

Сравнение эксперимента с теорией выполним в безразмерных единицах частоты Ω с учетом известных параметров материала³ для двух температур эксперимента. Результаты сравнения изображены на рис. 2. Параметром кривых является безразмерная толщина кристалла, эксперименту соответствует $D=1.5$, теоретическим кривым — $D=0.1-5$. Частотный интервал по оси абсцисс — это энергии выше ширины запрещенной зоны, так как в принятых обозначениях $\hbar\omega = E_g$ при $\Omega=0$. Сигналы излучения (по оси ординат) как в теории, так и в эксперименте нормированы к области сильного поглощения ($\hbar\omega > E_g$), амплитуда сигнала в которой принята за единицу. Как видим, результаты расчета даже без учета многократного отражения в целом удовлетворительно согласуются с экспериментом: экспериментальные кривые для $D=1.5$ располагаются между расчетными для $D=1$ и 2. Качественное различие имеет место при $\hbar\omega = E_g$: измеряемый сигнал теплового излучения конечен, теория предсказывает отсутствие излучения вследствие принятого в приближении прямых переходов условия $k=0$ на частоте $\hbar\omega = E_g$. В реальных условиях конечное значение k_0 вблизи дна зоны проводимости обуславливают так называемые «хвосты состояний», а также поглощение свободными носителями тока. Оба эффекта в теории не рассматривались.

Представленные результаты свидетельствуют о значительном влиянии толщины кристалла на такие параметры междузонного теплового испускания полупроводника, как интегральная мощность и ее спектральное распределение. В прямозонном полупроводнике получены аналитические выражения для этих параметров. Рассмотренные особенности теплового излучения «формируются» частотной дисперсией коэффициента поглощения при зона-зонных переходах, а также функцией распределения фотонов в излучении фона в рассматриваемом спектральном диапазоне.

Полученные результаты применимы для описания междузонной люминесценции полупроводников при однородной по всему объему и линейной по уровню возбуждения генерации электронно-дырочной плазмы. Они могут быть также использованы при исследовании явления отрицательной люминесценции (спектральное распределение, максимальное значение мощности сигнала и его толщинная зависимость в области междузонных переходов), а также при разработке полупроводниковых тепловых источников света [3].

Л и т е р а т у р а

- [1] Moss T. S., Hawkins T. D. H. — Proc. Phys. Soc., 1958, v. 72, N 463, p. 270—273.
 [2] Stierwalt D. L., Potter R. F. — Phys. Rev. A, 1965, v. 137, N 3, p. 1007—1009.
 [3] Фок М. В. Об идеальном тепловом источнике света. — Опт. и спектр., 1962, т. 13, в. 4, с. 612—613.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 17.11.1986
Принято к печати 21.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО АНАЛОГА ЭФФЕКТА МАРАНГОНИ

Иоффе И. В.

В [1, 2] показано, что в полупроводнике при разогреве носителей тока возможно возникновение ячеек Бинара в газе электронов. Покажем, что в собственных полупроводниках в отсутствие разогрева носителей тока возможно

³ $k_0 = e^2 \sqrt{2m_n} / cn \hbar^2 = 3.4 \cdot 10^9 \text{ см}^{-1} \cdot \text{эрг}^{-1/2}$, $E_g = 0.164 \text{ эВ}$ при 312.7 К и 0.16 эВ при 320.5 К.

образование периодических в двух направлениях структур, если скорость поверхностной генерации-рекомбинации носителей тока существенно зависит от температуры T (в энергетических единицах) и к образцу приложен градиент температуры ∇T_0 в направлении, в котором толщина образца d много меньше других его размеров L . Ограничимся случаем $|\nabla T_0|L \ll T_0$ и условим малости диффузионной длины по сравнению с поперечным к градиенту температуры размером L . Отметим, что зависимость скорости поверхностной генерации-рекомбинации от температуры как источник образования двумерных структур аналогичен зависимости коэффициента поверхностного натяжения от T в эффекте Марангони [3]. Полученная далее система уравнений и граничных условий также близка уравнениям и граничным условиям, описывающим эффект Марангони.

