

## ТЕПЛОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРЯМО СМЕЩЕННОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ДИОДА

Малютенко В. К., Тесленко Г. И.

Полупроводниковый диод из широкозонного (не обязательно прямозонного) полупроводника может служить достаточно мощным (десятки мВт/см<sup>2</sup>) источником ИК излучения положительного и отрицательного контрастов, быстроедействие которого определяется временем жизни носителей заряда в базе, а мощность и спектр излучения близки к параметрам черного тела. Предпочтительные условия работы — высокие температуры, необходимые условия — различие температур диода и окружающей среды, а также оптическая прозрачность базы в отсутствие смещения. В эксперименте исследованы параметры такого излучения из базы прямо смещенного Ge *p*—*n*-перехода при температурах, близких к  $T=300$  К, в спектральном диапазоне 2—25 мкм.

Полупроводниковые инжекционные светодиоды являются важнейшим элементом схем и устройств оптической обработки информации в видимом и ближнем ИК диапазонах ( $\lambda < 2$  мкм). В качестве материалов для них используются прямозонные полупроводники (в таких материалах велика вероятность излучательной рекомбинации), ширина запрещенной зоны  $E_g$  которых связана с областью излучаемых частот  $\omega$  известным соотношением  $\omega \geq E_g/\hbar$  (так называемая область междужонных излучательных рекомбинационных переходов).

Применению барьерного принципа создания неравновесных носителей в активной области излучателя (инжекция электронно-дырочных пар в область *p*—*n*-перехода при прямом смещении) для генерации более длинноволнового рекомбинационного излучения препятствуют фундаментальные физические ограничения. Дело в том, что по мере уменьшения энергии излучаемого кванта  $\hbar\omega$ , а следовательно, и ширины запрещенной зоны используемого материала  $E_g$ , резко падает эффективность барьерного механизма инжекции, а при  $E_g \approx kT$  *p*—*n*-переход практически «исчезает». В этом же спектральном диапазоне очень мала также и квантовая эффективность излучателя из-за большой вероятности безызлучательных механизмов рекомбинации.<sup>1</sup> Вот почему инжекционные светодиоды используются для генерации излучения лишь в спектральном диапазоне частот, для которых справедливо соотношение  $\hbar\omega/kT \geq 1$  (так называемая квантовая область).

В настоящей статье теоретически и экспериментально исследуется излучение прямо смещенного *p*—*n*-перехода из широкозонного полупроводника в спектральной области частот за краем собственного поглощения  $\omega < E_g/\hbar$ , соответствующей так называемой классической области, для которой справедливо соотношение  $\hbar\omega/kT < 1$ . Тем самым из рассмотрения практически выпадают хорошо изученные характеристики излучения из области фундаментального поглощения, «коротковолновые» кванты которого возникают в результате рекомбинации пары электрон—дырка. Основное же внимание будет уделено исследованию процесса «поглощение—излучение» свободных носителей тока, а именно непрямым переходам электронов в зоне проводимости и прямым переходам дырок между подзонами легких и тяжелых дырок валентной зоны. «Длин-

<sup>1</sup> В качестве примера напомним, что при  $T=300$  К объемная квантовая эффективность GaAs ( $E_g=1.43$  эВ) может достигать 99 %, а в InSb ( $E_g=0.18$  эВ) она не превышает 6 %.

новолновые» кванты такого излучения возникают в процессах рассеяния носителей тока и, естественно, предшествуют возникновению кванта рекомбинации.

Еще одна особенность исследуемого излучения заключается в его природе. Рекомбинационное междузонное излучение является, по определению, люминесценцией — это по сравнению с тепловым излучением избыток излучения, возникающий при инжекции неравновесных носителей. Оно не сопровождается в отсутствие вырождения изменением коэффициента поглощения, возникает при любых соотношениях между температурами кристалла и фона.<sup>2</sup> Излучение же за краем собственного поглощения — это, по определению, тепловое излучение. В результате инжекции неравновесных носителей увеличивается коэффициент поглощения излучения фона кристаллом, и в соответствии с законом Кирхгофа растет также мощность его теплового излучения, которая регистрируется, если температуры кристалла и фона различаются.

