

## آلية إعادة الاتحاد وحساب عمر حوامل الشحنة في نصف الناقل انديوم أنتيموان

د. رامز إبراهيم \*

(تاريخ الإيداع 2019/ 6/26. قُبل للنشر في 8 / 9 / 2019)

### □ ملخص □

نعرض في هذا العمل ميكانيكية إعادة اتحاد حوامل الشحنة استناداً إلى نموذج إعادة الاتحاد، الذي يفترض وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة ، ثم نقوم بحساب عمر حوامل شحنة الإلكترونات  $\tau_n$  والثقوب  $\tau_p$  في نصف الناقل p-InSb بتابعية درجة الحرارة في المجال (300-77)K، ونقارن نتائج الحسابات مع القيم المقاسة تجريبياً في المراجع العلمية المتوفرة .

**الكلمات المفتاحية:** مستويات مراكز إعادة الاتحاد، إعادة اتحاد مباشرة بين النطاقات، عمر حوامل الشحنة، فجوة الطاقة، مصائد، إعادة اتحاد اوجيه، تحلل.

---

\* أستاذ مساعد-قسم الفيزياء-كلية العلوم- جامعة تشرين .

## Recombination mechanism and calculating of the charge carrier lifetime in semiconductor Indium Antimony (InSb)

Dr. Ramez Ibrahim\*

(Received 26 /6 /2019. Accepted 8/ 9 /2019)

### □ ABSTRACT □

In this work, we introduce the recombination mechanism of charge carrier based on recombination model, which assumes two recombination center levels within the energy gap, and then calculate the lifetime of electrons  $\tau_n$  and the holes  $\tau_p$  in p- InSb semiconductor as function of temperature in range (77 – 300) K and compare the result with experimentally measured values in the available scientifically references.

**Keywords:** Recombination center levels, Direct band-band recombination, Charge carrier Lifetime, Energy gape, Traps, Auger-recombination, Degenerate.

---

\*Associate Professor – Department of Physics - Faculty of Science – Tishreen University.

## مقدمة:

منذ اكتشاف أن المركب انديوم انتيموان (InSb) هو نصف ناقل، حظي باهتمام واسع من قبل الباحثين لدراسة خواصه الكهربائية والضوئية، وقد أظهرت القياسات والتجارب التي أجريت على InSb خواص مثيرة له، فقد بينت دراسة الناقلية الكهربائية وقياسات ثابتة هول أن الكتلة الفعالة للإلكترونات  $m_n = 0.04m_0$  والكتلة الفعالة للثقب  $m_p = 0.15m_0$  حيث  $m_0$  الكتلة السكونية للإلكترون [1].

إن صغر الكتلة الفعالة للإلكترون تعني أن حركية الإلكترون كبيرة جداً، فلقد بينت قياسات هول إن حركية الإلكترون  $\mu_n = 7800 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$  (أكبر بعشرين مرة منها في الجرمانيوم)، وحركية الثقب  $\mu_p = 750 \text{ cm}^2 / \text{V.s}$  [2].

يتمتع نصف الناقل InSb بفجوة طاقة صغيرة جداً تتغير ضمن القيم  $(0.16 - 0.24) \text{ eV}$  في مجال درجة الحرارة  $(0 - 300) \text{ K}$  كما أظهرت قياسات حد الامتصاص [3]، حيث عُزِي هذا التغير في عرض فجوة الطاقة إلى تغير موقع نطاق الناقلية ونطاق التكافؤ الناتج عن التمدد الحراري [4].  
اعتماداً على صغر فجوة الطاقة يمكن استخدام InSb لصناعة خلايا ضوئية [5]، كما يستخدم كاشفاً ضوئياً عالي الحساسية للأموح تحت الحمراء [6, 7, 8]، هذا ويعدّ نصف الناقل InSb مصدراً للإشعاعات عالية التردد [9] ومرشحاً لها [10].

## أهمية البحث وأهدافه:

هدف البحث هو دراسة بعض الخواص الضوئية (عمر حوامل الشحنة) لنصف الناقل انديوم-انتيموان (InSb)؛ لما يتمتع به نصف الناقل هذا من أهمية كبرى في التطبيقات الصناعية والتكنولوجية، إن صغر الكتلة الفعالة للإلكترونات والقيمة العالية لحركية الإلكترونات في InSb أدت إلى استخداماته في مجال قياسات هول المغناطيسية، فهو يستعمل في صناعة المقاومات المغناطيسية [5]، وإنتاج مستشعرات هول المغناطيسية عالية الحساسية [1]، وفي صناعة أسلاك نانوية فائقة الناقلية [11, 12].

سنقوم في هذا العمل بدراسة مختلف أنواع إعادة الاتحاد، ونقدم نموذجاً لإعادة الاتحاد عبر مستويات مراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة انطلاقاً من نموذج شوكلي - ريد (Shockley-Read)، مفترضين وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة، ثم نقوم بحساب عمر حوامل الشحنة في نصف الناقل p-InSb بتابعة درجة الحرارة، ونقارن نتائج الحسابات مع القيم المقاسة تجريبياً في المراجع العلمية المتوفرة.

