

©1994 г.

ДЛИННОВОЛНОВОЕ ИНФРАКРАСНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ В n -InSb В СИЛЬНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЯХ

В.К.Малютенко, О.М.Булашенко, А.Г.Коллюж, В.А.Мороженко

Институт полупроводников Академии наук Украины,
252650, Киев, Украина

(Получена 9 августа 1993 г. Принята к печати 24 декабря 1993 г.)

Экспериментально и теоретически исследовано внутризонное излучение горячих электронов в n -InSb в далекой инфракрасной области спектра ($\lambda = 80\div 110$ мкм, пассивная область энергии) в широком диапазоне температур ($15 < T < 80$ К). Проанализировано влияние различных механизмов рассеяния на формирование излучения в кристалле. Показано, что основной вклад в излучение дают электроны с энергией, меньшей энергии оптического фонона, а доминирующим механизмом рассеяния является рассеяние на акустических фононах.

1. Как известно [1], в сильных электрических полях, когда температура электронов превышает температуру решетки, возникает внутризонное инфракрасное (ИК) излучение. При рассмотрении многих явлений в таких условиях определяют две области энергии с сильно различающимися интенсивностями рассеяния носителей заряда: активную область, где энергия электрона ϵ больше энергии оптического фонона $\hbar\omega_0$ и доминирующим является рассеяние на оптических фононах, и пассивную — с $\epsilon \ll \hbar\omega_0$, где рассеяние является смешанным [2,3]. Именно излучению горячих электронов в активной области посвящено подавляющее число работ. Однако в достаточно сильных электрических полях в пассивной области находится большая часть электронов, определяющая электрические и оптические свойства полупроводника.

В данной работе экспериментально и теоретически исследовалось излучение горячих электронов в далекой ИК области ($\lambda = 100$ мкм, $\epsilon \ll \hbar\omega_0$ — пассивная область) в широком диапазоне температур решетки ($15 < T < 80$ К). При этом обнаружена нарастающая с температурой решетки T зависимость интенсивности неравновесного излучения I в постоянном греющем электрическом поле. Для объяснения полученных результатов был проведен расчет методом Монте-Карло функции распределения горячих электронов и их внутризонных переходов с испусканием фотона. Показано, что при учете наиболее вероятных механизмов рассеяния доминируют переходы с участием акустических фононов, а интенсивность излучения пропорциональна их плотности.

2. Эксперимент. Длинноволновое излучение в спектральном диапазоне $80 \div 110$ мкм наблюдалось на образцах n -InSb с концентрацией нескомпенсированных доноров $N = (0.4 \div 8) \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ и подвижностью электронов при 77 К $\mu = 5 \cdot 10^5$ см 2 /В·с. Образцы с размерами $3 \times 1 \times 0.1$ мм 3 крепились в волноводе на держателе с регулируемой температурой. Во избежание джоулева нагрева электрическое поле E подавалось в виде прямоугольных импульсов длительностью 0.6 мкс и частотой повторения 100 Гц. Неравновесное интегральное излучение регистрировалось фотоприемником, Ge:Ga находящимся при 4.2 К, с применением фазового детектирования.

Исследовались полевые $I(E)$ и температурные $I(T)$ зависимости неравновесного излучения. На рис. 1 приведены типичные полевые зависимости интенсивности излучения $I(E)$ горячих электронов при двух температурах решетки. При малых электрических полях, $E < 15$ В/см, когда разогрев несуществен, излучение практически отсутствует. Далее с ростом E во всем диапазоне исследуемых полей наблюдается сверхлинейный рост излучения (здесь мы ограничились полями ниже порога ударной ионизации). Вся полученная характеристика аппроксимировалась степенной зависимостью $I = E^r$, с переменным показателем степени. В наших результатах показатель r принимал значение 2.4 при $E < 60$ В/см и 1.8 при больших полях.

