma_{2L}^{\sigma}})-\Gamma^{\sigma}S_{2j}^{\sigma}\tan^{-1}(\frac{\mu_L-E_{2j}^{\sigma}}{\Gamma_{2L}^{\sigma}})] \quad (14)$$

اما الدوال $S_j^{\acute{o}}$ فتم تعريفها بالعلاقات التالية:

$$S_{1j}^{\sigma}=\frac{1}{2\pi}(1+j\frac{W_1^{\sigma}}{V_1^{\sigma}}) \quad ; \quad S_{2j}^{\sigma}=\frac{1}{2\pi}(1-j\frac{W_2^{\sigma}}{V_2^{\sigma}}) \quad (15)$$

اما التوصيلية التفاضلية فقد تم حسابها عددياً باستخدام طريقة الفروقات المحددة [34-32]:

$$G_{diff}=\frac{\partial I}{\partial(eV_{bias})} \quad (16)$$

4. النتائج والمناقشة: Results and discussion

في دراستنا سنركز على نظام غير متناظر مكون من نقطتين كميتين غير متماثلتين ومقترنتين الى قطبين (أيمن وأيسر). حيث ركزنا فقط على نهج الاقتران القوي الذي يكون فيه $\Gamma_{i\alpha}^{\sigma}$ $V_{12}>$ وان قيم $\Gamma_{1R}^{\sigma}\neq\Gamma_{2L}^{\sigma}$ وبمعدل اقتران غير متساوٍ لكل منهما، اي معدل نفق الالكترون من القطب الايسر الى المنطقة الفعالة اقل من معدل نفق الالكترون من المنطقة الفعالة الى القطب الايمن حيث اخذ بالحالة التي يكون فيها $\Gamma_{1R}^{\sigma}\neq\Gamma_{2L}^{\sigma}$. لغرض حساب تيار النفق والتوصيلية قمنا اولاً بحساب اعداد الاشغال للنقاط الكمية $n_{di}^{\acute{o}}$ ومستويات الطاقة المقابلة لها $E_{di}^{\acute{o}}$ وكذلك " مستويات الطاقة الخيالية الجزيئية " $E_{i\pm}^{\acute{o}}$ ، أذ حسبت اعداد الأشغال ومستويات الطاقة كلها كدالة لفولتية الانحياز eV_{bias} على الاقطاب حيث $\mu_L=\mu_R=-eV_{bias}$. أن فولتية الانحياز تعمل عادة على تغيير مواقع الجهود الكيميائية μ_L و μ_R بالنسبة لمستوى طاقة النقطة الكمية. اما المعاملات الخاصة بحساباتنا فكانت كالآتي: $E_1=0.05$ eV و $E_2=-0.1$ eV و $\Gamma_{1R}^{\sigma}=0.2$ eV و $\Gamma_{2L}^{\sigma}=0.1$ eV و $V_{12}=0.3$ eV وطاقة تفاعل كولوم التنافري على النقاط الكمية فكان مساوياً الى $U_1=0.05$ eV و $U_2=0.09$ eV . اما تفاعل التبادل في البرم بين النقطتين الكميتين فيأخذ القيم التالية $J=(0,\ \pm0.1,\ \pm0.2,\ \pm0.3,\ \pm0.4)$ eV

ولكل قيم التفاعل غير المباشر المختارة $\lambda_{i\alpha}^{\sigma}=(\pm0.1,\pm0.2)$.

الملاحظ من الاشكال الخاصة بالتيار ((a(10-2)) انه ذو سلوك درجي stair case للمنطقة الواقعة بين $(\pm V_{12}=0.3\ \text{eV})$ وخاصة لقيم التفاعل غير المباشر الموجبة اما للقيم السالبة فأنه ذو سلوك خطي للمنطقة