## طرائق البحث ومواده

تعرف عملية إعادة الاتحاد بأنها العملية التي يتحد بها إلكترون حر مع ثقب حر، وتؤدي إلى زوالهما كشحنات معاً، وهي تتم عند خلخلة توازن الشحنات داخل نصف الناقل (عن طريق الإضاءة، تسخين، قذف بالإلكترونات، ..)، حيث يحدث تغير في تركيز حوامل الشحنة فتحصل عمليات إعادة الاتحاد لتعيد نصف الناقل إلى حالة الاتزان.

تتم عملية إعادة الاتحاد بأكثر من طريقة [13]، فهناك عملية إعادة الاتحاد المباشرة بين نطاقات الطاقة، حيث يتم خلالها فناء إلكترون من نطاق التوصيل مع ثقب من نطاق التكافؤ؛ والطاقة الناتجة عن هذه

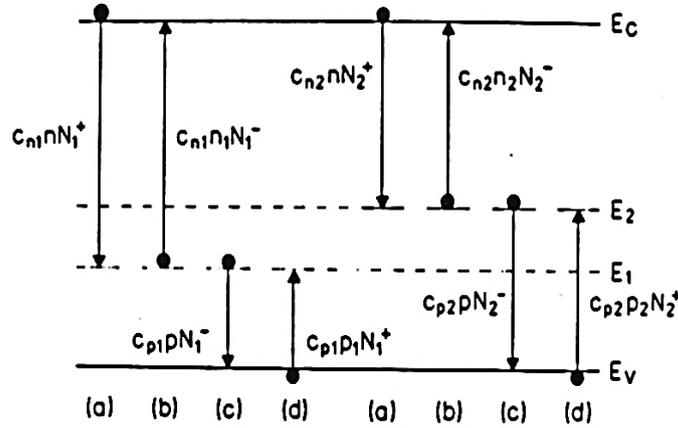
العملية تتحول إلى فوتون ضوئي، ويكون معدل اختفاء كل من نوعي الشحنة نفسه. وهناك عمليات إعادة اتحاد غير مباشرة أو ما يسمى إعادة اتحاد عبر مراكز إعادة الاتحاد أو تدعى المصائد داخل فجوة الطاقة ، وفيها يتم التقاط الشحنة من قبل مركز إعادة الاتحاد لتعاود الاتحاد مباشرة مع الشحنة المعاكسة، أو لتمتد فترة قصيرة من الزمن في المصيدة قبل أن تعاود الاتحاد مع الشحنة المعاكسة، والطاقة الناتجة عن هذا النوع تتطلق على شكل طاقة حرارية منتجة اهتزاز في الشبكة البلورية أو ما يسمى الفونونات. إن هذه المراكز ( المصائد ) هي عيوب شبكية أو ذرات شائبة داخل البلورة [15,14]، وتختلف عن الشوائب المتعمد إدخالها إلى البلورة للحصول على آخذات أو مانحات كونها تشكل مستويات طاقة قريبة من منتصف فجوة الطاقة .

وأخيرا هناك عملية إعادة اتحاد اوجيه، حيث يتحد إلكترون مع ثقب عبر عملية نطاق - نطاق ولكن الطاقة الناتجة لا تذهب على شكل فوتون ضوئي وإنما يكتسبها إلكترون (أو ثقب) آخر قريب منهما وينتقل إلى مستوي طاقة أعلى ولكن بعد فترة قصيرة يفقد هذه الطاقة على شكل فوتون .

سنركز هنا على إعادة الاتحاد عبر المراكز مفترضين وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة هما  $E_1$  و  $E_2$  .

بين الشكل (1) ميكانيكية تغير تركيز الإلكترونات والثقوب عبر أربع عمليات وهي:

التقاط إلكترون من قبل المراكز (الانتقال a)، إثارة حرارية للإلكترون من المراكز إلى نطاق الناقلية (الانتقال b) ، إصدار إلكترون إلى نطاق التكافؤ أو التقاط ثقب من نطاق التكافؤ (الانتقال c)، التقاط إلكترون من نطاق التكافؤ أو إثارة ثقب من المراكز إلى نطاق التكافؤ (الانتقال d).



الشكل (1)

الانتقالات بين نطاقات الطاقة وبين مراكز إعادة الاتحاد: (a) التقاط الإلكترونات، (b) إصدار إلكترونات، (c) التقاط ثقوب، (d) إصدار ثقوب، الرموز الأخرى موضحة داخل النص.

