

©1995 г.

## ЭФФЕКТ ОХЛАЖДЕНИЯ, ВЫЗЫВАЕМЫЙ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЕЙ

*В.И.Пупа*

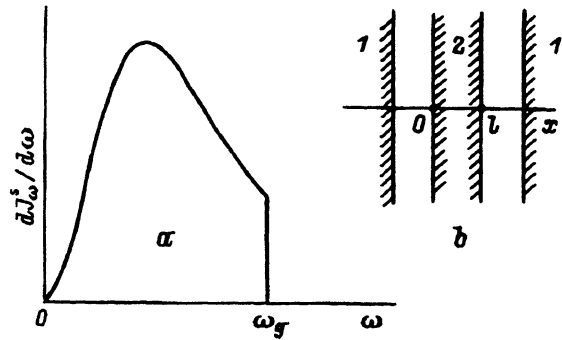
Институт физики полупроводников Академии наук Украины,  
252650, Киев, Украина  
(Получена 24 июня 1994 г. Принята к печати 5 сентября 1994 г.)

Исследован эффект радиационного охлаждения, вызываемого полупроводниковым источником отрицательной межзонной люминесценции. Получены теоретические зависимости температуры охлаждаемого плоского слоя от мощности люминесценции, поглощательных способностей слоя и полупроводника и их начальной температуры. Рассмотрен нестационарный эффект с учетом конкурирующего нагрева слоя тепловым излучением полупроводника. Показана возможность значительного понижения температуры слоя при использовании оптических фильтров.

Тепловое излучение полупроводника в спектральной области  $\omega \geq E_g/\hbar$  ( $E_g$  — ширина запрещенной зоны) обусловлено главным образом излучательной рекомбинацией свободных электронов и дырок. Если их неравновесные концентрации  $n$  и  $p$  каким-нибудь способом поддерживаются меньшими равновесных значений  $n_0(T)$  и  $p_0(T)$ , то интенсивность излучения полупроводника в этой части спектра может быть ниже интенсивности его равновесного излучения при неизменной температуре  $T$  (отрицательная люминесценция (ОЛ) [1,2]). В изотермических условиях поглощение таким полупроводником окружающего излучения преобладает над его излучением. По аналогии с определением люминесценции как «холодного свечения», ОЛ можно назвать «холодным поглощением».

Источник ОЛ отбирает радиационным способом энергию от окружающих его тел и тем самым понижает их температуру. Такой эффект охлаждения экспериментально исследован в работе [3]. Если источник ОЛ «облучает» другой полупроводник, то в последнем возможны эффекты, обусловленные влиянием дефицита фотонов на электронно-дырочную подсистему (уменьшение концентрации электронов и дырок [4,5], отрицательный фотомагнитный эффект [6]). Они проявляются и в том случае, когда температура кристаллической решетки не изменяется. В данной работе теоретически исследуются основные закономерности эффекта радиационного охлаждения.

а — спектральная плотность излучения источника отрицательной люминесценции ( $R = 0$ ).  
 б — исследуемая система: 1 — источник отрицательной люминесценции, 2 — охлаждаемый слой.



Рассмотрим охлаждение плоского слоя, отделенного от поверхностей источников ОЛ вакуумными зазорами (см. рисунок). В начальный момент времени  $t = 0$  температура слоя  $T$  совпадает с температурой источника  $T_s(0) = T_0$ . При  $t > 0$  интенсивность излучения с единичной площадки поверхности источника в телесном угле  $d\Omega$  под углом  $\theta$  к нормали запишем в виде

$$dJ_{\omega}^s = (1 - R)J_{0\omega}(T_s)\zeta(\omega_g - \omega) \cos \theta d\Omega d\omega,$$

$$J_{0\omega} = (\hbar\omega^3/4\pi^3c^2)[\exp(\hbar\omega/kT) - 1]^{-1}. \quad (1)$$

