

تحديد طول الانتشار في نصف الناقل InSb بطريقة التيار المحرض بحزمة الكترونية (EBIC)

رامز إبراهيم*

(تاريخ الإيداع ٨ / ١٠ / ٢٠٢٠ . قبل للنشر ٩ / ٢ / ٢٠٢١)

ملخص

نعرض في هذا العمل طريقة التيار المحرض بحزمة الكترونية المستخدمة بشكل واسع لحساب بارامترات انصاف النواقل، ونحدد طول انتشار حوامل الشحنة في نصف الناقل p-InSb من منحنيات التيار، حيث تبين أن طول الانتشار يتغير من 4µm الى 29µm في مجال الحرارة K (200-77) ، ثم نفسر هذا التغير اعتماداً على تغيرات عمر حوامل الشحنة بتابعة درجة الحرارة، ونقارن هذه النتائج مع تلك المتوفرة في المراجع العلمية.

الكلمات المفتاحية: حجم التوليد، منطقة النضوب، سرعة إعادة الاتحاد السطحية، مصائد، مراكز إعادة الاتحاد، عمر حاملات الشحنة، معامل الانتشار الثنائي القطبية، إثارة، آخذات

*أستاذ مساعد كلية العلوم قسم الفيزياء جامعة تشرين

Determination of the diffusion length in semiconductor InSb by electron beam induced current (EBIC) method.

Ramiz Ibrahim*

(Received 8 / 10 / 2020 . Accepted 9 / 2 / 2021)

ABSTRACT

In this work we present the electron beam induced current (EBIC) method, which widely uses to calculate the parameters of the semiconductor. The diffusion length of the charge carriers in p-InSb semiconductors is determined from the EBIC profiles, which change from 4 μm to 29 μm in the temperature range (77-200) K. This change has been explained using the temperature dependence of the charge carriers lifetime and these results comparing with those available in the scientific literatures.

Keywords: generation volume, depletion region, surface recombination velocity, traps, recombination centers, charge carriers lifetime, ambipolar diffusion coefficient, excitation, acceptors.

* Assistant Professor , coilege sciens , physics section Tishreen University.

مقدمة

ينتمي نصف الناقل انديوم-انتيموان InSb إلى مركبات المجموعة III-V من الجدول الدوري، ويعتبر من أهم هذه المركبات نظراً لاستخداماته الواسعة في الصناعات التكنولوجية الحديثة.

إن القيمة المرتفعة لحركية الإلكترونات في نصف الناقل InSb ($\mu_n = 7800 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) تجعله مناسباً لصناعة الحساسات المغناطيسية [1] ، كما أن صغر الكتلة الفعالة للإلكترون ($m_n = 0.04m_0$) الكتلة السكونية للإلكترون الحر) تتيح إنتاج خلايا شمسية ، وكواشف ضوئية حساسة من InSb .

يستخدم نصف الناقل InSb ككاشف للأشعة تحت الحمراء بسبب صغر فجوته الطاقية ($E_g = 0.16 \text{ eV}$) عند 300 K) وحركية الإلكترونات المرتفعة فيه [2] ، كما أنتجت اسلاك نانوية من InSb للكشف عن الأشعة تحت الحمراء متعددة الاطيف [3] ، كذلك صنعت كواشف ضوئية عالية الحساسية من InSb مع ذروة استجابة قابلة للضبط حسب المجال المغناطيسي [4] ، كما يمكن الكشف عن NO_2 في درجات الحرارة العادية إلى حد جزء من مليون باستخدام اسلاك نانوية أحادية البلورة من InSb، ويعتبر هذا النوع من الكواشف صديقاً للبيئة مقارنة مع أجهزة الاستشعار المعتمدة على الزرنيخ أو الفوسفور [5] ، وتتمتع الكواشف الضوئية المصنعة من أفلام رقيقة من InSb بحساسية عالية وسرعة استجابة مرتفعة [6] ، كذلك تم تصميم أجهزة تعمل بترددات THz من InSb كمستشعرات بصرية وطبية حيوية [7] .

يستخدم نصف الناقل InSb في إنتاج الأفلام الرقيقة، حيث تبين أن الأفلام الرقيقة من InSb المنماة على ركائز من GaAs تملك استقراراً كهربائياً وضوئياً عالياً ولها خصائص بصرية وبنوية ممتازة [8] ، وفي إنتاج الخلايا الشمسية النقطية الكمومية (quantum dot solar cell) [9] ، وتعتبر الناقلية الفائقة التبولوجية حجر الأساس في صناعة الحواسيب الكمومية، حيث تتميز الاسلاك النانوية المصنعة من InSb بناقلية فائقة تبولوجية [10] .