Ограничимся линейной по отклонениям температуры T' , плотности носителей тока n' и потенциала электрического поля φ теорией. Анализ показывает, что при критическом градиенте температуры $\partial/\partial t \equiv 0$.

Удобно ввести $\Theta = T'/T_0$, $\Psi = e\varphi/T_0$. Из системы уравнений (R описывает генерацию-рекомбинацию в объеме, e — элементарный заряд, κ — температуропроводность, C_p , C_e — фононная и электронная теплоемкости) и граничных условий (Γ описывает генерацию-рекомбинацию на поверхности, b — число Био)

$$\operatorname{div} j'_{\pm} = \frac{\partial R}{\partial n} n' + \frac{\partial R}{\partial T} T',$$

$$\operatorname{div} \left(-\kappa \nabla T' + C_e T_0 \frac{j'_+ - j'_-}{n_0} \right) = e \nabla \varphi_0 (j'_- - j'_+), \quad (1)$$

при $z = 0, d$

$$\frac{\partial T'}{\partial z} + b T' = 0, \quad j'_{\pm z} = \frac{\partial \Gamma}{\partial n} n' + \frac{\partial \Gamma}{\partial T} T'$$

находим систему уравнений и граничных условий (аналогичную описывающим эффект Марангони)

$$\Delta \Psi = a_1 (\varepsilon \alpha) \Delta \Theta,$$

$$\Delta \Theta = a_2 (\varepsilon \alpha) \frac{C_e}{C_p} \frac{l_e}{l_p} \frac{v}{s} \frac{\nabla T_0 \nabla \Psi}{T_0}, \quad (2)$$

при $z = 0, d$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial z} + b \Theta = 0, \quad \frac{\partial \Psi}{\partial z} = a_3 \frac{u}{v} \frac{\partial \ln \Gamma}{\partial \ln T} \frac{\Theta}{l_e}$$

(α — термоэдс, s — скорость звука, v — тепловая скорость электронов, l_e, l_p — длины пробега электронов и фононов, a_i — число порядка единицы. Для простоты принято, что скорости поверхностной генерации-рекомбинации u одинаковы при $z = 0, d$). Полагая

$$\Theta, \Psi \sim f(z) \exp(ikr_{\perp}), \quad k = \pi m/L, \quad m = 1, 2, \dots$$

находим условие, определяющее критический градиент температуры. Анализ показывает, что ∇T_k минимален при $kd \ll 1$ и $bd \ll 1$, что требует $d \ll L \ll T_0 |\nabla T_0|^{-1}$. В этом случае

$$a_4 (\varepsilon \alpha)^2 \frac{u}{s} \left| \frac{\partial \ln \Gamma}{\partial \ln T} \right| \frac{C_e}{C_p} \left| \frac{\nabla T_k}{T_0} \right| \frac{L^2}{\pi^2 m^2 l_p} > 1. \quad (3)$$

Последнее неравенство выполнимо при $|\nabla T_k| L T_0^{-1} \simeq 0.1$, $L \simeq 1$ см, $n \simeq 10^{18}$ см⁻³, $u |\partial \ln \Gamma / \partial \ln T| \simeq 10^3$ см/с. При $kd > 1$, $bd > 1$ условия возбуждения структур трудно выполнимы.

Л и т е р а т у р а

[1] Бонч-Бруевич В. Л. Проблема Бинара для горячих электронов. — ЖЭТФ 1974, т. 67, в. 6, с. 2204—2214.

- [2] Бонч-Бруевич В. Л. О возникновении сверхрешетки электронной температуры при наличии постоянного электрического поля. — ЖЭТФ, 1976, т. 71, в. 4, с. 1683—1692.
 [3] Гершун Г. З., Жуховицкий Е. М. Конвективная устойчивость несжимаемой жидкости. М., 1972. 324 с.