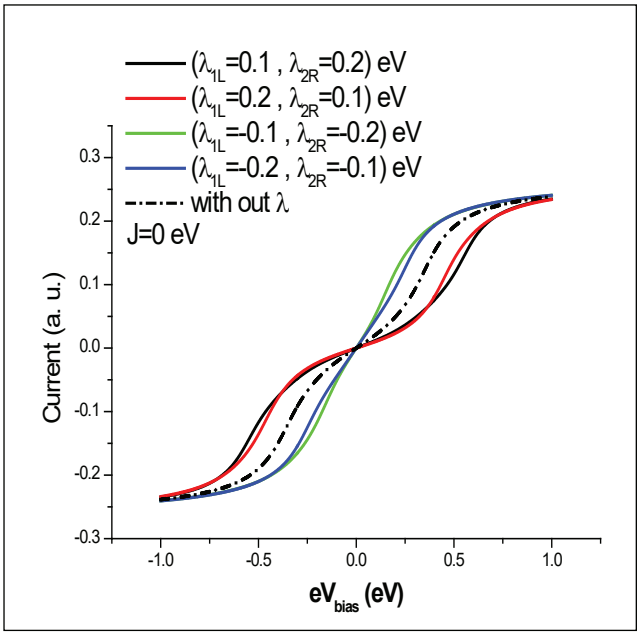
$(\pm V_{12} = 0.3\ \text{eV})$ وهذا السلوك يكون اوضح عندما $(\lambda^{\sigma}_{2R} = 0.1\ \text{eV},\ \varepsilon^{\sigma}_{1L} = 0.2\ \text{eV})$. حيث يوضح هذا السلوك منطقة حصار كولوم والتي تعني ان الكترون واحد سوف ينفق خلال منطقة الحاجز وبذلك يحدث اخماد للتيار عند قيم فولتيات الانحياز الصغيرة، وفي حالة الحصار لا تكون هنالك مستويات طاقة للنقطة الكمية متوفرة ضمن مدى نفق الالكترون، كل المستويات تكون في حالة طاقة ادنى ومملوءة حيث هذه الظاهرة تعطي امكانية استخدام النظام كمفتاح الكتروني.

الجدير بالذكر انه لكي يكون التيار في حساباتنا بالوحدات الذرية $(e = \hbar = 1)$ يجب ان نقسم كل قيمة من قيم التيار على (27.21).

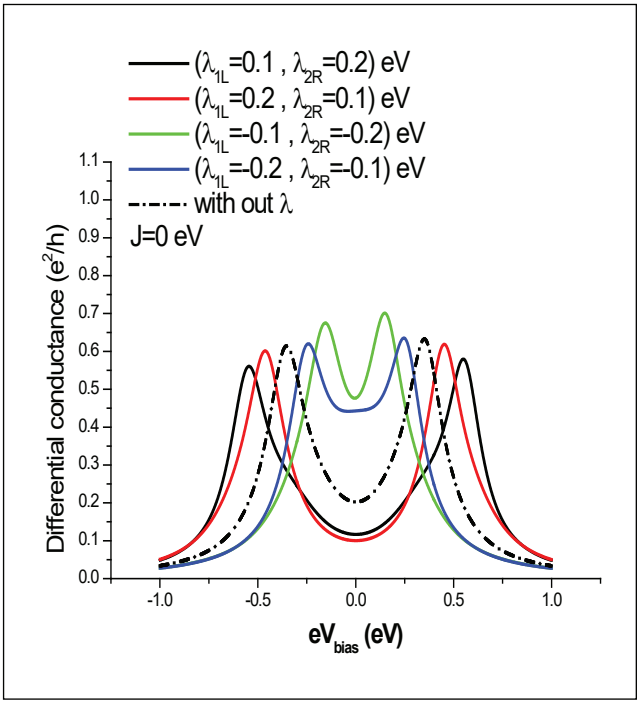
اما بالنسبة للتوصيلة التفاضلية فأنها تكون متناظرة حول العمود المار في نقطة الاتزان $eV_{bias} = 0$ لقيم $J \le 0.2\ \text{eV}$ الاشكال (2b,3b,5b) ولقيم $J \ge 0.2\ \text{eV}$ فأنها تكون غير متناظرة حول العمود المار في نقطة الاتزان مع ظهور قمم جديدة للتوصيلية التفاضلية والتي تدل على ان طبيعة التفاعل بين النقطتين تجاذبي.

الواضح من اشكال التوصيلية التفاضلية انها ذات قيمة دنيا تقع عند $eV_{bias} = 0$ وقيمتان عظمى لقيم $J \le 0.2\ \text{eV}$ ذات مواقع مختلفة بالاعتماد على قيم $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ فيما اذا كانت سالبة او موجبة، عندما تكون $|J| < 0.2\ \text{eV}$ فأنها تكون ذات قمة واحدة وخاصة لقيم التفاعل غير المباشر $(\lambda^{\sigma}_{2R} = -0.2\ \text{eV}, \lambda^{\sigma}_{2L} = -0.1\ \text{eV})$ والتي تدل على أن طبيعة التفاعل بين النقطتين تنافري، وبذلك تسلك النقطتين كما لو كانت نقطة كمية واحدة. عند استخدام $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ سالبة هذا يعني نقصان قيمة V_{12} وبالتالي سوف تقل فاصلة فولتية الانحياز. بينما اذا كانت $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ موجبة فأن قيمة التوصيلية عند نقطة الاتزان تكون اقل مما عليه في حالة $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ السالبة ولجميع قيم J المختارة. كما أن فاصلة فولتية الانحياز لقيم $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ الموجبة اكبر من الحالة التي يتم فيها اهمال تأثير التفاعل غير المباشر. أما في حالة $\lambda^{\sigma}_{i\alpha}$ السالبة فأن هذه الفاصلة اقل من الحالة التي يتم فيها اهمال تأثير التفاعل غير المباشر.