Здесь  $R(\omega, \theta)$  — коэффициент отражения излучения от поверхности источника,  $\omega_g = E_g/\hbar$ ,  $\zeta(z) = 1$  при  $z > 0$  и  $\zeta(z) = 0$  при  $z < 0$ . Излучение полупроводника в диапазоне  $\omega > \omega_g$  практически полностью отсутствует, если в приповерхностной области, толщина которой превышает обратный коэффициент межзонного поглощения  $\alpha^{-1}(\omega)$ , выполняется условие сильного истощения  $np \ll n_0p_p$ . Такая ситуация легко реализуется при гальваномангнитной люминесценции [2], а также при других способах возбуждения ОЛ (контактная эксклюзия [7], электролюминесценция в варизонных полупроводниках [8]) в электрических полях, не греющих электронный газ. Джоулев нагрев увеличивает интенсивность теплового излучения в области  $\omega < \omega_g$ . Структура спектра излучения в узкой области прозрачности вблизи  $\omega_g$  для расчета теплового эффекта несущественна. Отметим еще, что если в равновесном состоянии электроны вырождены, то положение ступеньки в зависимости (1) вблизи  $\omega_g$  зависит от типа проводимости. При собственной проводимости электронный газ при биполярном истощении может стать невырожденным,  $\alpha(\omega)$  в области  $E_g < \omega < E_F$  ( $E_F$  — уровень Ферми) увеличивается, и при сильном истощении ступенька соответствует  $E_g/\hbar$ . В полупроводнике  $n$ -типа удаление неосновных носителей мало изменяет концентрацию электронов  $n$  и в этом случае положение ступеньки находится вблизи  $E_F/\hbar$ .

Температура слоя  $T(x, t)$  определяется уравнением

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + Q, \quad (2)$$

где  $\rho$  и  $C_p$  — плотность и удельная теплоемкость,  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности,  $Q(x, t)$  — количество тепла, выделяемого излучением в единице объема за 1 с. В общем случае функция  $Q(x)$  зависит от распределения температуры  $T(x)$  нелокальным образом [9].

Предполагаем, что время выравнивания температуры по толщине  $l$  слоя из-за теплопроводности значительно меньше характерного времени радиационного охлаждения. В этом приближении неоднородность распределения температуры можно не учитывать и зависимость  $T(t)$  определяется из уравнения баланса, которое получается интегрированием (2) по толщине пластины с учетом условия

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=l}.$$

Пусть  $dJ_\omega$  — интенсивность теплового излучения слоя (с одной поверхности). Поглощаемая слоем мощность равна  $AdJ_\omega^\Sigma$ , где  $A(\omega, \theta)$  — поглощательная способность,  $dJ_\omega^\Sigma$  — интенсивность суммарного потока в зазоре в направлении к слою. Последняя определяется с учетом многократных отражений от границ разделов и для рассматриваемой плоскопараллельной системы имеет вид

$$dJ_\omega^\Sigma = \frac{dJ_\omega^s + RdJ_\omega}{1 - R + AR}. \quad (3)$$

Интегрируя разность потоков  $AdJ_\omega^\Sigma - dJ_\omega$  по всем частотам и углам, получим уравнение баланса в виде

$$\rho C_p l \frac{dT}{dt} = \bar{A} \sigma (T_s^4 - T^4) - \bar{A}_g J_g(T_s). \quad (4)$$

Здесь  $\sigma$  — постоянная Стефана-Больцмана.

$$J_g(T) = \pi \int_{\omega_g}^{\infty} J_{0\omega}(T) d\omega, \quad (5)$$

$\bar{A}$  и  $\bar{A}_g$  — средние по спектру значения функции  $A(\omega)$ :

$$A(\omega) = 2 \int \frac{A(1-R)}{1-R+AR} \cos \theta d\Omega, \quad A(\omega_1, \omega_2) = \int_{\omega_1}^{\omega_2} A J_{0\omega} d\omega \left( \int_{\omega_1}^{\omega_2} J_{0\omega} d\omega \right)^{-1},$$

$$\bar{A} = A(0, \infty), \quad \bar{A}_g = A(\omega_g, \infty). \quad (6)$$

Температурная зависимость параметров  $\bar{A}$  и  $\bar{A}_g$  не учитывается.