Всесоюзный научно-исследовательский технологический институт антибиотиков и ферментов медицинского назначения
 Ленинград

Получено 18.03.1987
 Принято к печати 21.08.1987

ФТП, том 22, вып. 2, 1988

РЕЗОНАНСНЫЕ УРОВНИ В СИЛЬНО КОМПЕНСИРОВАННОМ p -PbTe ПО ДАННЫМ ИК ПОГЛОЩЕНИЯ

Вейс А. Н., Кайданов В. И., Крупицкая Р. Ю.

При исследовании явлений переноса [1, 2] и в опытах по теплоемкостной спектроскопии $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ [1, 3] было показано, что введение Tl в PbTe сопровождается образованием полосы квазилокальных состояний, расположенной в глубине валентной зоны. По данным [2], в образцах с низкой концентрацией таллия ($N_{\text{Tl}} \leq 0.3$ ат%) энергия полосы (положение максимума функции плотности резонансных состояний g^{Tl}) составляет $E_{\text{терм}} = 0.16$ эВ, а ее ширина Γ на уровне $0.5 g_{\text{max}}^{\text{Tl}}$ равна ~ 10 мэВ ($T = 77$ К, здесь и далее величины энергий отсчитываются от потолка валентной зоны; см. схему на рисунке). С ростом температуры, согласно [2], величина $E_{\text{терм}}$ уменьшается.

Оптические эксперименты [1, 4, 5], выполненные в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$, позволили выявить полосы дополнительного поглощения, связанные с переходами электронов между квазилокальными уровнями, расположенными в глубине валентной зоны, и разрешенными состояниями вблизи ее потолка. Однако ширина полос Γ , по данным [4, 5], оказалась заметно большей, чем в [2, 3], а их энергия $E_{\text{онт}}$ (в дальнейшем E_3) возрастает с увеличением температуры.

Для того чтобы устранить названные противоречия в результатах [2-5], в настоящей работе исследована при 90 К спектральная зависимость коэффициента поглощения α ($\hbar\omega$) в сильно компенсированном p -PbTe, легированном 1 ат% Tl и сравнимыми количествами сверхстехиометрического свинца $\text{Pb}_{\text{изб}}$. Его свойства сравнивались с данными для $\text{PbTe}\langle 0.7 \text{ ат\% Na, Pb}_{\text{изб}} \rangle$ и $\text{Pb}_{0.9998}\text{Tl}_{0.0002}\text{Te}$.

Полученные в работе экспериментальные результаты показаны на рисунке, откуда видно, что в спектре α ($\hbar\omega$) $\text{PbTe}\langle\text{Tl, Pb}_{\text{изб}}\rangle$ наблюдаются три полосы дополнительного поглощения — α_1 , α_2 и α_3 . Компонента α_1 с четкой красной границей наблюдалась в $\text{PbTe}\langle\text{Tl}\rangle$ и ранее [5] и была приписана комплексам, энергетические уровни которых (E_1) расположены в нижней половине запре-

Характеристики исследованных образцов

№ образца	Состав	$Px \cdot 10^{-16}$, см ⁻³ (300 К)	T, К	E_1 , эВ	E_2 , эВ	E_3 , эВ
1	$\text{PbTe}\langle 1 \text{ ат\% Tl, Pb}_{\text{изб}} \rangle$	4.5	90	0.055 ± 0.010	0.155 ± 0.020	0.210 ± 0.020
2	$\text{PbTe}\langle 0.7 \text{ ат\% Na, Pb}_{\text{изб}} \rangle$	13	{ 90 300	{ — —	{ 0.180 ± 0.020 0.220 ± 0.020	{ — —
3	$\text{Pb}_{0.9998}\text{Tl}_{0.0002}\text{Te}$	4.0	{ 90 300	{ — —	{ — —	{ 0.225 ± 0.015 0.265 ± 0.015