يعطى معدل الانتقال الصافي للمركز رقم  $j$  لكل من الإلكترونات والثقوب بالعلاقة الآتية:

$$R_{nj} = c_{nj} (n \cdot N_j^+ - n_j \cdot N_j^-) \quad (1a)$$

$$R_{pj} = c_{pj} (p \cdot N_j^- - p_j \cdot N_j^+) \quad (1b)$$

حيث إن  $n$  تركيز الإلكترونات في نطاق الناقلية و  $p$  تركيز الثقوب في نطاق التكافؤ عند اختلال التوازن الترموديناميكي،  $n_0$  و  $p_0$  التراكيز في حالة التوازن، ولدينا :

$$n = n_0 + \delta n \text{ و } p = p_0 + \delta p \quad (2)$$

$\delta p$  و  $\delta n$  تركيز فائض الإلكترونات والثقوب المولد خارجيا ،  $C_{pj}$  و  $C_{nj}$  معامل الالتقاط للإلكترونات

وللثقوب  $N_J^+$  و  $N_J^-$  تركيز المراكز المشغولة بالإلكترونات والثقوب نتيجة اختلال التوازن حيث:

$$N_J^+ + N_J^- = N_J \quad (3)$$

إن التغير في تركيز مراكز إعادة الاتحاد رقم  $z$  المشغولة بالإلكترونات  $\delta N_J^-$  و المشغولة

بالثقوب  $\delta N_J^+$  يرتبط بتركيزها في حالة التوازن  $N_{J0}^-$  و  $N_{J0}^+$ .

$$\delta N_J^- = -\delta N_J^+ = N_J^- - N_{J0}^- = -(N_J^+ - N_{J0}^+) \quad (4)$$

إن تركيز الإلكترونات والثقوب في حالة التوازن لنصف ناقل غير متحلل [13]، يعطى بالعلاقات :

$$n_0 = N_C \exp[(E_F - E_C)/KT] \quad (5a)$$

$$p_0 = N_V \exp[(E_V - E_F)/KT] \quad (5b)$$

حيث  $N_C$  و  $N_V$  كثافة الحالات الفعالة في نطاق الناقلية ونطاق التكافؤ،  $E_F$  طاقة مستوي

فرمي،  $E_C$  حافة نطاق الناقلية و  $E_V$  حافة نطاق التكافؤ، وبذلك يكون تركيز المراكز في حالة التوازن:

$$N_{J0}^- = N_J / (1 + n_j / n_0) = N_J / (1 + p_0 / p_j) \quad (6a)$$

$$N_{J0}^+ = N_J / (1 + n_0 / n_j) = N_J / (1 + p_j / p_0) \quad (6b)$$

$n_j$  و  $p_j$  تركيز الإلكترونات ( الثقوب ) مضروباً بعامل التحلل ( مقلوب عامل التحلل ) في نطاق

الناقلية (نطاق التكافؤ ) عندما يتوافق مستوي فرمي مع مستوي مراكز إعادة الاتحاد ذات الرقم  $z$  ، ونحصل

من العلاقة ( 6 ) من أجل معامل تحلل ( 1/2 ) للمراكز المشابهة للمناحats على:

$$N_{J0}^- / N_{J0}^+ = 1/2 \exp[(E_J - E_F)/KT] \quad (7)$$

في حالة التوازن حيث  $R_{pj} = R_{nj} = 0$  ، نجد أن:

$$N_{J0}^+ = n_j N_{J0}^- \text{ ، } p_0 N_{J0}^- = p_j N_{J0}^+ \quad (8)$$

يعطى عمر حوامل الشحنة الفائضة بالعلاقة (عمر الإلكترونات  $\tau_n$  وعمر الثقوب  $\tau_p$ ):

$$\tau_n = \delta n / \sum_{j=1}^2 R_{nj} \quad (9a)$$

$$\tau_p = \delta p / \sum_{j=1}^2 R_{pj} \quad (9b)$$

نحصل من العلاقات (1) حتى العلاقة (9) على معدل الالتقاط الصافي:

$$R_{nj} = c_{nj} [N_{J0}^+ \delta n - (n_0 + n_j + \delta n) \delta N_J^-] \quad (10a)$$

$$R_{pj} = c_{pj} [N_{J0}^- \delta p - (p_0 + p_j + \delta p) \delta N_J^-] \quad (10b)$$

لا يتغير تركيز المراكز المشغولة أو غير المشغولة في حالة الاستقرار، أي أن  $R_{nj} = R_{pj}$ ، وفي حالة

شبة الحياد يكون:

$$\delta n + \sum_{j=1}^2 \delta N_J^- - \delta p = 0 \quad (11)$$

باستخدام العلاقات (10) و (11) نحصل على :

$$\delta N_j^- = \frac{(c_{nj} N_{J0}^+ \delta n - c_{pj} N_{J0}^- \delta p)}{c_{nj}(n_0 + n_j + \delta n) + c_{pj}(p_0 + p_j + \delta p)} \quad (12)$$

بالتعويض من العلاقة ( 12 ) في ( 11 ) نحصل على:

$$\frac{\delta n}{\delta p} = \frac{1 + H_n}{1 + H_p} \quad (13)$$

حيث إن  $H_p$  و  $H_n$  اختصارات رياضية، وهي:

$$H_n = \sum_{j=1}^2 \frac{c_{pj} N_{J0}^-}{c_{nj}(n_0 + n_j + \delta n) + c_{pj}(p_0 + p_j + \delta p)}$$

$$H_p = \sum_{j=1}^2 \frac{c_{nj} N_{J0}^+}{c_{nj}(n_0 + n_j + \delta n) + c_{pj}(p_0 + p_j + \delta p)}$$