На рис. 2 приведена температурная зависимость излучения n -InSb с различной концентрацией нескомпенсированной примеси при фиксированном значении электрического поля. Качественный ход зависимости $I(T)$ практически не зависит от величины прикладываемого поля, поэтому мы рассматриваем результаты при $E = 100$ В/см. Как видно, в области низких температур ($T \approx 5 \div 15$ К) интенсивность излучения очень мала и с ростом T наблюдается ее резкое увеличение. При $T \approx 50$ К рост излучения существенно замедляется. В отличие от ранее наблюдавшейся зависимости $I(T)$ [4], где имел место спад мощности излучения при высоких температурах, детальное исследование показало отсутствие такого участка в наших образцах.

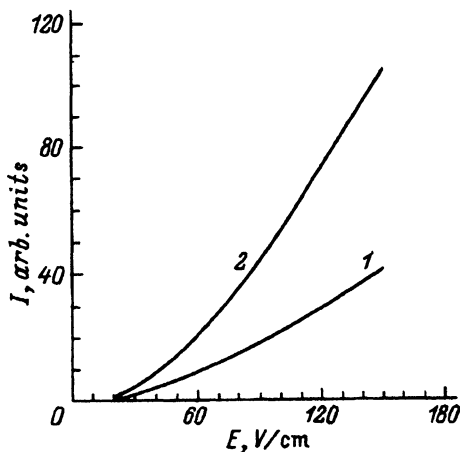


Рис. 1. Полевые зависимости интенсивности излучения образцов n -InSb T , К: 1 — 30, 2 — 80.

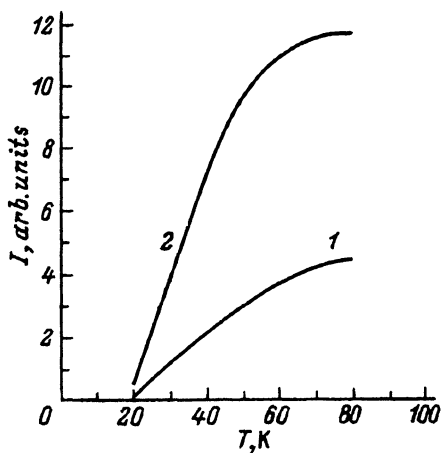


Рис. 2. Температурные зависимости интенсивности излучения образцов при $E = 100$ В/см. N , см $^{-3}$: 1 — $4 \cdot 10^{13}$, 2 — $8 \cdot 10^{14}$.

3. **Расчет и обсуждение результатов.** Излучение фотона при не прямых внутривибрационных переходах осуществляется при одновременном рассеянии электрона на третьей частице, в качестве которой могут выступать акустический или оптический фонон, примесь и другие несовершенства решетки. Такой процесс описывается во втором порядке теории возмущений. Следуя методике [5], мы получили выражения для вероятности излучения фотона с частотой ω электроном с энергией ε : при рассеянии на акустических фононах

$$W_1(\varepsilon, \omega) = A \frac{E_1^2 kT (2m_e)^{1/2}}{2V \rho v_s^2 \hbar^2} (\varepsilon - \hbar\omega)^{1/2} (2\varepsilon - \hbar\omega), \quad (1)$$

на оптических фононах

$$W_{2,3} = A \frac{e^2 \hbar \omega_0}{2V \sqrt{2m_e}} \left(\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0} \right) \left(n(\omega_0) + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2} \right) (\varepsilon \mp \hbar\omega - \hbar\omega_0)^{1/2}, \quad (2)$$

на примесях

$$W_4(\varepsilon, \omega) = A \frac{e^4 N \hbar^2}{V \varepsilon_0^2 (2m_e)^{3/2} \sqrt{\varepsilon}} \ln \left| \frac{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon - \hbar\omega}}{\sqrt{\varepsilon} + \sqrt{\varepsilon + \hbar\omega}} \right|, \quad (3)$$

где

$$A = \frac{e^2}{3n^2 (\hbar\omega)^3}, \quad (4)$$

E_1 — константа деформационного потенциала, V — объем кристалла, $n(\omega_0)$ — среднее число оптических фононов, N — концентрация примеси, ρ — плотность кристалла, v_s — скорость распространения звука, n — показатель преломления, m_e — эффективная масса электрона, остальные константы общепринятые. В формуле (2) верхний знак соответствует испусканию оптического фонона, нижний — поглощению. Для длинноволнового излучения при низкой концентрации электронов ($\approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$) коэффициент поглощения очень мал и плотность фотонов намного меньше равновесной, поэтому учитываются только спонтанные переходы. Кроме того, плотность оптических фононов $n(\omega_0)$ можно полагать равновесной, так как накопление фононов при разогреве начинает проявляться только при концентрации электронов порядка 10^{16} см^{-3} [3].