تعتبر طريقة التيار المحرض بحزمة الكترونية (سنناقشها في فقرة طرائق البحث ومواده) من الطرق الدقيقة والواسعة الانتشار لتحديد خواص المواد ،حيث يمكن استخدامها لتوصيف الخلايا الشمسية لمجموعة InP النانوية بهدف تحسين كفاءة الخلايا النانوية مقدماً بذلك معلومات مفيدة على مقياس النانو، وبالتالي توسيع نطاق التكنولوجيا النانوية [11]، كما توفر قياسات EBIC اختباراً تجريبياً لكفاءة تجميع حوامل الشحنة في الدبوبات نصف الناقل [12] ،وتعتبر قياسات EBIC وسيلة رائدة لدراسة وتحليل الوصلات p-n ووصلات شوتكي والبنية غير المتجانسة للمواد ومفيدة لدراسة وتحليل النماط النانوية [13] ، وتقدم طريقة جديدة لتحضير الخلايا الشمسية العضوية والملاعضوية للبيروفسكات (perovskite) [14] ،ويمكن بواسطتها الكشف عن العيوب والشوائب الموضعية في انصاف النواقل والخلايا الشمسية [15] .

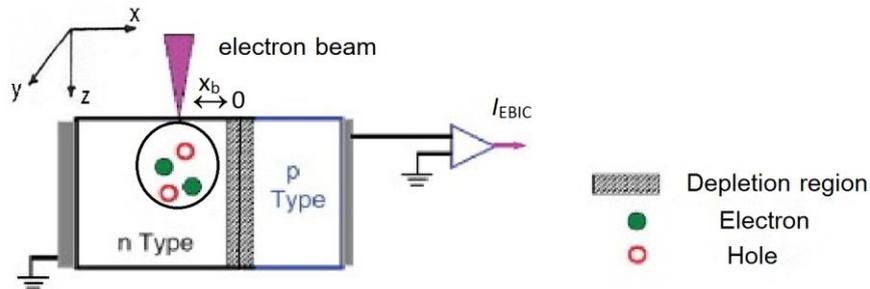
أهمية البحث وأهدافه

يهدف هذا البحث إلى تقديم عرض تحليلي لطريقة التيار المحرض بحزمة الكترونية، وهي واسعة الانتشار في تحديد بارامترات انصاف النواقل [16,17,18] ونستخدمها لتحديد طول انتشار حوامل الشحنة في نصف الناقل InSb p-، الذي يعتبر أحد البارامترات الأساسية لدراسة وتحسين الخلايا الشمسية [19] ، ويعتبر نصف الناقل InSb من أحد أهم أنصاف النواقل لصناعة الكواشف الضوئية [4] والخلايا الشمسية [9] والاسلاك النانوية للكشف عن الأشعة تحت الحمراء متعددة الاطيف [3] وصناعة الأفلام الرقيقة واستعمالها ككواشف ضوئية ذات حساسية عالية [6] .

طرائق البحث ومواده

تعتمد الطريقة EBIC على تقنية مجهرية الكترونية لتحليل الخصائص الكهربائية والضوئية للمواد نصف الناقلة ودراسة البنية الإلكترونية وتحليل العيوب في المواد، وهي تتضمن قياس التيار الكهربائي المار في مادة نصف ناقلة عندما تسقط عليها حزمة الكترونية.

عندما تسقط حزمة الكترونية طاقتها (10-50KeV) على مادة نصف ناقل تتولد أزواج الكترول-ثقب (electron-hole pairs) في منطقة سقوط الحزمة ، وتنتشر هذه الأزواج داخل المادة ، حيث تتم عملية الانتشار عبر إعادة توزيع الأزواج المتولدة نتيجة للحركة الحرارية العشوائية التي ينتج عنها انتقال حوامل الشحنة من المناطق ذات التركيز العالي (مناطق التوليد) الى المناطق ذات التركيز المنخفض ، وإذا احتوى نصف الناقل على مجال كهربائي فإنه يعمل على فصلها، وبالتالي يسري تيار كهربائي في دارة قياس مناسبة يسمى بالتيار المحرض بحزمة الكترونية EBIC الشكل(1).



الشكل (1): دارة قياس التيار EBIC

يمكن فهم التيار EBIC بالمقارنة مع الخلية الشمسية، حيث يؤدي سقوط الفوتونات أو الضوء على سطح الخلية الشمسية إلى توليد أزواج الكترول-ثقب مسببة تياراً كهربائياً في الخلية الشمسية حيث تؤدي الإلكترونات في تقنية EBIC دور الفوتونات في الخلية الشمسية.

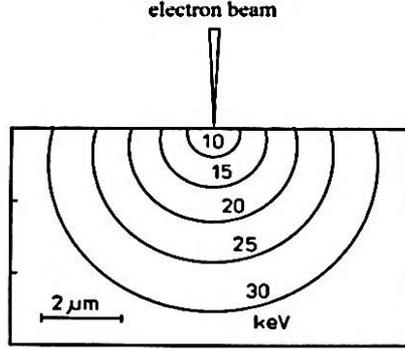
أن التيار الإلكتروني I_b في المجهر الإلكتروني صغير جداً من مرتبة nA ، لذلك يتم عادة مسح العينة بهذا التيار وإذا استخدم كإشارة تصوير يمكن تكوين صورة EBIC على شاشة المجهر حيث تظهر المنطقة الخالية من الشحنات كمناطق مضيئة والحاوية على الشوائب تبدو داكنة.