بالتعويض من ( 6 ) ، ( 10 ) و ( 13 ) في ( 9 ) نحصل على :

$$\tau_n = \frac{1 + H_n}{[(p_0 + \delta p)(1 + H_n) + n_0(1 + H_p)].H} \quad (14a)$$

$$\tau_p = \frac{1 + H_p}{[(p_0 + \delta p)(1 + H_n) + n_0(1 + H_p)].H} \quad (14b)$$

حيث:

$$H = \sum_{j=1}^2 \frac{c_{nj} c_{pj} N_J}{c_{nj}(n_0 + n_j + \delta n) + c_{pj}(p_0 + p_j + \delta p)}$$

من العلاقات (13) و ( 14 ) نجد أن :

$$\frac{\tau_n}{\tau_p} = \frac{1 + H_n}{1 + H_p} = \frac{\delta n}{\delta p} \quad (15)$$

تصلح العلاقات السابقة من أجل أي تركيز لحوامل الشحنة الفائضة وأي تركيز لمراكز إعادة الاتحاد.

عندما تكون عملية إعادة الاتحاد خطية (تحيض ضعيف) يكون:

$$\delta n \ll [n_0 + n_j + (c_{pj}/c_{nj})(p_0 + p_j)] \quad \text{و} \quad \delta p \ll p_0$$

يمكن في هذه الحالة إهمال  $\delta n$  بالمقارنة مع  $p_0$ .

### النتائج والمناقشة:

سنستخدم في حساباتنا الآتية قيم معاملات الالتقاط للإلكترونات  $c_{nj}$  والثقوب  $c_{pj}$  غير المتعلقة بدرجة

الحرارة و مواقع المراكز داخل فجوة الطاقة المحددة من تجارب الناقلية الضوئية [15]:

$$c_{n1} = 3 \times 10^{-5} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad c_{p1} = 6 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad E_1 = E_V + 0.071 \text{ eV}$$

$$c_{n2} = 2 \times 10^{-6} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad c_{p2} = 2.2 \times 10^{-8} \text{ cm}^{-3} \text{ s}^{-1}, \quad E_2 = E_V + 0.11 \text{ eV}$$

يتناقص كل من  $n_j$  و  $p_j$  مع انخفاض درجة الحرارة، ويمكن حساب تراكيز مراكز إعادة الاتحاد في

حالة التوازن من العلاقات (6) بمساعدة علاقة الحيادية:

$$p_0 - n_0 - N_A^x + \sum_{j=1}^2 \frac{N_j}{1 + 2 \exp\left[\frac{E_F - E_j}{KT}\right]} = 0$$

يتغير تركيز الإلكترونات  $n_0$  والثقوب  $p_0$  مع درجة الحرارة [13] وفق العلاقة :

$$n_i^2 = n_0 p_0 = 3.25 \times 10^{29} T^3 \exp\left[\frac{-E_g}{KT}\right] \text{ cm}^{-6}$$

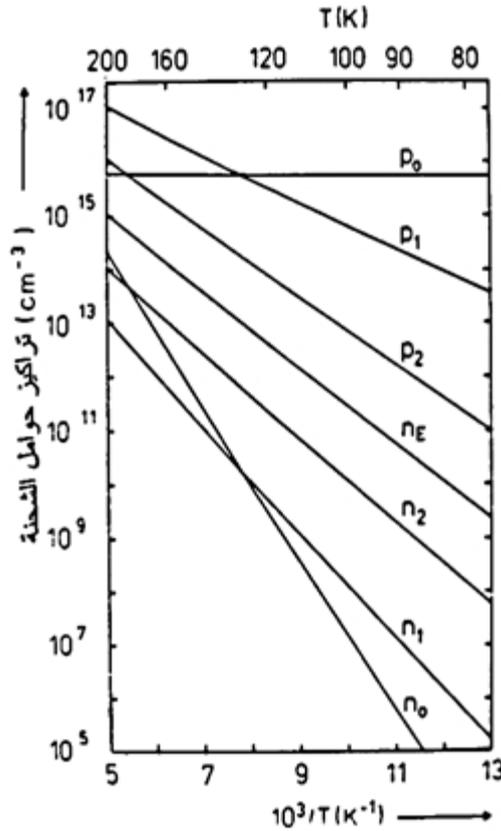
حيث  $n_i$  تركيز الناقلية الذاتية، كما تتغير كثافة الحالات الفعالة مع درجة الحرارة [13] وفق العلاقة:

$$N_{C(V)} = 2.15 \times 10^{19} \left[ \frac{m_{n(p)}}{m_0} \right]^{\frac{3}{2}} \left( \frac{T}{300 \text{ K}} \right)^{\frac{3}{2}} \text{ cm}^{-3}$$

$N_A^x$  تركيز الآخذات الصافي للمانحات و الآخذات السطحية والتي يفترض أنها متأينة كلياً.