Полная вероятность излучения фотона W с энергией $\hbar\omega$ получается интегрированием полученных выражений для $W_i(\varepsilon, \omega)$ по энергиям электронов с учетом их функций распределения:

$$W(\omega) = \sum_{i=1}^4 \int_{\varepsilon_i}^{\infty} W_i(\varepsilon, \omega) F(\varepsilon) g(\varepsilon) d\varepsilon, \quad (5)$$

где $F(\varepsilon)$ — функция распределения электронов, $g(\varepsilon)$ — плотность состояний, ε_i — пороговая энергия электрона.

Как видно из (5), вероятность излучения в значительной мере определяется видом функции распределения. В сильном электрическом поле электронная подсистема является существенно неравновесной. Для вычисления $F(\varepsilon)$ в этом случае, как известно, наиболее достоверные результаты получаются при использовании метода Монте-Карло. По стандартной методике одночастичного метода Монте-Карло [6] было проведено численное моделирование движения электрона в k -пространстве с учетом наиболее близких к реальным вероятностей рассеяния. В расчетах использовались следующие значения параметров вещества: $m_e = 0.014m_0$, $\varepsilon_g = 0.225 \text{ эВ}$, $\hbar\omega_0 = 0.025 \text{ эВ}$, $\rho = 5.79 \text{ г/см}^3$, $v_s = 3.7 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $E_1 = 30 \text{ эВ}$, $\varepsilon_0 = 18.7$, $\varepsilon_\infty = 16$.

При моделировании движения электрона фиксировались значения его энергии ε_k в конце каждого свободного пролета перед рассеянием. После осуществления достаточно большого количества столкновений ($N_s > 10^5$) вероятность излучения вычислялась по формуле

$$W(\omega) = \sum_{i=1}^4 \frac{1}{N_s} \sum_{k=1}^{N_s} W_i(\varepsilon_k, \omega), \quad (6)$$

что эквивалентно формуле (5), где интеграл заменен на сумму, а случайная величина ε_k имеет распределение $F(\varepsilon)$.

По (6) можно вычислить спектральные характеристики излучения. Интенсивность излучения в заданном спектральном диапазоне получается интегрированием $W(\omega)$ по частоте в интервале $\omega_1 - \omega_2$:

$$I = \int_{\omega_2}^{\omega_1} W(\omega) \rho(\omega) d\omega, \quad (7)$$

где $\rho(\omega)$ — спектральная плотность фотонов.

Здесь следует отметить одно обстоятельство. Амплитуда наблюдаемого в эксперименте излучения равна разнице между величинами сигналов излучения образца в электрическом поле E и равновесного излучения ($E = 0$). Поэтому выражение (7) вычислялось для двух случаев — в поле и без поля, а найденная разность сопоставлялась с экспериментом.

На рис. 3 показаны температурные зависимости интенсивности излучения, рассчитанные [7] для разных механизмов рассеяния при концентрации примеси $N = 4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Кривые 1, 2 соответствуют интенсивностям излучения при рассеянии на оптических фононах и примеси и практически не зависят от температуры решетки. Заметную температурную зависимость проявляет излучение при рассеянии на акустических фононах (кривая 3). Кривая 5 представляет суммарную по всем видам механизмов рассеяния температурную зависимость излучения горячих электронов. При этом из рисунка видно, что рассеяние на акустических фононах дает основной вклад в излучение. В отличие от кривой 3 на характеристике 5 отсутствует сверхлинейный участок, характерный для рассеяния на акустических фононах. Это связано с учетом усиливающегося влияния равновесного излучения.