تجدر الإشارة الى انه يمكن استخدام حزمة ليزيرية [20] أو اشعة تحت الحمراء [21] لتوليد الأزواج الكترول-ثقب داخل انصاف النواقل وتحديد طول الانتشار، عمر حوامل الشحنة وسرعة إعادة الاتحاد السطحية.

حجم التوليد وطاقة تشكيل الأزواج

تتولد حوامل الشحنة الفائضة (الأزواج الإلكترونية-ثقب) داخل حجم التوليد (generation volume) عبر تفاعل الحزمة الإلكترونية مع الكترولونات المدارات الخارجية لذرات المادة.

يوضح الشكل (2) مقطعاً لحجم التوليد في نصف الناقل InSb عند طاقات مختلفة للحزمة الالكترونية E_0 (KeV) .



الشكل (٢): مقطع لحجم التوليد عند طاقات تسريع مختلفة للحزمة الالكترونية، الحجم متناظر بالنسبة لاتجاه سقوط الحزمة الالكترونية، حدود الدوائر تعبر عن المناطق التي تصبح فيها طاقة الالكترون صفراً

تتخذ الالكترونات المسرعة غير المتشتتة الى العمق Z_E داخل الجسم الصلب حسب النموذج المقترح من Kanaya و Okayama [22] ، وتنتشر بشكل كروي متجانس من المركز Z_E بنصف قطر $(R_M - Z_E)$ ، حيث R_M المدى الاعظمي للإلكترونات ذات الطاقة E_0 . يعطى عمق النفاذ وفق النموذج المذكور بالعلاقة:

$$Z_E = \frac{1 + 2\gamma - 0.21\gamma^2}{2(1 + \gamma)^2} R_M \quad (1)$$

والمدى الأعظمي للإلكترونات:

$$R_M = 2.76 \times 10^{-11} A \left(\frac{\rho}{gcm^{-3}} \right)^{-1} Z^{-\frac{8}{9}} \left(\frac{E_0}{eV} \right)^{\frac{5}{3}} \quad (2)$$

حيث $\gamma = 0.178 Z^{\frac{2}{3}}$ و A الكتلة الذرية للمادة و Z العدد الذري و ρ كثافة المادة .
نحصل في حالة نصف الناقل InSb ، حيث لدينا: $Z = 50$ وسطياً و $A = 118$ و $\rho = 5.77 gcm^{-3}$ من العلاقات (1) و (٢) على:

$$R_M (cm) = 1.7 \times 10^{-6} \left(\frac{E_0}{KeV} \right)^{\frac{5}{3}} \quad \text{و} \quad Z_E = 0.189 R_M$$

يدل النموذج نصف التجريبي على وجود علاقة خطية بين فجوة الطاقة لنصف الناقل والطاقة اللازمة لتوليد الأزواج الالكترون-ثقب [23] :

$$e_i = 2.6 E_g + 0.71 eV \quad (3)$$

e_i طاقة توليد الأزواج الالكترون-ثقب و E_g فجوة الطاقة لنصف الناقل (فجوة طاقته مباشرة).

الوصف الرياضي للتيار EBIC

يعود سبب نشوء التيار EBIC إلى الحقل الكهربائي (حاجز الكمون) عند الوصلة p-n الشكل (1) ، فعندما تولد الحزمة الالكترونية حوامل الشحنة الفائضة داخل منطقة النضوب (depletion region) يتم فصل حوامل الشحنة بواسطة الحقل الكهربائي وينتج فرق كمون غير متوازن مسبباً تياراً كهربائياً في دائرة القياس .
اما إذا تولدت حوامل الشحنة خارج منطقة النضوب (يفترض انه لا يوجد بداخلها حقل كهربائي) فإن حوامل الشحنة الفائضة، أي حوامل شحنة الأقلية، تصل عبر عملية الانتشار إلى منطقة النضوب وتخضع بذلك للمجال الكهربائي فتفصل وتساهم بالتيار EBIC .

يتناقص احتمال وصول حوامل الشحنة الفائضة إلى منطقة النضوب مع ابتعاد منطقة التوليد عن الوصلة p-n بسبب زيادة احتمال إعادة اتحادها داخل المادة، كذلك فإن إعادة الاتحاد على سطح العينة يقلل من أعداد حوامل الشحنة الفائضة التي تصل إلى منطقة النضوب ، وتوصف هذه العملية بما يسمى سرعة إعادة الاتحاد السطحية (surface recombination velocity).

يقاس التيار EBIC عبر الوصلة p-n في حالة الاستقرار كتابع للمسافة x_b بين موقع سقوط الحزمة الالكترونية وموضع الوصلة p-n الشكل (1) وبحسب طول انتشار حوامل شحنة الأقلية وسرعة إعادة اتحادها السطحية من تغيرات التيار EBIC كتابع للموضع.