В статье рассматриваются количественные соотношения, определяющие параметры теплового излучения прямо смещенного диода за краем собственного поглощения и приводятся результаты эксперимента, выполненного с  $p-n$ -переходами из германия.

2. Рассчитаем мощность теплового излучения базы прямо смещенного диода при температуре  $T$  в спектральном диапазоне за краем фундаментального поглощения. Если показатель преломления материала  $N$ , а коэффициент поглощения  $K = (\sigma_n + \sigma_p)n$ , где  $n$  — концентрация инжектированных электронов и дырок, а  $\sigma_n$  и  $\sigma_p$  — сечения поглощения ими излучения фона, то выражение для объемной плотности излучения в единичном телесном угле и единичном частотном интервале  $d\omega$  в соответствии с принципом детального равновесия можно представить в виде

$$U = \frac{K_{fc} N^2}{4\pi}, \quad \rho = \frac{\hbar \omega^3}{\pi^2 c^3} \left[ \exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1}. \quad (1)$$

Принимая во внимание ослабление выходящего из кристалла излучения вследствие поглощения на длине  $x/\cos \theta$ , где  $\theta$  — угол падения излучения изнутри на грань  $x = -d$  (толщина базы  $2d$ , см. вставку на рис. 1), его отражение от этой грани ( $R$  — коэффициент отражения), а также ограничение телесного угла выходящего излучения конусом в пределах угла полного внутреннего отражения  $\theta < \theta_0 = \arcsin N^{-1}$ , запишем выражение для мощности теплового излучения с единичной площади в виде

$$P_\omega = 2\pi (1 - R) \int_0^{E_g/\hbar} d\omega \int_{-d}^d \int_0^{\theta_0} U e^{-\frac{K(x+d)}{\cos \theta}} \sin \theta d\theta dx. \quad (2)$$

Два предельных случая (2) по уровню возбуждения представляют наибольший интерес. Так, если уровень инжекции настолько велик, что в исследуемой области базы реализуется условие сильного поглощения  $2Kd/\cos \theta \gg 1$ , то выражение (2) принимает вид

$$P_\omega = (1 - R) \frac{\hbar}{4\pi^2 c^2} \int_0^{E_g/\hbar} \omega^3 \left[ \exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} d\omega \quad (3)$$

и представляет собой по сути дела интеграл по спектру излучения черного тела (с поправкой на отражение) в рассматриваемом спектральном диапазоне ( $0 < \omega < E_g/\hbar$ ). При слабом уровне инжекции  $2Kd/\cos \theta \ll 1$  из (2) получаем, что

$$P_\omega = \frac{2d\hbar}{4\pi^2 c^2} \int_0^{E_g/\hbar} \omega^3 K \left[ \exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) - 1 \right]^{-1} d\omega \quad (4)$$

<sup>2</sup> Все сказанное также справедливо и для отрицательной люминесценции, возникающей в условиях возбуждения, уменьшающего концентрацию свободных носителей тока в материале.

и определяется спектральной зависимостью коэффициента поглощения, а интегральная мощность — также и толщиной кристалла.<sup>3</sup>

3. В эксперименте использовались длинные диоды из Ge в форме брусков размерами  $5 \times 5 \times 8$  мм. На одной из граней ( $5 \times 8$  мм) сплавлением In создавался *p*-слой (остаточная проводимость базы была *n*-типа,  $N_d - N_a \approx 10^{15}$  см<sup>-3</sup>), а на противоположной грани сплавлением Sn — омический контакт. Типичные вольт-амперные характеристики диода представлены на рис. 1. Образец припаивался омическим контактом к массивному термостатированному медному блоку, температура которого во время измерений поддерживалась постоянной в диапазоне 300—400 К.