هذه الملاحظات مفيدة جداً لدعم مظاهر الجهاز النانوي الذي يعتمد في عمله على تفاعل نقطتين كميتين.

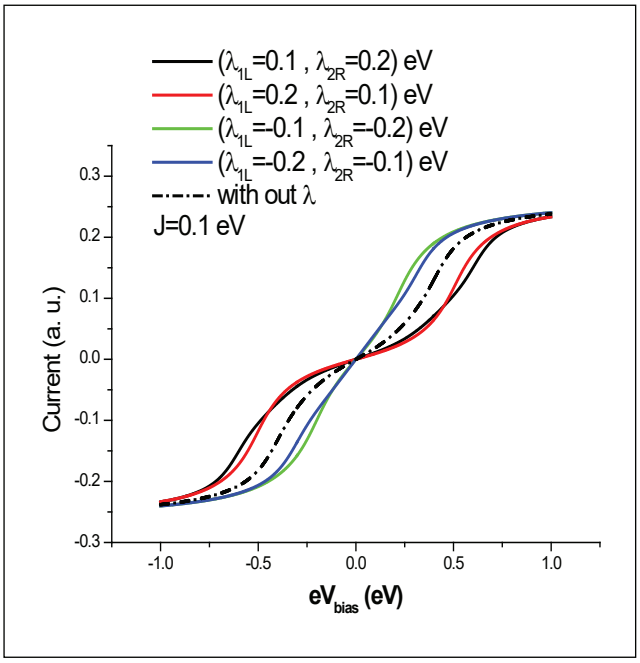


a

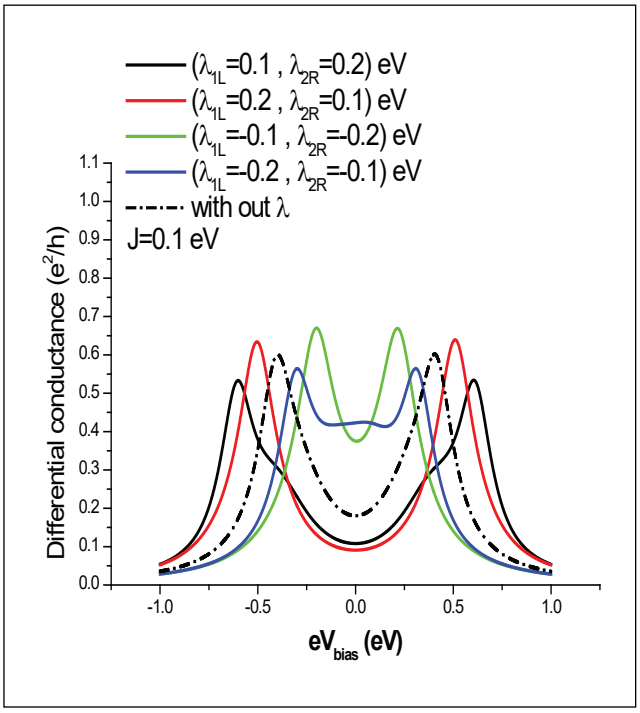


b

الشكل (2): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = 0\ \text{eV}$.