نحصل على علاقة التيار EBIC من خلال معرفة تركيز حوامل الشحنة الفائضة عند الموقع x_b في حالة الاستقرار ، وتعطي معادلة الاستمرارية هذا التركيز كتابع للموضع أخذاً بعين الاعتبار توليد حوامل الشحنة الفائضة والعملية المعاكسة أي إعادة الاتحاد كما تراعي الانتشار الناتج عن الإثارة اللامتجانسة (إثارة نوعي الشحنات). تصف معادلة الاستمرار في شكلها الثنائي القطبية (أي وجود الالكترونات والتقوب معاً) السلوك المترابط للإلكترونات و التقوب الفائضة وتأخذ الصيغة التالية في حالة وجود المصائد (traps) والإثارة الضعيفة [24] :

$$D_{nt} \operatorname{div} \operatorname{grad} \delta n(x, y, z) - \frac{\delta n(x, y, z)}{\tau_n} + G(x, y, z) = 0 \quad , \quad (4 - a)$$

$$D_{pt} \operatorname{div} \operatorname{grad} \delta p(x, y, z) - \frac{\delta p(x, y, z)}{\tau_p} + G(x, y, z) = 0 \quad ' \quad (4 - b)$$

حيث D_{pt} و D_{nt} معاملا الانتشار ثنائي القطبية للإلكترونات والتقوب الفائضة (ambipolar diffusion) coefficient و $\delta n(x, y, z)$ و $\delta p(x, y, z)$ تركيز الالكترونات والتقوب الفائضة في النقطة (x, y, z) ، و τ_n و τ_p عمر حوامل الشحنة الفائضة للإلكترونات والتقوب ، و $\frac{1}{\tau_p}$ و $\frac{1}{\tau_n}$ احتمال إعادة الاتحاد في واحدة الزمن للإلكترونات والتقوب ، و $G(x, y, z)$ تابع التوليد الخارجي الذي يصف التوزيع المكاني للأزواج الكترون-تقوب المتولدة في واحدة الزمن داخل واحدة الحجم.

تتم عمليات إعادة الاتحاد في نصف الناقل InSb عند درجات الحرارة المنخفضة عبر مراكز إعادة الاتحاد (recombination centers) [25,26] ويكون لدينا $\delta n \neq \delta p$ وتكون معادلة شبه الاعتدال الكهربائي من الشكل:

$$\delta n + \delta N^- = \delta p \quad , \quad (5)$$

حيث δN^- تركيز الالكترونات الفائضة الملتقطة (المحتجزة) في مراكز إعادة الاتحاد. يعطى معدل الالتقاط r بالعلاقة:

$$r = \frac{\delta n}{\delta p} = \frac{\tau_n}{\tau_p} \quad . \quad (6)$$

ويعطى معاملا الانتشار الثنائي القطبية للإلكترونات بالعلاقة:

$$D_{nt} = \frac{\frac{n_0}{r} + p_0}{bn_0 + p_0} D_n \quad , \quad (7)$$

حيث n_0 و p_0 تركيز الالكترونات والثقوب في عصابة الناقلية والتكافؤ في حالة التوازن الترموديناميكي و D_n معامل انتشار الالكترونات و $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ نسبة حركية الالكترونات الى الثقوب.

ومعامل الانتشار الثنائي القطبية للثقوب:

$$D_{pt} = \frac{n_0 + r p_0}{n_0 + \frac{p_0}{b}} D_p \quad (8)$$

أما معادلة طول الانتشار الثنائي القطبية (ambipolar diffusion length) فهي:

$$L^2 = D_{nt} \tau_n = D_{pt} \tau_p \quad (9)$$

تتحقق في حالة مادة نصف ناقلية من النوع p- المتراجحتان الآتيتان:

$$(bn_0 / p_0) \ll 1 \quad \text{و} \quad n_0 / p_0 \ll 1 \quad .$$

وبالتالي يكون :

$$D_{pt} = r D_n \quad \text{و} \quad D_{nt} = D_n$$

تنص شروط الإثارة الضعيفة (weak excitation) [27] على تحقق المتراجحات الآتية:

$$\delta n \ll \left(n_0 + \frac{p_0}{b} \right) \left(1 + \frac{1}{br} \right) , \quad \delta n \ll (n_0 + r p_0) \quad (10)$$

$$\delta p \ll p_0 \quad , \quad \delta n \ll 2 \times 10^{-5} p_0 \quad . \quad (11)$$

قدم العديد من الباحثين حلاً لمعادلة الاستمرارية -المعادلة (٤)- لحساب التيار EBIC في حالة مادة متجانسة

وإعادة اتحاد غير متعلقة بالموضع باستخدام الشروط الحدية التالية:

عند سطح العينة يكون:

$$D_n \frac{\delta n(x,y,z)}{\delta z} \Big|_{z=0} = s \cdot \delta n(x,y,0) \quad , \quad (12)$$

حيث s سرعة إعادة الاتحاد السطحية .