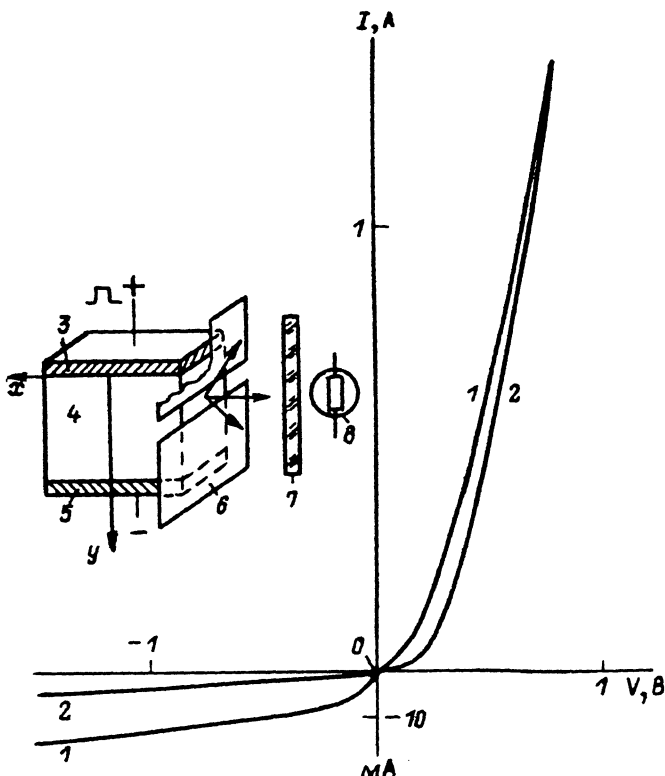


Рис. 1. Вольтамперные характеристики диода.

*T*, К: 1 — 350, 2 — 290. На вставке — схема эксперимента: 3 — *p-n*-переход, 4 — база из *n-Ge*, 5 — омический контакт, 6 — щелевая диафрагма, 7 — фильтр, 8 — фотоприемник.

Излучение наблюдалось с грани ( $5 \times 5$  мм), т. е. толщина базы вдоль оптической оси составляла  $2d = 0.8$  см. Излучающая площадка базы диода выбиралась в виде прямоугольной диафрагмы шириной 0.25 мм, передвигаемой вдоль линий тока. Необходимая спектральная область излучения выделялась узкополосными дисперсионными ИК фильтрами и регистрировалась соответствующими приемниками.

Положительное смещение подавалось на диод в виде прямоугольных импульсов напряжением до 5 В длительностью 40—100 мкс и частотой повторения 50 Гц. Измерялся модулированный сигнал излучения  $\Delta P = P(V) - P(0)$ , представляющий собой разницу между мощностями излучения при положительном  $P(V)$  и нулевом  $P(0)$  смещениях. Отсутствие нагрева образца проходящим током контролировалось по отсутствию сигнала модулированного теплового излучения при температуре диода, равной температуре окружающей среды.

Рис. 2 дает представление о спектральном распределении мощности теплового излучения при различных уровнях инжекции, температурная зависимость

<sup>3</sup> При учете многократного отражения излучения в базе множитель  $(1-R)$  пропадает.