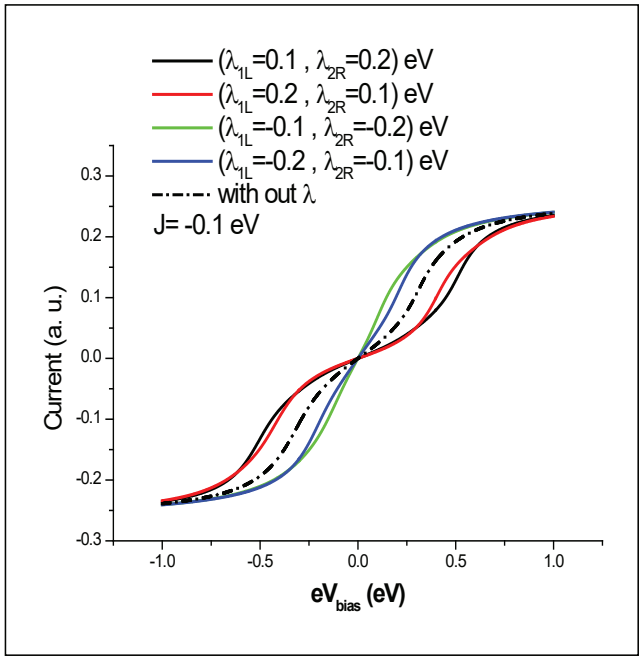


a

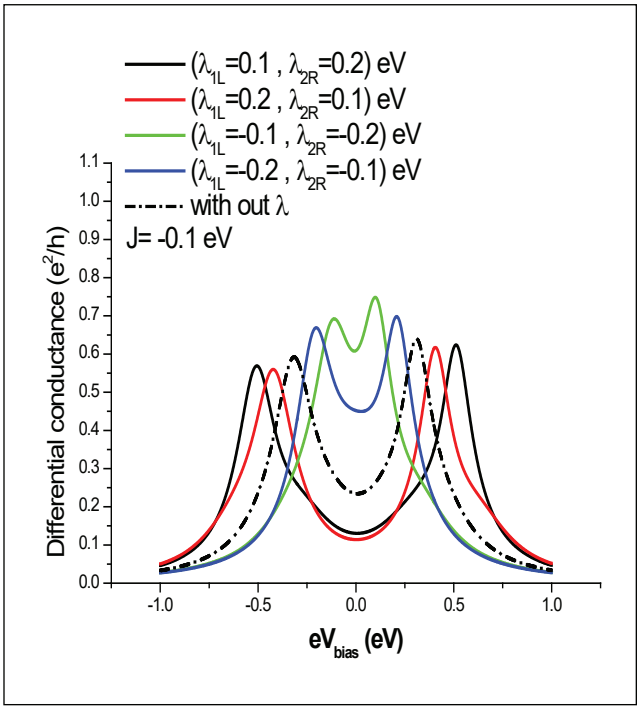


b

الشكل (3): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحيازو (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = 0.1$ eV .

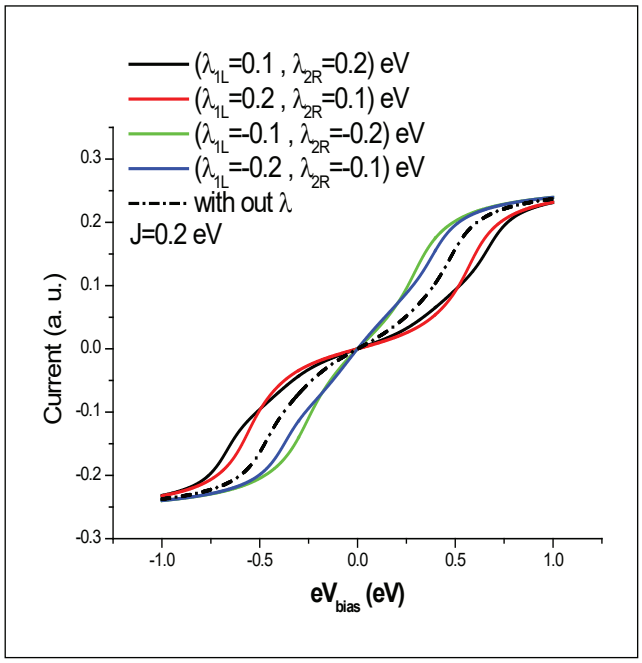


a

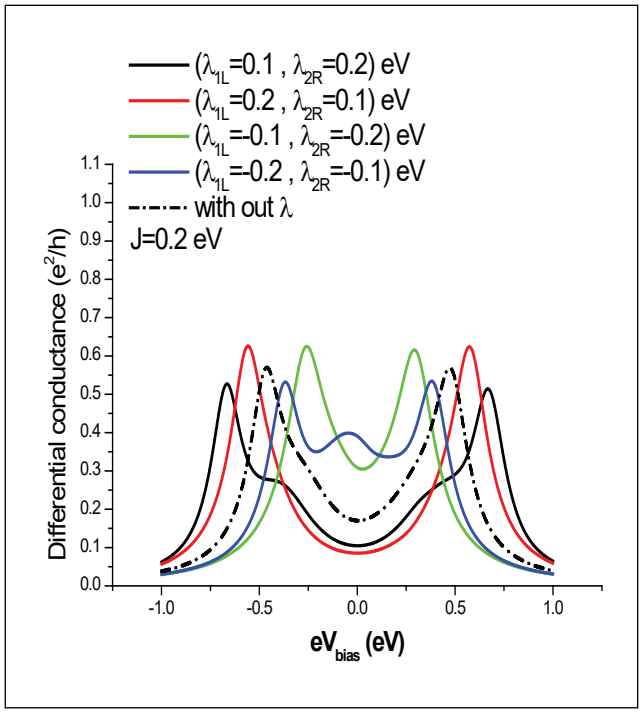


b

الشكل (4): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = -0.1$ eV .