Конечная температура слоя  $T_f$  устанавливается при достижении стационарного теплообмена, что возможно в отсутствие джоулевого нагрева. Из (4) получим

$$T_f = T_0 \left( 1 - J_g(T_0) \bar{A}_g / \sigma T_0^4 \bar{A} \right)^{1/4}. \quad (7)$$

Если  $\exp(-E_g/kT_0) \ll 1$ , то

$$J_g(T) = \frac{kTE_g^3}{4\pi^2 c^2 \hbar^3} \left[ 1 + 3 \frac{kT}{E_g} + 6 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^2 + 6 \left( \frac{kT}{E_g} \right)^3 \right] \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right). \quad (8)$$

В этом случае  $J_g(T_0) \ll \sigma T_0^4$  и изменение температуры мало:

$$\Delta T_f = -\frac{J_g(T_0)\bar{A}_g}{4\sigma T_0^3 \bar{A}}. \quad (9)$$

Пусть охлаждаемый слой является черным телом, и его излучение полностью поглощается источником ( $A = 1, R = 0$ ). В этом случае, а также для серых тел, для которых  $A$  и  $R$  не зависят от  $\omega$ ,  $\bar{A}_g = \bar{A}$ . Для  $E_g = 0.18$  эВ,  $T_0 = 300$  К получим  $J_g = 3.6 \cdot 10^{-3}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\sigma T_0^4 = 4.6 \times 10^{-2}$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\Delta T_f = -5.8$  К.

В общем случае величина эффекта охлаждения зависит от частотной дисперсии поглощательных способностей охлаждаемого вещества и полупроводника, а также от состояния их поверхностей. Его можно вычислить, зная функции  $A(\omega, \theta)$  и  $R(\omega, \theta)$ . Если не используются специальные фильтры или покрытия, существенно изменяющие отражение или поглощение излучателя в области  $\omega > \omega_g$  по сравнению с их значениями в основной части спектра  $\omega < \omega_g$ , то  $\bar{A}_g/\bar{A} \simeq 1$ .

Рассмотрим временную зависимость эффекта с учетом джоулевого нагрева полупроводникового источника ОЛ. Температура  $T_s$  в (4) увеличивается по закону  $T_s = T_0(1 + t/\tau_s)$ , постоянная  $\tau_s \sim I^{-2}$ , где  $I$  — средняя плотность электрического тока. Полагая относительные изменения температур  $\Delta T/T_0$  и  $\Delta T_s/T_0$  малыми, из линеаризованного уравнения (4) получим

$$\Delta T(t) = \left( \Delta T_f - T_0 \frac{\tau}{\tau_s} \right) \left( 1 - e^{-\frac{t}{\tau}} \right) + T_0 \frac{t}{\tau_s}, \quad (10)$$

$$\tau = \rho C_p l / 4\sigma T_0^3 \bar{A}. \quad (11)$$

Из (10) следует, что температура слоя  $T(t)$  с ростом  $t$  сначала снижается, достигает минимального значения  $T_m$ , затем увеличивается и при достаточно больших временах охлаждение слоя сменяется его нагревом ( $T > T_0$ ). Достижимое охлаждение  $T_m - T_0$  близко к стационарному значению  $\Delta T_f$  (9), если  $\tau/\tau_s \ll |\Delta T_f|/T_0$ .

Влияние нагрева можно уменьшить, если между источником и охлаждаемым слоем поместить фильтр, пропускающий излучение с частотами  $\omega > \omega_g$  и поглощающий излучение в основной части спектра  $\omega < \omega_g$ . Если фильтр имеет большую теплоемкость, то его температура  $T_0$  за время охлаждения слоя не изменяется. Рассмотрим охлаждение черного тела ( $A = 1$ ). Тепловым излучением фильтра в области его прозрачности пренебрегаем. В этом случае  $T(t)$  определяется уравнением (4), в котором  $R(\omega)$  заменяется на коэффициент отражения фильтра  $R_1(\omega)$  для  $\omega < \omega_g$ , а для  $\omega > \omega_g$  — на коэффициент  $R_2(\omega)$ , учитывающий отражение как от фильтра, так и от поверхности источника.

Пусть средние значения  $R_1(\omega)$  и  $R_2(\omega)$ , определяемые по типу (6) для областей  $\omega < \omega_g$  и  $\omega > \omega_g$ , равны  $r_1$  и  $r_2$  соответственно. Стационарное уравнение баланса (4) принимает вид

$$(1 - r_1) [\sigma(T^4 - T_0^4) + J_g(T_0)] + (r_1 - r_2)J_g(T) = 0. \quad (12)$$

В пределе  $r_1 \rightarrow 1$  из (12) следует  $T \rightarrow 0$ . В такой идеальной системе поток внешнего излучения в направлении к слою отсутствует, слой охлаждается, излучая фотоны с частотами  $\omega > \omega_g$ . Этот пример показывает, что эффект охлаждения можно увеличить, используя фильтр с большим коэффициентом отражения в области его непропускания  $\omega < \omega_g$ . Для  $E_g = 0.18$  эВ,  $T_0 = 300$  К,  $r_1 = 0.7$ ,  $r_2 = 0.4$  получим  $\Delta T = -13$  К.