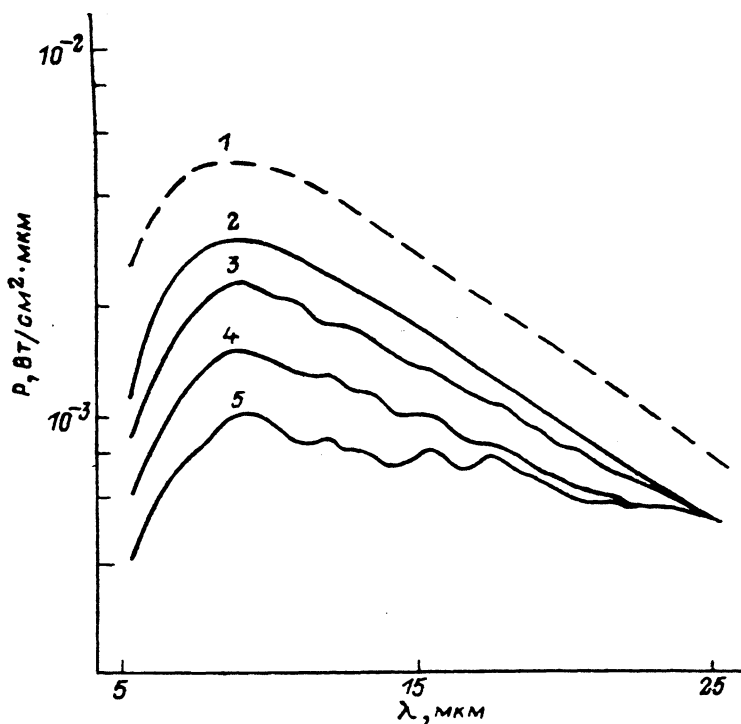


Рис. 2. Спектральное распределение теплового излучения при  $T=330$  К.  
 $V, В$ : 2 — 1.5, 3 — 0.9, 4 — 0.5, 5 — 0.

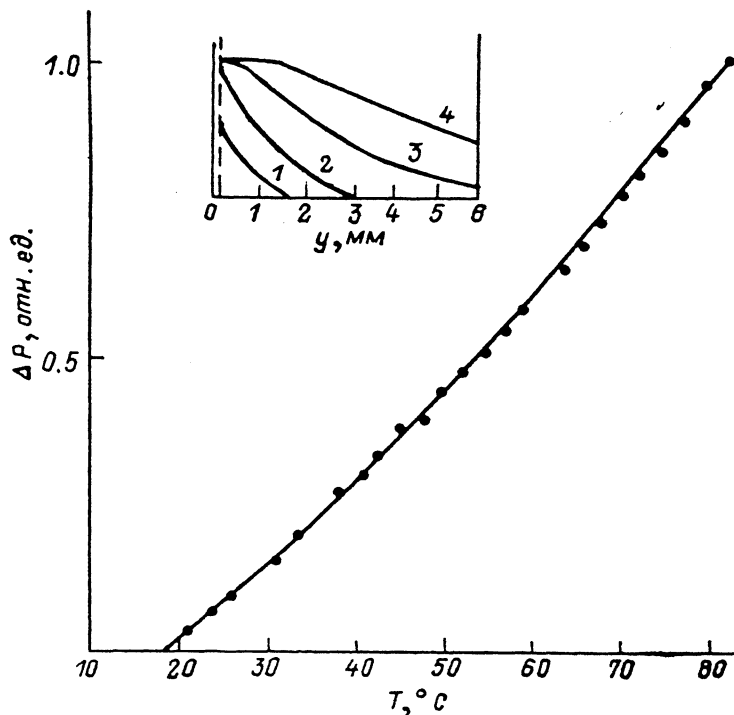


Рис. 3. Температурная зависимость мощности теплового излучения диода в диапазоне длин волн 2—25 мкм.

Сплошная линия — излучение черного тела, точки — эксперимент. На вставке — распределение излучения по длине базы,  $p$ — $n$ -переход слева.  $V, В$ : 1 — 0.5, 2 — 0.8, 3 — 1.7, 4 — 3.

интегральной мощности при  $T > 300$  К представлена на рис. 3. Вставка к рис. 3 показывает, как изменяется амплитуда сигнала излучения базы диода по мере удаления диафрагмы от инжектирующего контакта. И, наконец, необычная кинетика сигнала теплового излучения на рис. 4 сравнивается с импульсами междузонной люминесценции. Обсудим эти результаты.

4. Самым интересным, по нашему мнению, фактом является возможность существенного управления интенсивностью и кинетикой теплового излучения базы диода незначительным напряжением питания. Действительно, уже при