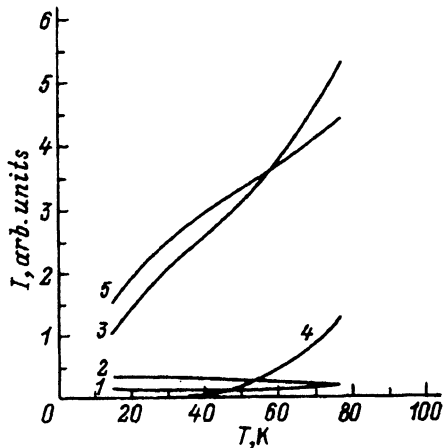


Рис. 3. Теоретические температурные зависимости интенсивности излучения n -InSb с $N = 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ при рассеянии на оптических фононах (1), примеси (2), акустических фононах (3), равновесного (4) и суммарная характеристика (5). $E = 100 \text{ В/см}$.

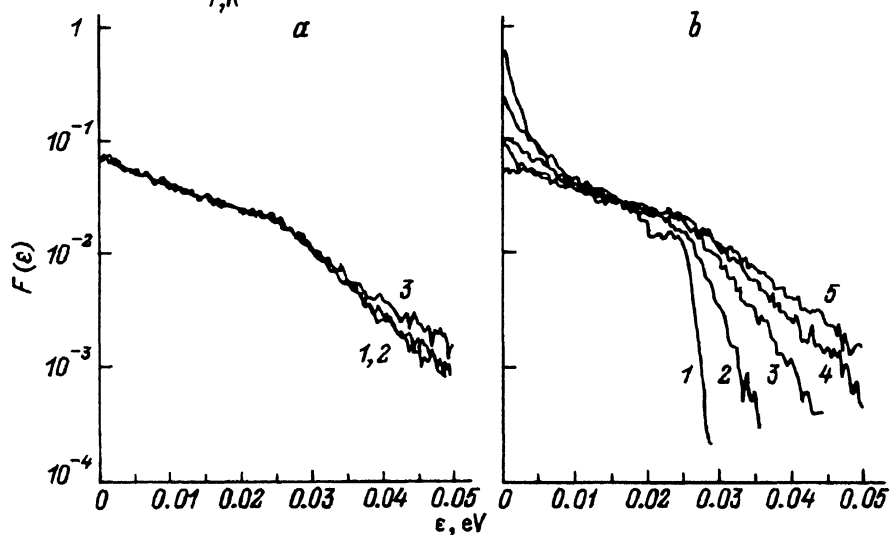


Рис. 4. Теоретические функции распределения электронов в n -InSb. a — $E = 100 \text{ В/см}$; T , К: 1 — 15, 2 — 77, 3 — 100. b — $T = 30 \text{ К}$; E , В/см: 1 — 10, 2 — 30, 3 — 65, 4 — 100, 5 — 130.

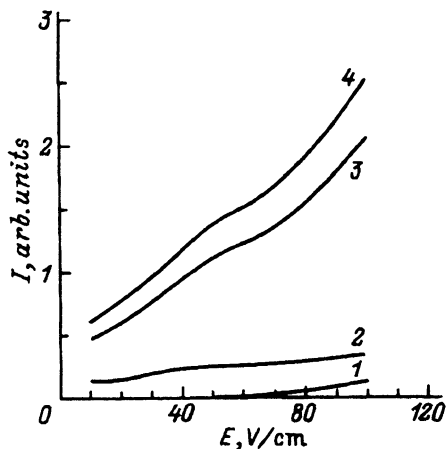


Рис. 5. Теоретические полевые зависимости интенсивности излучения при рассеянии на оптических фононах (1), примеси (2), акустических фононах (3), суммарная (4). $T = 30 \text{ К}$.

Из сравнения рис. 2 и 3 видно, что зависимость $I(T)$ для рассеяния на акустических фононах подобна экспериментальной, поэтому мы будем рассматривать только такой случай. Вклад в $I(T)$ рассеяния на оптических фононах и на примесях составлял не более 10%.