يوضح الشكل (2) تغيرات كل من  $n_0$  ،  $p_0$  ،  $n_1$  ،  $p_1$  و  $n_i$  بتابعة درجة الحرارة مفترضين:

$$N_1 = N_2 = 1.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ و } N_A^x = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} \text{ إن}$$



الشكل (2)

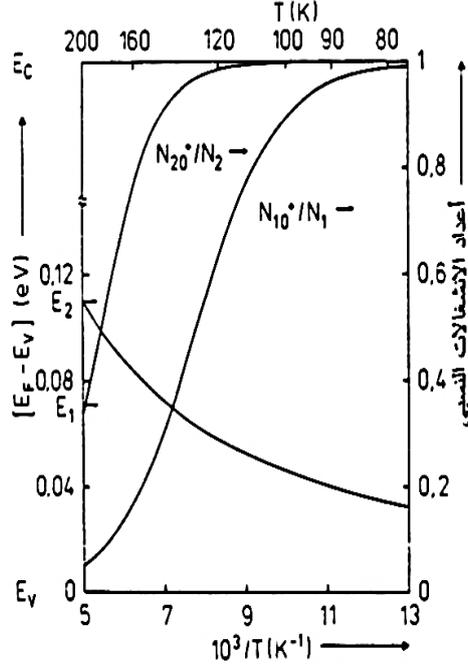
تغير التراكيز المختلفة بتابعة درجة الحرارة في الانديوم- انتموان من النوع -p

حيث لدينا :

$$N_1 = N_2 = 1.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3} \text{ و } N_A^x = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$$

نلاحظ من الشكل تناقص كل من  $n_i$  ،  $n_j$  ،  $p_0$  ،  $n_0$  ،  $p_j$  مع انخفاض درجة الحرارة، يفسر ذلك على أنه مع ارتفاع درجة الحرارة تثار الإلكترونات من نطاق التكافؤ ليزداد عددها وبالتالي يزداد انشغال المراكز بالإلكترونات.

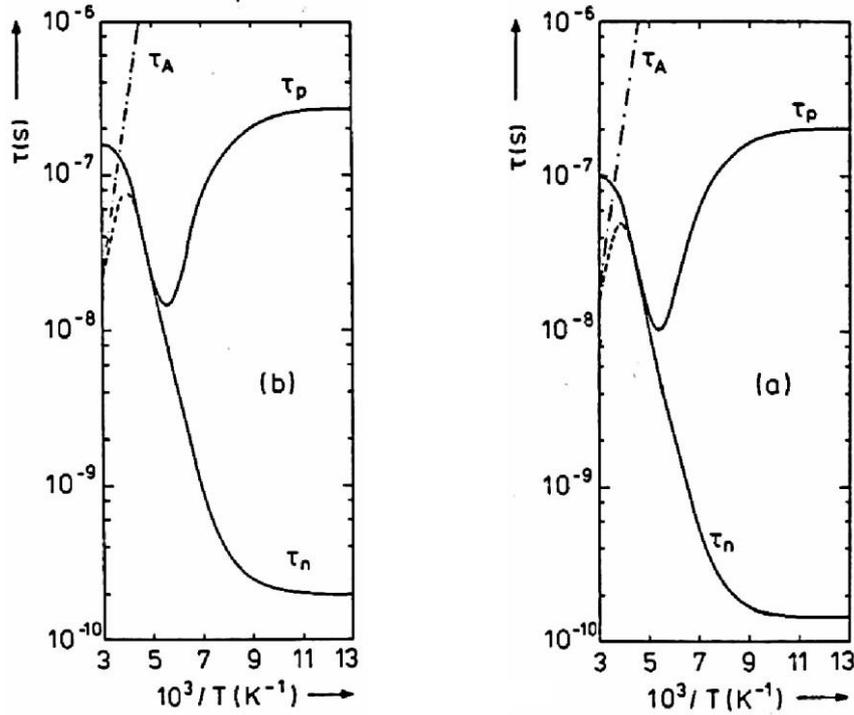
كذلك يبين الشكل (3) تغيرات موقع مستوي فرمي بتابعة درجة الحرارة، وكذلك تغير العدد النسبي لمراكز إعادة الاتحاد ذات الصفة المانحة المتأينة من أجل المعطيات السابقة نفسها.



الشكل (3)

تغيرات موقع مستوي فرمي بتابعة درجة الحرارة ، والأعداد النسبية لمراكز إعادة الاتحاد غير المشغولة بالإلكترونات في حالة التوازن الترموديناميكي في الانديوم- انتمون من النوع p- والمعطيات لكل من  $N_1$  ،  $N_A^X$  و  $N_2$  كما في الشكل (2).