وعند حافة منطقة النضوب $x = 0$ يكون:

$$\delta n(0,y,z) = 0 \quad . \quad (13)$$

وهذا يعني أنه عند $x = 0$ يتم فصل كل حوامل الشحنة المتولدة وكلها تساهم بالتيار .

إذا كان $\delta n(x,y,z)$ معلوماً يمكن حساب تيار حوامل شحنة الأقلية التي تعبر مستوي الوصلة p-n عند

$x = 0$ من تدرج التركيز ويكون [16,28]:

$$I(x_b) = e D_n \int_{-\infty}^{+\infty} dy \int_0^{+\infty} dz \frac{\delta n(x,y,z)}{\delta z} \Big|_{x=0} \quad . \quad (14)$$

تعطي العلاقة (14) قيمة التيار EBIC كتابع للموضع، و الوصف التحليلي للتيار من العلاقة (١٤) ممكن

فقط في حالة تابع توليد بسيط(تابع له صيغة رياضية معروفة).

قدّم Van Roosbroeck [29] حلاً للمعادلة (١٤) مفترضاً أن تابع توليد حوامل الشحنة هو منبع نقطي

على سطح المادة، و افترض Berz and Kukin [30] أن توليد حوامل الشحنة يتم بشكل متجانس داخل حجم كروي

تحت سطح المادة بعمق مرتبط بطاقة الالكترونات الساقطة وفق العلاقة (١) وأجرى Donolate [31] التكامل للعلاقة

(14) مفترضاً أن تابع التوليد هو تابع غوصي ثلاثي الابعاد وأظهرت نتائج الحسابات للنماذج المذكورة أن تغيرات

التيار EBIC كتابع للموضع يتناسب مع $\exp(-x_b / L)$ عندما تكون سرعة إعادة الاتحاد السطحية أصغر من سرعة الانتشار $(s \ll D_n / L)$.

النتائج والمناقشة:

نعتمد في تحليل طول الانتشار على عمر حوامل الشحنة العالقة (9)، حيث تتم عمليات إعادة اتحاد حوامل الشحنة في نصف الناقل InSb عبر مراكز إعادة الاتحاد [25,26] ونفترض في مناقشتنا للنتائج وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة.

استنتج Tokumaru [32] من دراسة طيف الامتصاص الاشعة تحت الحمراء لبلورات InSb وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد عند 0.10 eV و 0.032 eV داخل فجوة الطاقة، كما بينت دراسة $n(T)$ في نصف الناقل InSb وجود مراكز إعادة اتحاد عند 0.035 eV و 0.07 eV داخل فجوة الطاقة [33].

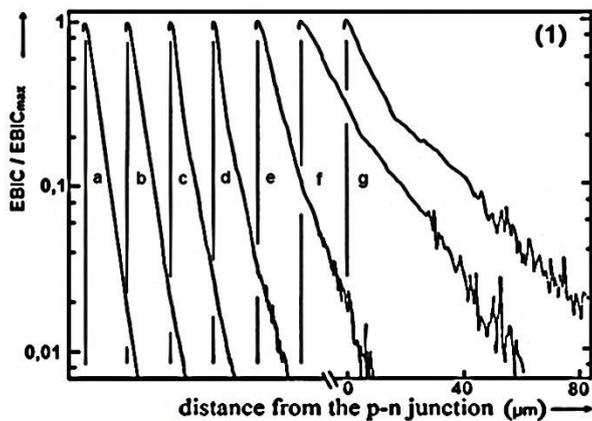
أن هذه المراكز (المصادد) عيوب شبكية أو ذرات شائبة داخل البلورة [34,26]، وتختلف عن الشوائب المراد إدخالها إلى البلورة للحصول على أخذات ومناح كونهما تشكل مستويات طاقة داخل فجوة الطاقة.

يوضح الشكلان (3-1) و (3-2) نموذجاً لتغيرات التيار EBIC مقسوماً على قيمته العظمى كتابع للمسافة

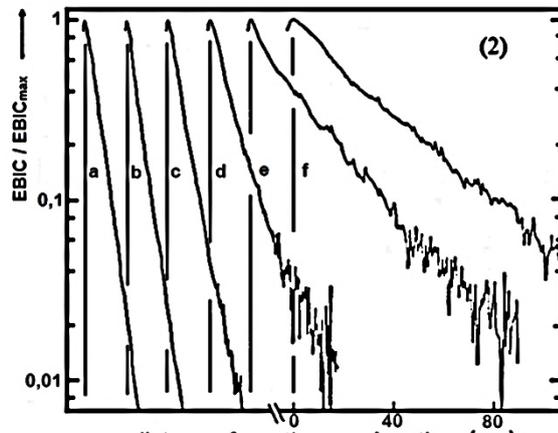
عن الوصلة p-n من أجل درجات حرارة مختلفة ضمن المجال (200-80) K، حيث يبلغ تركيز الأخذات

الصافي $N_A = p_0 - n_0 = 1.5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ (pure acceptors concentration) في

الشكل (3-1) و $5.8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ في الشكل (3-2).