Проанализируем полученную характеристику. Температурная зависимость излучения может быть обусловлена как зависимостью от T вероятности излучения W_i , так и функцией распределения электронов по энергии $F(\varepsilon)$. Рассчитанные функции распределения показаны на рис. 4, а, б. При $E = 100$ В/см для всех температур вид $F(\varepsilon)$ качественно один и тот же и при $\varepsilon < \hbar\omega_0$ аппроксимируется экспонентой с характерной температурой $T_e = 200$ К, а при $\varepsilon > \hbar\omega_0$ функция распределения испытывает излом из-за интенсивного неупругого рассеяния на полярных оптических фононах.

При низких температурах, $T < 50$ К, вид функции распределения электронов не зависит от T (рис. 4, а). В этом случае вероятность излучения фотона W согласно (5) будет определяться температурной зависимостью W_1 — с ростом T увеличивается плотность акустических фононов и, соответственно, вероятность электрон-фононного взаимодействия, вследствие чего и растет интенсивность излучения.

Далее, в области температур $T > 50$ К, наклон температурной зависимости $I(T)$ существенно уменьшается. Это обусловлено резким ростом равновесного излучения (рис. 3, кривая 4), и зависимость $I(T)$ как разность между излучением, вызванным разогревом ($E > 0$), и равновесным ($E = 0$) стремится к насыщению.

Сопоставление расчетных и экспериментальных данных показывает их достаточно хорошее согласие и подтверждает, что основным механизмом рассеяния электрона во внутризонных излучательных переходах при этих температурах является рассеяние на акустических фононах.

С целью выяснения влияния примесного рассеяния проводились эксперименты на более сильно легированных образцах, с $N = 8 \cdot 10^{14}$ см $^{-3}$ (рис. 2, кривая 2). Однако в этих условиях качественный ход зависимости $I(T)$ не изменяется, происходит лишь увеличение интенсивности излучения, обусловленное увеличением концентрации электронов, что указывает на доминирующую роль рассеяния на акустических фононах и при таких концентрациях (см. рис. 2).

Интерес представляют также и полевые зависимости излучения. Рассчитанные зависимости $I(E)$ с учетом разных механизмов рассеяния приведены на рис. 5. Характерной особенностью этих зависимостей является существенное замедление темпа роста $I(E)$ при $E = 50$ В/см. Расчеты показывают, что в полях $E > 50$ В/см на функцию распределения носителей заряда существенное влияние оказывает рассеяние на оптических фононах. При увеличении поля происходит перераспределение электронов по спектру, при этом доля электронов с большой энергией увеличивается. С ростом поля, испытывая сильное неупругое рассеяние, электроны возвращаются в низкоэнергетическую область и темп прироста числа электронов с большой энергией замедляется, что должно было проявиться в существенном ослаблении полевой зависимости $I(E)$. В эксперименте такая заметная особенность в $I(E)$ не обнаружилась, однако уменьшение показателя степени τ характеристики $I(E)$ можно было бы связать с указанным процессом.

Таким образом, нами впервые проведено исследование длинноволнового внутривольного излучения горячих электронов в области низких температур. Показано, что в чистых кристаллах n -InSb нарастание интенсивности излучения с температурой определяется доминирующей ролью рассеяния электронов на акустических фононах. Это обстоятельство обусловлено тем, что в формирование излучения основной вклад дают электроны с энергией, меньшей энергии оптического фонона (пассивная область).

Список литературы

- [1] Л.Е. Воробьев, В.И. Стафеев. ФТП, **2**, 1045 (1968).
- [2] *Инвертированные распределения горячих электронов в полупроводниках*, под ред. А. Андропова и Ю. Пожелы (Горький, ИПФ АН СССР, 1983).
- [3] Л.Е. Воробьев. ФТП, **8**, 1291 (1974).
- [4] А.Г. Коллюх, В.К. Малютенко, В.А. Мороженко. ФТП, **24**, 931 (1990).
- [5] Б. Ридли. *Квантовые процессы в полупроводниках* (М., 1986).
- [6] С. Jacoboni, L. Reggiani. Rev. Mod. Phys., **55**, 645 (1983).
- [7] *Электроны в полупроводниках*. Т. 1: *Многодолинные полупроводники*, под ред. Ю. Пожелы (Вильнюс, Моксклас, 1978).

Редактор Л.В. Шаронова