يوضح الشكل (4) عمر حوامل الشحنة الفائضة للإلكترونات  $\tau_n$  وللثقوب  $\tau_p$  المحسوبة على أساس نموذج إعادة الاتحاد بمستويين لمراكز إعادة الاتحاد مستقلين [العلاقات (14a) و (14b)] من أجل معطيات مختلفة لكل من  $N_1$  ،  $N_A^X$  و  $N_2$  في مجال درجات حرارة  $[77 - 300] K$ .



الشكل (4)

عمر حوامل الشحنة الفائضة من الإلكترونات  $\tau_n$  والثقوب  $\tau_p$  المحسوبة من نموذج إعادة الاتحاد المتضمن مستويين لمراكز إعادة الاتحاد:

(a) من أجل  $N_A^X = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ،  $N_1 = 2.2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$  و  $N_2 = 2.5 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$

(b) من أجل  $N_A^X = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ ،  $N_1 = N_2 = 1.6 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ،  $\tau_A$  عمر اوجيه

المحسوب من العلاقة (17)، والمنحني المنقطع ناتج عن عمر حوامل الشحنة عبر المراكز وعمر اوجيه. نفسر سلوك عمر حوامل الشحنة كما يأتي:

عند درجات الحرارة المنخفضة  $[77-130] \text{ K}$  يقع مستوي فرمي تحت مستوي مراكز إعادة الاتحاد  $E_1$ ، وبالقرب من حافة نطاق التكافؤ؛ وبالتالي فإن المراكز في هذا المستوي تكون فارغة، ويتم التقاط الإلكترونات بسرعة من قبل المراكز الفارغة وتبقى مدةً وجيزة قبل أن يتم التقاط ثقب، وتنتهي عملية إعادة الاتحاد، وتبدأ مع ارتفاع درجة الحرارة تعبئة مراكز المستوي الأول بالإلكترونات الحرارية وبذلك يتناقص عدد المراكز التي يمكن أن تلتقط إلكترونات ويوجد المزيد من المراكز المهينة لالتقاط الثقوب، هذا يعني إن المعدل الصافي لالتقاط الإلكترونات يتناقص، ويزداد بالنسبة إلى الثقوب (العلاقة 10)، ونتيجة لذلك يتردد عمر الإلكترونات  $\tau_n$  بينما يتناقص عمر الثقوب  $\tau_p$ .

أما في مجال درجات الحرارة  $(130-180) \text{ K}$  فيقع مستوي فرمي بين مستويي مراكز إعادة الاتحاد، ومع ارتفاع الحرارة ينتقل مستوي فرمي إلى الأعلى، ويصبح جزء كبير من المراكز مملوءاً بالإلكترونات الجاهزة لإعادة الاتحاد مع الثقوب الحرة، ويزداد معدل التقاط الإلكترونات، وبالتالي يستمر  $\tau_p$  بالتناقص و  $\tau_n$  بالتزايد، ومع الاستمرار بارتفاع الحرارة يتحرك مستوي فرمي مبتعداً عن المستوي الأول  $E_1$  ليقترب من المستوي

الثاني  $E_2$  وبالتالي يغلب تأثير المستوي الثاني على المستوي الأول، وهذا يقود إلى تزايد  $\tau_p$ ،  $\times$  وبالنتيجة يعمل المستويان على تخفيض عمر الثقوب إلى قيمة صغيرة.

وفي مجال درجات الحرارة المرتفعة نسبياً  $(180 - 230)K$  يقترب مستوي فرمي من منتصف فجوة الطاقة ويكون مستوي مراكز إعادة الاتحاد الثاني في جواره وتغلب عملية إعادة الاتحاد عبر هذا المستوي وتكون عملية إعادة الاتحاد عبر المستوي الأول ضعيفة نسبياً كونه بعيداً عن مستوي فرمي، وبالتالي يزداد عمر الثقوب مع ارتفاع الحرارة ومع الاستمرار في ارتفاع درجة الحرارة يقل عدد الإلكترونات المتوقفة في المراكز  $\delta N_{R^-}$  ويتناقص معدل النقاط الثقوب حيث  $\delta n$  تقارب  $\delta p$  لتصبح المادة ذاتية الناقلية  $n_0 = p_0$ ، وبذلك تصبح  $\tau_n = \tau_p$ ، وتصل إلى قيمتها العظمى وفق العلاقة (15).

تبين للعديد من الباحثين أن عمر حوامل الشحنة في جوار درجة حرارة الغرفة يحدد عبر مفعول اوجيه، وتحسب نظرياً [17,16] من العلاقة الآتية :

$$\tau_A = 7.3 \times 10^{-12} \exp(2600 / T) \quad (17)$$

حيث  $T$  تقاس بالكلفن.

إن المستقيم المتقطع في الشكل (4) هو عمر حوامل الشحنة المحسوبة من إعادة اتحاد اوجيه المعطاة في العلاقة (17).