طاقة تسريع الالكترونات $E_0 = 20 \text{ KeV}$



طاقة تسريع الالكترونات $E_0 = 20 \text{ KeV}$

para	a	b	c	d	e	f	g
T(K)	79	103	122	143	164	180	196
I_b	200 pA	200 pA	200 pA	300 pA	1 nA	3 nA	3 nA

para	a	b	c	d	e	f
T(K)	80	113	133	152	176	194
I_b	400 pA	400 pA	400 pA	400 pA	7,5 nA	60 nA

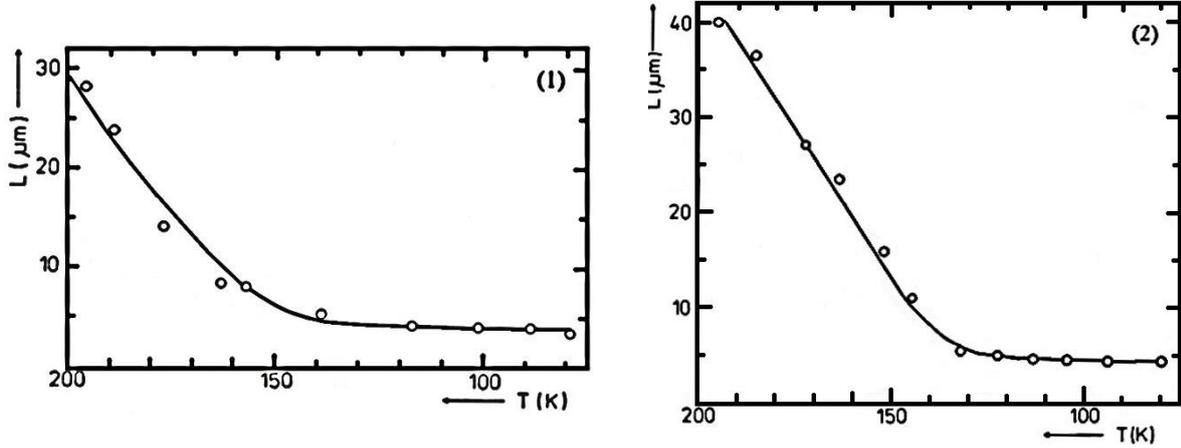
الشكل (3): تغيرات التيار EBIC كتابع للمسافة عند درجات حرارة مختلفة

يمكن حساب طول الانتشار عند أية درجة حرارة من الشكلين (3-1) و (3-2) من مقلوب ميل التابع EBIC

في التمثيل نصف اللوغاريتمي $\ln I = f(x_b)$.

تبدى المنحنيات في الشكلين (1,2) ميلاً شبه ثابتاً في مجال درجات الحرارة K (80-130) وهذا يعني أن طول الانتشار ثابتاً في هذا المجال ، بينما من أجل درجات حرارة أعلى من 130 K يختلف الميل من منحنى إلى آخر وهذا يعني أن طول الانتشار متغير وليس ثابتاً .

يبين الشكلان (1-4) و (2-4) تغيرات طول الانتشار بتابعية درجة الحرارة



تركيز الأخذات $N_A = 5.8 * 10^{15} cm^{-3}$

تركيز الأخذات $N_A = 1.5 * 10^{15} cm^{-3}$

الشكل(4): تغيرات طول الانتشار بتابعية درجة الحرارة

تبلغ قيمة طول الانتشار في كلتا الحالتين حوالي $4\mu m$ في مجال الحرارة K (80-130) ، ومع ارتفاع درجة الحرارة يزداد طول الانتشار حتى يصل إلى القيمة $29\mu m$ [الشكل(1-4)] و $40\mu m$ [الشكل(2-4)] بالقرب من درجة الحرارة 200K .

يرتبط طول الانتشار بعمر حوامل الشحنة بالعلاقة (9) $(L^2 = D \tau)$ [35] ويرتبط معامل الانتشار D بحركية حوامل الشحنة μ بعلاقة آينشتاين $(\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e})$ [35] وتتغير حركية حوامل الشحنة μ في نصف الناقل InSb بتابعية الحرارة وفق $\mu \sim T^{-\gamma}$ حيث تأخذ γ القيم (1.5 - 1) في مجال درجات الحرارة K (77-300) وبذلك تكون تغيرات D مهملة بالمقارنة مع تغيرات τ في المجال K (77-200) ويمكن تفسير تغيرات L اعتماداً على تغيرات τ بافتراض وجود مركزين لإعادة الاتحاد عند $E_1 = 0.032eV$ و $E_2 = 0.10eV$ داخل فجوة الطاقة .