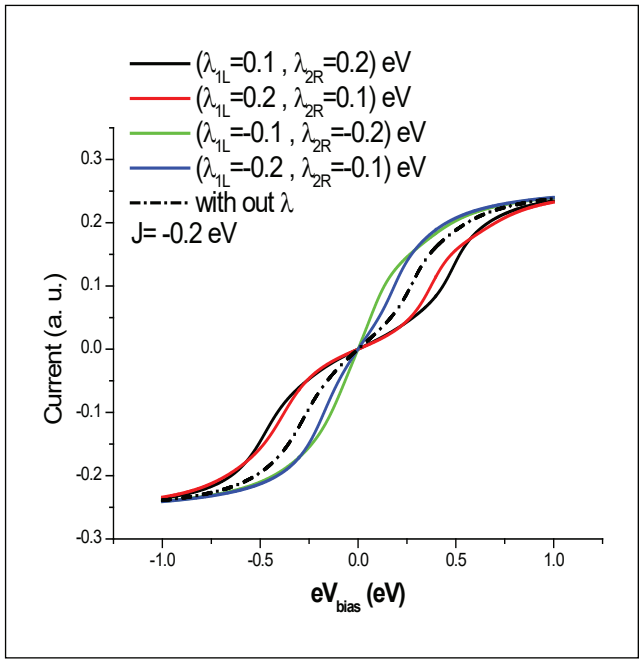


a

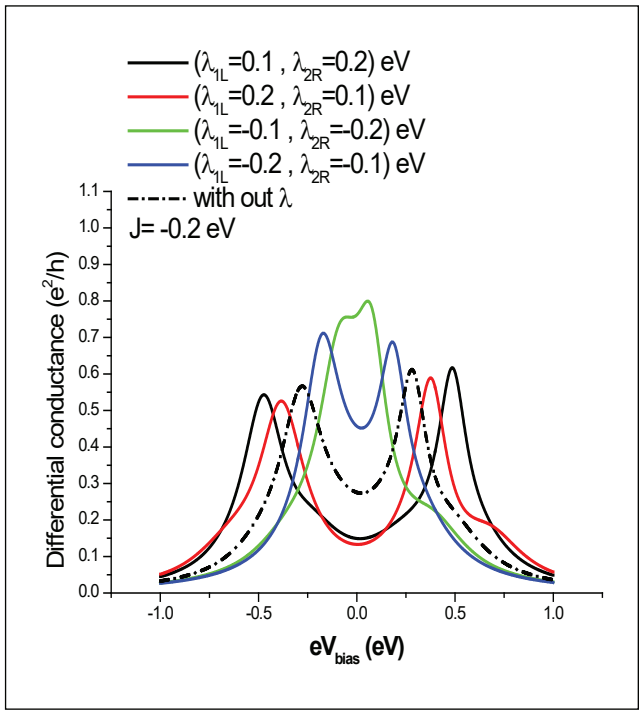


b

الشكل (5): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = 0.2$ eV .

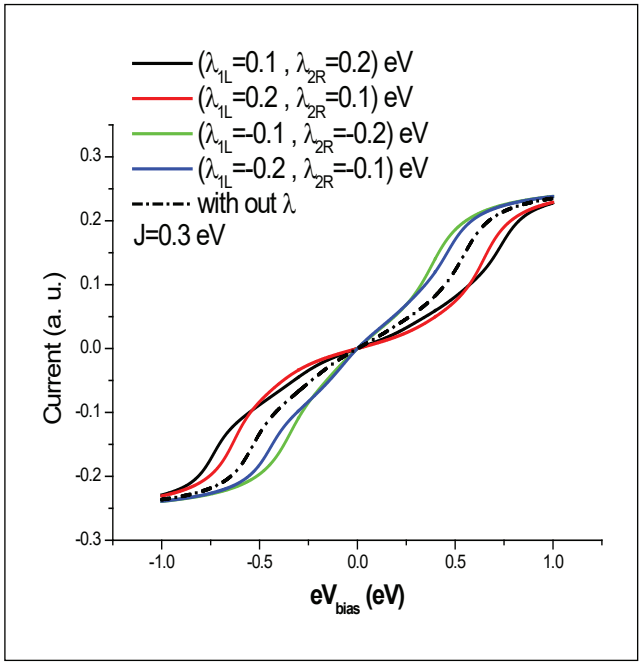


a

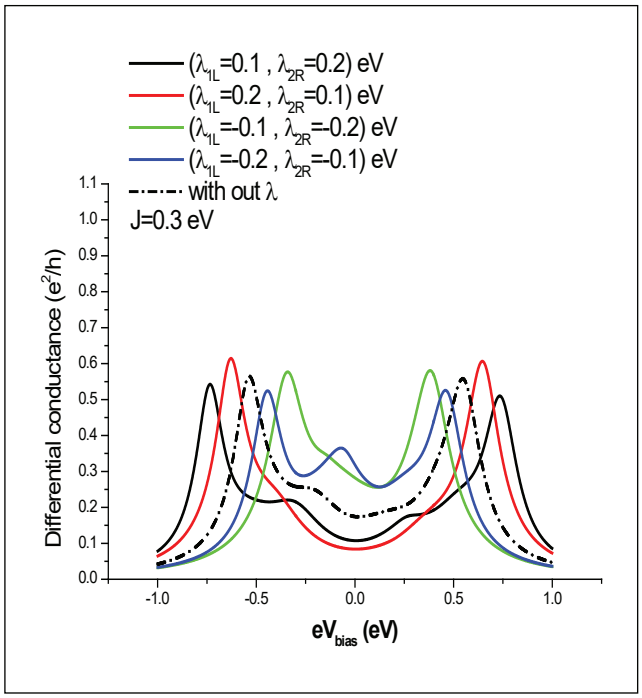


b

الشكل (6): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = -0.2$ eV .