درس [18] Lile الميزة  $I-V$  في نصف الناقل  $InSb$  وحصل على عمر حوامل الشحنة الفائضة  $10^{-10} s$ ، وأعزى صغر القيمة إلى إعادة الاتحاد السطحية، كما قاس  $Fan, Laff$  [19] الناقلية الضوئية في  $p-InSb$ ، ولاحظ تناقص  $\tau$  حتى  $10^{-8} s$  عند الدرجة  $78 K$ ، وفسر ذلك بوجود مصائد داخل فجوة الطاقة، كذلك أجرى Hongo [20] قياس عمر حوامل الشحنة في نصف الناقل  $InSb$  عند حقول كهربائية متعددة عند درجة الحرارة  $77K$  وحصل على  $\tau = (10^{-7} - 10^{-6}) s$ ، وفسر التغير في العمر على أساس إعادة النقاط الثقوب الموجودة في المصائد، وحصل Baumgart [21] على عمر حوامل الشحنة  $\tau = 10^{-6} s$  في  $n-InSb$  وعلى  $\tau_p = (4.6 - 5.8) \mu s$  و  $\tau_n = (25 - 30) ns$  في  $p-InSb$  عند الدرجة  $77K$ ، ووجد Moss [22] خلال دراسته لطيف الامتصاص أن عمر حوامل الشحنة  $\tau = 2.5 \times 10^{-8} s$  عند  $300K$  و  $\tau = 8 \times 10^{-7} s$  عند  $90K$ ، وأعطت دراسة التألق المغناطيسي الغلفاني عند درجة الحرارة  $300K$  القيمة  $\tau = (30 - 70) ns$  في نصف الناقل الذاتي  $InSb$  [16]، ولاحظ Zitter [23] خلال دراسته للناقلية الضوئية، والناقلية الضوئية المغناطيسية في نصف الناقل  $InSb$  أن  $\tau_p = \tau_n$  عند عدم وجود مراكز إعادة اتحاد، وأن  $\tau_p \neq \tau_n$  عند وجودها، واستنتج Tokumaru [24] من خلال الدراسة الطيفية لبلورات  $InSb$  غير المشوبة في مجال الحرارة  $[10 - 100]K$  وجود مصائد للإلكترونات عند  $0.10 eV$  ومصائد للثقوب عند  $0.032 eV$  فوق حافة عصابة التكافؤ، كما لاحظ Kanazaki [25] وجود مصائد في نصف الناقل  $InSb$  عند  $0.09 eV$  عند درجة الحرارة  $77K$ ، كما أظهرت الدراسة الطيفية لديودات  $P-N^+$  من الـ  $InSb$  في مجال الحرارة  $[50 - 150]K$  وجود مصائد للثقوب عند  $0.095 eV$  فوق حافة نطاق التكافؤ [26]، كما بينت دراسة  $n(T)$  وجود لمراكز الشوائب عند  $0.035 eV$  و  $0.070 eV$  في نصف الناقل  $InSb$  [27]، وتبين من خلال قياسات هول على نصف الناقل  $InSb$  المشوب بالجرمانيوم وجود مستوي شوائب عند  $0.10 eV$  [28].

تتوافق القيم المحسوبة في الشكل (4) توافقاً جيداً مع النتائج التجريبية المشار إليها، مع وجود فارق في تركيز العينات المدروسة عن بعضها، وعن التراكيز المفترضة في حساباتنا، كما أن هناك افتراضاً لمواقع مختلفة لمستويات

مراكز إعادة الاتحاد (المصائد) عن ما افترضناه في حساباتنا، إن وجود مستويات لمراكز إعادة الاتحاد داخل فجوة الطاقة لوحظ في أنصاف نواقل أخرى كالجرمانيوم (عند منتصف الطاقة فجوة الطاقة) [29]، وفوسفيد الغاليوم GaP [30]، وفي السيليكون وأكاسيد السيليكون نصف الناقلية [31,32].

### الاستنتاجات والتوصيات:

تشير نتائج هذه الدراسة إلى ان عمر حوامل الشحنة المحسوبة بواسطة هذا النموذج تتوافق توافقاً جيداً مع النتائج التجريبية الموجودة في المراجع العلمية المتوفرة، وإن نموذج إعادة الاتحاد الذي يفترض وجود مستويين لمراكز إعادة الاتحاد يفسر تفسيراً جيداً سلوك عمر حوامل الشحنة مع الحرارة، ونقترح استخدامه من أجل أنصاف نواقل أخرى.