Зависимость величины охлаждения как черных, так и не черных тел от их начальной температуры имеет, согласно (8) и (9), вид

$$\Delta T(T_0) \sim T_0^{-2} \exp(-E_g/kT_0). \quad (13)$$

Это совпадает с зависимостью  $\Delta T(T_0)$ , полученной в работе [3] при исследовании охлаждения полупроводникового слоя. Для охлаждаемого черного тела в [3] предложена зависимость  $\Delta T(T_0) \sim T_0^{-3}$ .

Полученные результаты описывают однородную температуру слоя, который одинаково охлаждается с двух сторон. Температуру слоя можно считать однородной для времен  $t > \tau_x = \rho C_p l^2 / \chi$ , при этом зависимость  $\Delta T(t)$  (10) справедлива, если  $\tau_x \ll \tau$ . Однородная температура устанавливается и при одностороннем охлаждении слоя, противоположная поверхность которого металлизирована, т.е. теплообмен через эту поверхность пренебрежимо мал. В этом случае параметры  $\bar{A}$  и  $\bar{A}_g$  в уравнении (4) в 2 раза меньше, чем их значения в (6), изменение температуры определяется теми же формулами (9), (10), постоянная  $\tau$  в (10) увеличивается в 2 раза по сравнению с  $\tau$  в (11). Если поглощенные излучения слоем имеет поверхностный характер, то радиационный вклад  $Q$  можно исключить из уравнения (2), учитывая его стандартным образом в граничных условиях для  $T$ . В случае одностороннего охлаждения слоя с одинаковыми поверхностями среднее по толщине слоя изменение стационарной температуры при  $\tau_x \ll \tau$  оказывается в 2 раза меньше, чем  $\Delta T_f$  (9).

Приведенные результаты определяют максимальную величину охлаждения, вызываемого полупроводником с полностью подавленным рекомбинационным излучением ( $\omega > \omega_g$ ). Сопутствующий нагрев слоя тепловым излучением полупроводника ( $\omega < \omega_g$ ) можно уменьшить, используя более слабые токи, при которых мощность ОЛ еще не достигает предельной величины. Если при этом концентрации электронов и дырок в приповерхностной области толщиной порядка  $\alpha^{-1}$  практически однородны, то в выше приведенных формулах  $J_g$  следует заменить на  $(1 - np/n_0 p_0)J_g$ . В работе [3] при слабой гальваномангнитной люминесценции пластинки InSb достигнуто охлаждение слоя  $\Delta T \approx -1$  К.

Работа финансируется из фонда фундаментальных исследований ГКНТ Украины.

## Список литературы

- [1] В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец, В.А. Смирнов. ДАН СССР, **161**, 1308 (1965).
- [2] С.С. Болгов, В.К. Малютенко, В.И. Пипа. ФТП, **17**, 208 (1983).
- [3] P. Berdahl. Proc. 18th. Int. Conf. on Phys. of Semicond. (Stockholm, 1986) p. 1595.
- [4] В.И. Пипа. ФТП, **22**, 553 (1988).
- [5] В.И. Пипа. Препринт № 3, ИП АН УССР (Киев, 1988).
- [6] В.И. Пипа, Е.И. Яблоновский, В.К. Малютенко. ФТП, **24**, 1176 (1990).
- [7] В.К. Малютенко, А.М. Рыбак, А.Г. Коллюх. ЖПС, **47**, 299 (1987).
- [8] С.С. Болгов, В.К. Малютенко, В.И. Пипа, А.П. Савченко. Письма ЖТФ, **15**, 49 (1989).
- [9] Я.Б. Зельдович, Ю.П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных явлений (М., Наука, 1966).

Редактор Т.А. Полянская

## A cooling effect due to the negative luminescence

*V.I.Pipa*

Semiconductor Institute, Ukrainian Academy of Sciences, 252650 Kiev, the Ukraine

---