عند درجات الحرارة المنخفضة K (80-130) يقع مستوي فرمي تحت مستوي مراكز إعادة الاتحاد E_1 وبالقرب من حافة نطاق التكافؤ، وبالتالي تتم إعادة الاتحاد عبر هذا المستوي ويبقى عمر حوامل الشحنة ثابتاً تقريباً، وبالتالي طول الانتشار، ويتحرك مستوي فرمي إلى الأعلى داخل فجوة الطاقة مع ارتفاع درجة الحرارة وبالتالي يتناقص عدد المراكز التي يمكن أن تلتقط الكترونات مما يؤدي إلى زيادة عمر حوامل الشحنة، وبالتالي يتزايد طول الانتشار، ومع الاستمرار بارتفاع الحرارة ينتقل مستوي فرمي ليقع بين مستويي مراكز إعادة الاتحاد ويصبح عدد كبير من المراكز مشغولاً بالإلكترونات مما يسبب زيادة في عمر حوامل الشحنة .

يقترّب مستوي فرمي في جوار 200 K من منتصف فجوة الطاقة ويكون المستوي الثاني لمراكز إعادة الاتحاد بالقرب من مستوي فرمي وبالتالي تغلب عملية إعادة الاتحاد عبر هذا المستوي وتكون إعادة الاتحاد عبر المستوي الأول ضعيفة نسبياً كونه بعيد عن مستوي فرمي مما يؤدي إلى زيادة عمر حوامل الشحنة، وبالتالي زيادة طول

الانتشار، ويعزى الاختلاف في طول الانتشار بين الشكلين (1-4) و(2-4) عند درجات الحرارة فوق 130 K إلى الاختلاف في تركيز الآخذات .
بين Hagan وزملائه [36] خلال تجاربهم على n-InSb ان طول الانتشار $60\mu\text{m}$ عند درجة حرارة الغرفة وهذا يتوافق مع القيمة التي يمكن استقرائها من منحنيات الشكل (4) ، وحدد Bloom [37] خلال تجاربه على رقائق InSb قيمة طول الانتشار $3.6\mu\text{m}$ عند درجة الحرارة 77 K ، حيث تتفق مبدئياً قيم الشكل (4) مع هذه القيمة .
كما أظهرت تجارب Li [38] على نصف الناقل InAs/InAsSb أن طول انتشار حوامل الشحنة في المجال (150-77)K يكاد يكون غير متعلق بدرجة الحرارة وهذا يتوافق مع النتائج في حالة InSb .

الاستنتاجات والتوصيات:

تم حساب طول انتشار حوامل الشحنة في نصف الناقل p-InSb باستخدام طريقة التيار المحرض بحزمة الكترونية، ووجد أن طول الانتشار يبلغ القيمة $4\mu\text{m}$ عند درجة الحرارة 77 K ويزداد ليصل إلى القيمة $29\mu\text{m}$ عند الدرجة 200 K وهذه النتيجة تتوافق مع القيم المعطاة في المراجع العلمية المتوفرة، ومن المستحسن استخدام هذه الطريقة لتحديد بارامترات (عمر حوامل الشحنة، طول الانتشار وسرعة إعادة الاتحاد) أنصاف نواقل أخرى من المجموعة III-V.

المراجع:

- [1]- C.Hilsum and A.G.Rose-Innes, *semiconducting III-V compounds*, Pergamum Press Oxford, London, Paris 1961.
- [2]-S.H.Park,H.S.Kim et all, Journal of Korean Society vol.58 issue 6(2011)1577-1580, development of InSb semiconductor detector for high resolution radiation measurement.
- [3]-C.Goosney,V.M.Jarvis et all, *semiconductor science and technology* vol.34,NO.3 (2019), Google scholar, InSb nanowires for multispectral infrared detection .
- [4]-Yu.B.Vasilyev,A.A.Usikova et all, *semiconductors* 42(2008) Google scholar , highly sensitive submillimeter InSb photodetectors.
- [5]-R.K.Paul,S.Badhulika and A. Mulchandani, *Appl.phys.Lett.*,99 (2011) Google scholar roomtemperature detection of NO_2 using InSb nanowire .
- [6]-M.E.Kutepov,T.A.Minasyan et all, *Advanced Materials* vol.6(2020)183-190 *Fabrication and Investigation of InSb Thin Films fo IR SAW.*
- [7]-S.R.J.Bhatt,P.B.P.Deshmukh et all, *journal of infrared,millimeter and terahertz waves* 37(2016)795-804,resonant terahertz InSb waveguide device for sensing polymers.
- [8]-Y.Laing,F.Wang et all, Journal of Appl.Spectroscopy 86(2019)276-282,