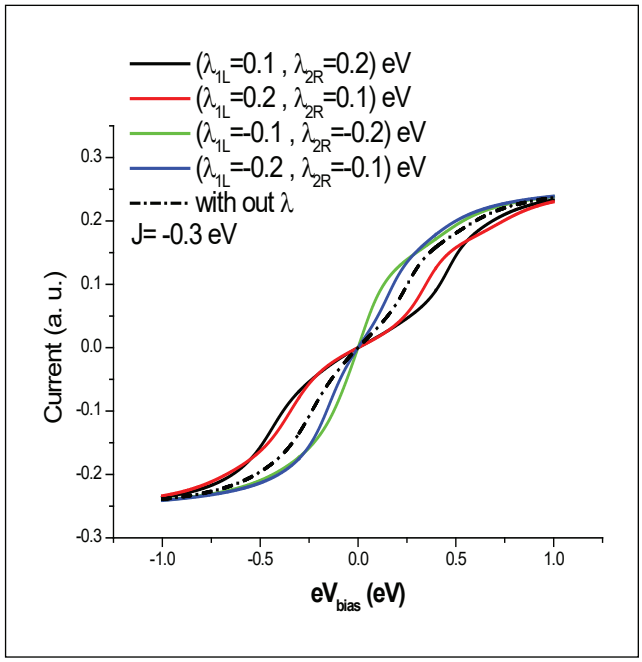


a

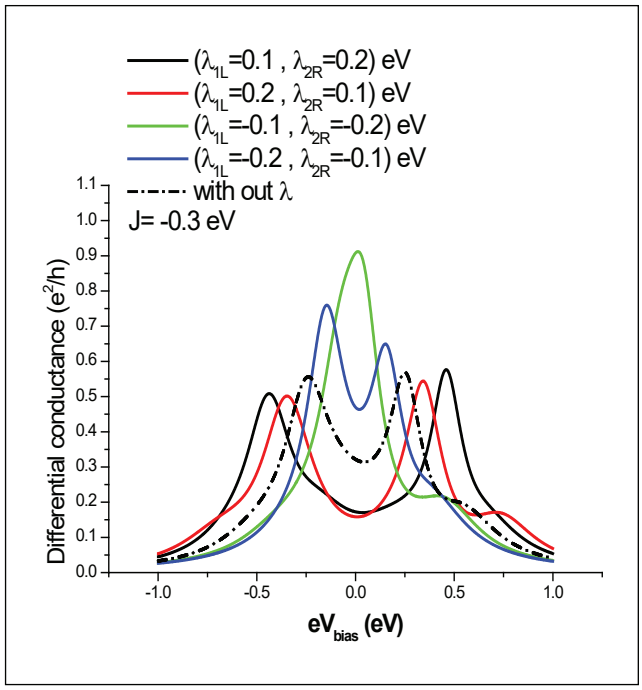


b

الشكل (7): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = 0.3$ eV .