### المراجع :

- [1]-K.F.Hulme and J.B.Mullin , *Solid-State Electronics Pergamon Press* (1962)211-247 ,Indium Antimonide: A Review of its Preparation , Properties and Device Applications .
- [ 2]-T.S.Moss, *Progress in semiconductor* 5(1960)189-220 , [IndiumAntimonide.
- [3]- V.F. Oswald , *Z. Naturforschung* . 10 a (1955) 927-30 ,*Optische Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des Bandabstandes von Halbleitern.*
- [4]- Y.P. Varshni ,*Physica* 34 (1967) 149-154 , *Temperature Dependence of the Energy Gap in Semiconductors* .
- [5]- C.Hilsum, *solid state phys. electron Telecommunication* 2(1960)733-40 , The Properties and Applications of p- Type InSb .
- [6]- C-H Kuo, J-M Wu, S-J Lin *Nanoscale Research Letters* 2013 Google scholar , *Room Temperature –Synthesized Vertically AlignedInSb Nano Wires* : Electrical Transport and Field Emission Characteristics .
- [7]- Yu.L. Vasilyev et al ,*FizikaTekhnikaPoluprovodnikov* Vol.42No.10(2008)1258-60 , Highly Sensitive SubmillimeterInSbPhotodetectors .
- [8]- P.Se.Hwan et al , *Journal of Korean Physical Society* Vol.58No.6(2011)1577-80 , Development of InSb Semiconductor for high Resolution Measurement .
- [9]- P. Cu et al , *J. appl. Phys.* 91(2002) 5533 Google scholar , *Study of Tera Hertz Radiation from InAs and InSb* .
- [10]- C. Liu , *Optics Communications* Vol. 283 (2010) 865-68 , *Thermally Tunable THz Filter of Semiconductors* .
- [11]- Y.W. Yang et al , *Appl. phys. A* 84(2006) 7-9 , *Transport Properties of InSb Nano Wire Arrays*
- [12]- H. Zhang et al , *Nature Communications* 8(2017) 16025 Google scholar , Ballistic Superconductivity in Semiconductor Nano Wires .
- [13]- V.L. Bonc-Bruevic ,S.G. Kalasnikov , *Halbleiterphysik, VEB,DeutscherVerlagWissenschaften Berlin (1982)*

- [14]- J.E.L. Hollis et al , J. appl. Phys. 38(1967)1626-36 , Recombination Centers in [InSb] .
- [15]- S.C. Choo , Dissertation , London University 1963, Recombination in Semiconductor with Short Carrier Lifetime .
- [16]-P.Berdahl , J appl. Phys. Vol.63 No.12 (1988) 5846-58 , Galvanomagnetic Luminescence and the Quantum Efficiency of Radiative Recombination of InSb
- [17]- H.Bruhns, L. Kruse ,phys. state solid (b)97(1980)125-33 , Lifetime of Charge Carriers in Intrinsic Indium Antimonide
- [18]- Derek L. Lile , solid-state Electronics pergammen press Vol.14 (1971)855-63 ,Carrier Generation Rate and Effective Lifetime in InSb Thin Films .
- [19]- R.A.Laff ,H.Y.Fan , Bull. Am. Phys. Soc. Se. I ,2 (1957) 347 , Carrier Trapping Effect in Indium Antimonide
- [20]- S.Hongo et al ,Japan .J.Appl.phys.Vol.10 No6(1971)717-21 ,InSb Carrier Lifetime in High Electric Field .
- [21]- H.D.Baumgart et al , phys. state sol.(a) (1972)477-481, Recombination of Impact Ionized Excess Carriers in n-Type and p-Type Indiumantimonide .
- [22]- T.S.Moss , proc.phys.soc.B67(1954)775-82 , The Interpretation of the Properties of Indium Antimonide .
- [23]-R.N. Zitter , phys. Rev. Vol.11 No.3 (1985)852-55 , Role of Traps in the Photoelectromagnetic and Photoconductive Effects .
- [24]- Y. Tokumaru et al , Japan .J. appl. phys. Vol.26 No.3 (1987)499-500 ,Deep Levels in n-Type Undoped and Te-Doped InSb Crystals .
- [25]- K. Kanazaki , W. Miya , Japan .J. appl. phys. Vol.15 No.6 (1976)1113-16 , Generation-Recombination Noise of InSb .
- [26]- K. Tsukioka ,H. Miyazawa , Japan .J. appl. phys. Vol.21 No.8 (1982)L526-L528 , DLTS Studies on InSb P-N<sup>+</sup> Diodes .
- [27]- V.V. Kosarev et al , phys. stat. sol.(a) 107(1988)K43-K48 , Intrinsic and Deep Centers Charge Carriers in Indium Antimonide .
- [28]- R.W. Cunningham et al , Proc. Of the internal. confer. onphys.ofsemicond. (1962)732-36 , Deep Acceptor Levels in Indium Antimonide .
- [29]- B.G. Streetman , J. appl. Phys. Vol.37 No.8 (1966) 3145-52 , Carrier Recombination and Trapping Effects in Transient Photoconductive Decay Measurements .
- [30]- B.W. Wessels , , J. appl. Phys. Vol.46 No.5 (1975) 2143-46 , Temperature Dependence of Minority-Carrier Lifetime in Vapor- Grown GaP .
- [31]- G.K. Wertheim , Phys. Rev. Vol.109 No.4 (1958) 1086-1091 , Transient Recombination of Excess Carriers in Semiconductors .
- [32]- M. Itsumi ,J.appl. phys. Vol.54 No.4 (1983)1930-36 , Electron Trapping in Films of Thermal SiO<sub>2</sub> at Temperatures between 30 and 300 K .