- investigation of the optical properties of InSb thin films grown on GaAs by temperature-dependent spectroscopic ellipsometry.
- [9]-A.Aissat, F.Benyetto and J.P. Vilcot, *international journal of hydrogen energy* vol.42, issue 30(2017) 19518-19524, *electrical and optical properties of InSb/GaAs QDSC for photovoltaic*.
- [10]-Ö.Gül,H.Zhang et all, *Nano Lett.*vol.17 No.4(2017)2690-2696, hard superconducting gap in InSb nanowires.
- [11]-E.Barrigon,Y.Zhang et all, *Nano Energy* vol.71(2020) Google scholar,Unravelling processing issues of nanowire-based solar cell arrays by electron beam induced current measurement .
- [12]-D.Abou-Ras and Tn.Kirchart, *ACS Appl.Energy Mater.* vol.2 No.9 (2019), Google scholar, Electron- Beam-Induced Current Measurement of Thin –Film Solar cells.
- [13]-E.Barrigon,A.Enrique et all.46th *IEEE photovoltaic specialists conference* (2019) 2730-2733, nanoprobe-enabled electron beam induced current measurement on III-V nanowire-based solar cells.
- [14]-M.Duchamp,H.Hu et all, *Ultramicroscopy* vol.217(2020), Google scholar, STEM electron beam induced current measurement of organic – inorganic perovskite solar cells.
- [15]-N.Papez,R.Dallaev, et all, *procedia structural integrity* vol.23(2019)595-600, microstructural investigation of defects in photovoltaic cells by the electron beam-induced current method.
- [16]-D.E.Ioannou and A.Dimitriadis, *IEEE transactions on electron devices* vol.ED29, No.3 (1982)445-450, A SEM-EBIC minority-carrier diffusion-length measurement technique.
- [17]-A.Romanowski and D.B.Wittry, *J.Appl.Phys.*60(8)(1986)2910-2913, measurement of carrier lifetime, effective recombination velocity and diffusion length near the grain boundary using the time-dependent electron beam-induced current.
- [18]-O.Paz and J.M.Borrego , *J.Appl.Phys.*61(4)(1987)1537-1546, collection of electron-beam generated carriers in the presence of grainboundary or an epitaxial interface.
- [19]-S.I.Maximeko and R.J.Walter ,*IEEE 42nd photovoltaic specialist conference*(2015) New Orleans ,LA,USA.
- [20]-C.A.Dimitriadis,O.Valasiades et all,*IEEE Transactions on Electron Devices* ED33 No11(1985)1780-1784,Determination of Diffusion Length and Grain Boundary Recombination Velocity by Laser Excitation .

- [21]-N.G.Nilsson,Solid-State Electronics,Vol(7) (1964)455-463,Determination off Carrier Lifetime,Diffusion Length,and Surface Recombination Velocity in Semiconductors From Photo-Excited Infrared Absorption.
- [22]-K.Kanaya and S.Okayama ,J.phys.D ;Appl.phys.vol.5 No.1(1972),penetration and energy-loss theory of electrons in solid targets.
- [23]-T.Kobayashi, T. Sugita, M.Koyama, S.Takayanagi, IEEE trans.nucl.sci.NS19(1972) 324-329, electron-hole generation energy in Gallim Arsenid by X and Y photons.
- [24]-W.Van Roosbroeck, phys. rev.119(1960)636-652, current-carrier transport and photoconductivity in semiconductors with trapping.
- [25]-J.Okada , J.phys.soc.Japan 12(1957)1338-1344, validity of small-signal analysis of photoelectromagnetic and photoconductive effects in p-type InSb .
- [26]-S.C.Choo, phys.rev.B3(1971)560-562, Recombination of excess carriers in semiconductors .
- [27]- S.C.Choo, A.C.Sanderson, solid-state electronics vol.13,issue5(1970)609-617 bulk trapping effect on carrier diffusion length as determined by the surface photovoltage method: theory.
- [28]-D.E.Burk,S.Kanner,et all ,J appl.phys.54(1) (1983) 169-173, Determination of recombination velocity at grain boundary using electron-beam-induced current.
- [29]- W.Van Roosbroeck,J.appl.phys.26(1955)380-391, injected current transport in a semi-infinite semiconductor and the determination of lifetime and surface recombination velocities .
- [30]-F.Berz,H.K.Kuiken, solid-state electron.19(1976)437-445,theory of lifetime measurements with the scanning electron microscope: steady state.
- [31]-C.Donolate, solid-state electron.25(1982),1077-1081, on the analysis of diffusion length measurements by SEM.
- [32]-Y.Tokumar et all,Japan J.appl.phys.vol.26 No.3(1987)499-500, deep levels in n-type undoped and Te-doped InSb crystals.
- [33]-V.V.Kosarev et all, phys.stat.sol.(a)107(1988)k43-k48, intrinsic and deep centers charge carriers in Indium Antimonide .
- [34]-J.E.L.Hollis et all, J.appl.phys.38(1967)1626-1636,recombination centers in InSb.
- [35]-V.L.Bon-Bruenic and S.G.Kalashnikov, Halbleiter-physik,VEB Deutscher Verlag des Wissenschaften ,Berlin 1983,p.253 .
- [36]-D.G.Hagan,H.D.Makenzie et all, optics letters vol10,issue 4(1985)187-189, carrier diffusion measurements in InSb by the angular dependence of degenerate four-wave mixing .
- [37]-I.Bloom and Y.Nemirsouky ,IEEE transaction on electron devices vol.39 issue 4 (1992)809-812 ,bulk lifetime determination of etch-thinned InSb wafers for tow-dimensional infrared focal plane array.

[38]-Z.Li, Dissertation A, Arizona State University 2016, Modeling and Control of a Longitudinal of Ground Robotic Vehicles .