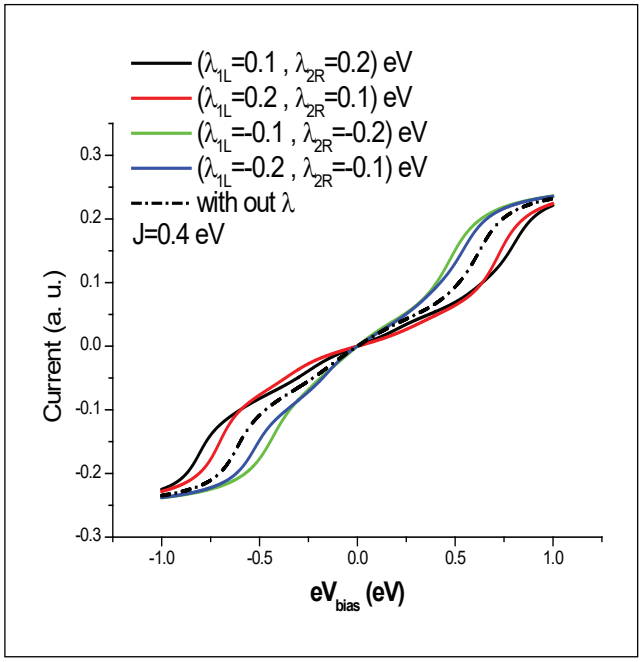


a

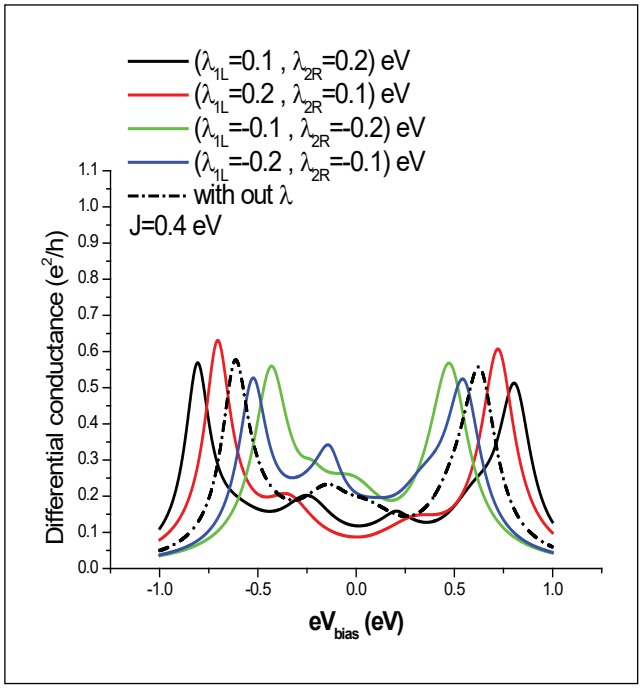


b

الشكل (8): (a)) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = -0.3$ eV .

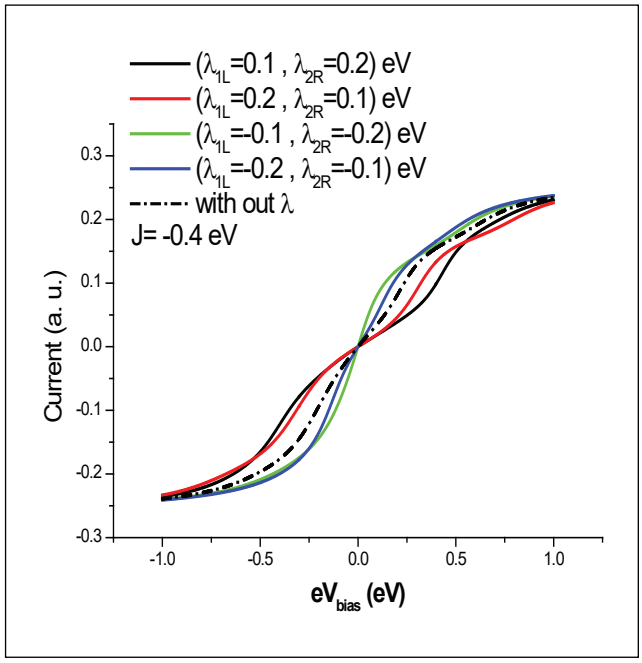


a

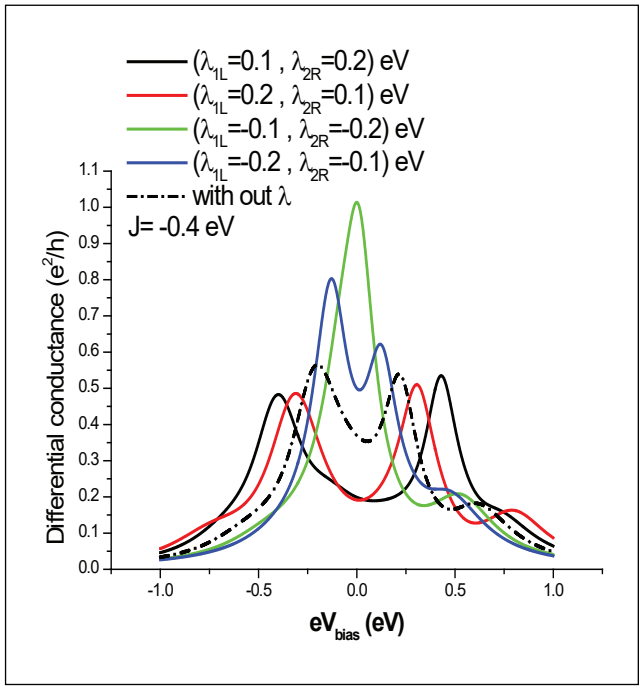


b

الشكل (9): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = 0.4$ eV .



a



b

الشكل (10): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما: $J = -0.4$ eV .

المصادر:

[1] Golovach, V. N., Loss, D., Phys. Rev. B 69 , 245327, (2004).

[2] McClure, D. T., DiCarlo, L., Zhang,Y., Engel, H. A., Marcus, C. M., Hanson, M. P., Gossard, A. C., Phys. Rev. Lett. 98, 056801, (2007).

[3] Kuo, D. M. T., Chang, Y., Phys. Rev. B 89, 115416, (2014).

[4] Li, R., Hudson, F. E., Dzurak, A. S., Hamilton, A. R., Nano Lett., 15 (11), pp. 7314–7318, (2015).

[5] Tsukanova, A. V., Chekmachevb, V. G., Russ. Micro. Vol. 45, No. 1, pp. 1–10, (2016).

[6] Wolf, S. A., Awschalom, D. D., Buhrman, R. A., Daughton, J. M., Von Molnar, S., Roukes, M. L., Chtchelka, A. Y., Treger, D. M., Sci. 294, 1488, (2001).

[7] Awschalom, D. D., Loss, D., Samarth, N., "Semiconductor Spintronics and Quantum Computation", Spr., Berlin, (2002).

[8] Maekawa, S., Shinjo, T., "Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures", Taylor & Francis, London, (2002).

[9] Liu, Y. Y., Stehlik, J., Eichler, C., Gullans, M. J., Taylor, J. M., Petta, J. R., Sci. Vol. 347, Issue 6219, pp. 285-287, (2015).

[10] Baart, T. A., Eendebak, P. T., Reich, C., Wegscheider, W., Vandersypen, L. M. K., Appl. Phys. Lett., Vol. 108, Issue 21, (2016).

[11] Shi, P., Hu, M., Ying, Y., Jina, J., AIP Advances 6, 095002, (2016).

[12] Kim, D., Economou, S. E., Badescu, S. C., Scheibner, M., Bracker, A. S., Bashkansky, M., Reinecke, T. L., Gammon, D., Naval Research Laboratory, 4555 Overlook Ave, SW, Washington, D.C., 20375, (2013).

[13] Li, H. W., Kardynal, B. E., See, P., Shields, A. J., Simmonds, P., Beere, H. E., Ritchie, D. A., Appl. Phys. Lett. 91, 073516, (2007).

[14] Najdi, M. A., AL-Mukh, J. M., Jassem, H. A., Journal of Bas. Res. (Sciences), Vol. (42). No. (1) B, (2016).

[15] Stepanyuk, V. S., Niebergall, L., Baranov, A. N., Hergert, W., Bruno, P., Comp. Mat. Sci. 35, pp. 272 – 274, (2006).

[16] Stepanyuk, V. S., Niebergall, L., Longo, R. C., Hergert, W., Bruno, P., Phys. Rev. B 70, 075414, (2004).

[17] Pietzsch, O., Kubetzka, A., Bode, M., Wiesendanger, R., Phys. Rev. Lett. 92, 057202, (2004).

[18] Slater, J. C., "Quantum Theory of Molecules and Solid", Vol.1, McGraw- Hill BookCompany, INC, New York, (1960).

[19] Grimley, T. B., Proc. of Phys. Soc., 90, 751-764, (1967).

[20] Lebosse, J. A., Lopez, J., Rousseau-Violet, J., Surf. Sci. 81, L329-L332, (1979); Lebosse, J.C., Lopez, J., Rousseau-Violet, J., Surf. Sci. 81, 329-332,

(1979).

[21] Alexander, S., Anderson, P. W., Phys. Rev., 133, 6, A1594, (1964).

[22] Newns, D. M., Phys. Rev. 178, 1123, (1969).

[23] Kjollerstorm, B., Scalapino, D. J., Shrieffer, J. R., Phys. Rev., 148(2), 665, (1966).

[24] [24] Grimley, T. B., Jyothibhasu, V. C., Surf. Sci., 124, 305, (1983).

[25] Fujii, T., Ueda, K., Phys. E 22, 498-501, (2004).

[26] Hershfield, S., Davies, J. H., Wilkins, J. W., Phys. Rev. Lett. 67, (1991).

[27] Hershfield, S., Davies, J. H., Wilkins, J. W., Phys. Rev. B 46, 7046, (1992).

[28] Tafarner, W. T., Davision, S. G., Cha. Phys. Lett., 269, 171, (1997).

[29] Sulston, K. W., Amos, A. T., Davision, S. G., Surf. Sci. 197, L555-L566, (1989).

[30] Sulston, K. W., Amos, A. T., Davision, S. G., Phys. Rev. B 37, No.16, (1988).

[31] Muda, Y., Bull-Nara. Unv. Educ., 32, 2, 85, (1983).

[32] Nielsen, S. K., Brandbyge, M., Hansen, K., Stokbro, K., van Ruitenbeek, J. M., Besenbacher, F., Phys. Rev. Lett. 89, 066804, (2002).

[33] Smit, R. H. M., Noat, Y., Untiedt, C., Lang, N. D., van Hemert, M. C., Ruitenbeek, J. M., Nat. 419, 906, (2002).

[34] Thygesen, K. S., and Jacobsen, K.W., Phys. Rev. Lett. 94, 036807, (2005).