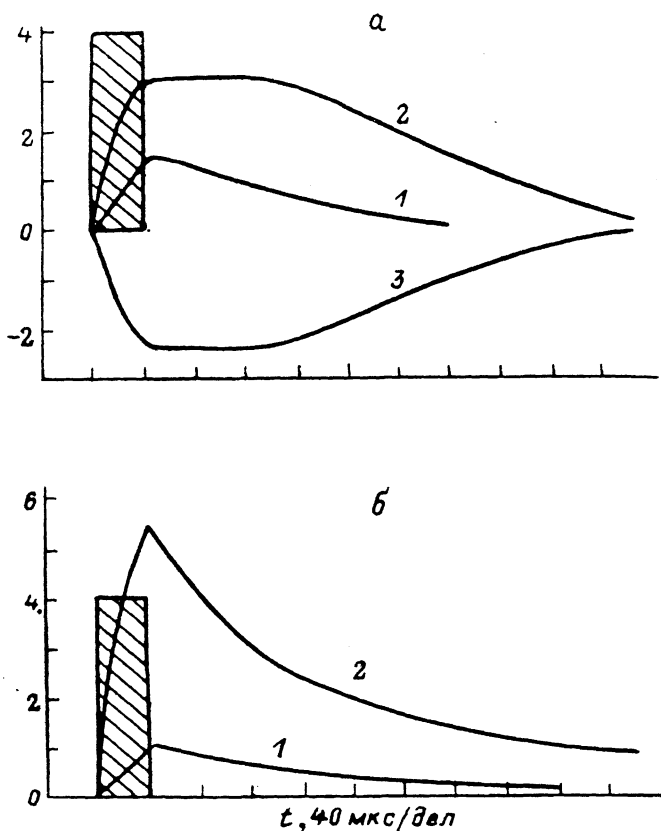


Рис. 4. Осциллограммы импульсов теплового излучения  $\lambda \geq 8$  мкм (а) и рекомбинационного излучения  $\lambda \leq 2$  мкм (б).

Штриховкой показана длительность возбуждающего импульса. Напряжение на диоде, В: 1 — 0,5, 2, 3 — 3. Положительные импульсы теплового излучения получены при  $T_{\text{диода}} = 320$  К, отрицательный — при  $T_{\text{диода}} = 280$  К. Температура фона 290 К.

смещении  $V = 1.5$  В спектральное распределение мощности теплового излучения с учетом поправки на отражение  $(1-R)$  практически совпадает со спектром излучения черного тела (кривые 1 и 2 на рис. 2, диафрагма находится вблизи  $p-n$ -перехода) и далее не зависит от напряжения смещения. Это значит, что при таком уровне инжекции коэффициент поглощения излучения свободными носителями увеличивается настолько, что кристалл становится оптически толстым в направлении выходящего излучения. В то же время в отсутствие смещения поглощательная способность кристалла низка. Исключение составляет самая длинноволновая область спектра ( $\lambda \geq 25$  мкм), где даже в исходном состоянии оптическая толщина кристалла велика вследствие роста  $\sigma_n$  с длиной волны ( $\sigma_n \sim \lambda^m$ , где  $m > 1$  и определяется механизмом рассеяния), поэтому кривые 2—4 на рис. 2 совпадают. «Осцилляции» в излучении на кривых 3—5 связаны, по нашему мнению, как и в [1], с многофононным решеточным поглощением, проявляющимся в излучении только при малой концентрации носителей.

О значительном увеличении поглощательной способности базы при инжекции свидетельствует также совпадение температурных зависимостей интегральной мощности теплового излучения и мощности излучения черного тела. На рис. 3 эти результаты представлены нормированными к своим значениям при максимальной температуре измерений. Совпадение следует считать удовлетворительным, если учесть, что оптическая система регистрировала излучение только в диапазоне 2–25 мкм.

Поскольку концентрация инжектированных в базу носителей экспоненциально спадает при удалении от  $p-n$ -перехода, мощность теплового излучения зависит при фиксированном смещении от положения диафрагмы:  $\Delta P$  максимально у перехода и уменьшается в направлении к омическому контакту. Интересно, однако, что при высоких уровнях инжекции зависимости  $\Delta P$  ( $y$ ) и  $n$  ( $y$ ) не совпадают: несмотря на спадание  $n$  ( $y$ ), мощность излучения не зависит от координаты до тех пор, пока база остается оптически толстой (см. вставку на рис. 3). Используя известные соотношения для черного тела и введя поправку на отражение  $(1-R)$ , можно показать, что мощность модулированного сигнала теплового излучения оптически толстой базы в исследованной спектральной области в условиях эксперимента достигает десятков мВт/см<sup>2</sup>, что эквивалентно энергетической эффективности светодiodа порядка 1%.

В заключение несколько слов о кинетике теплового излучения (рис. 4). Если при малом уровне инжекции оба вида излучения (тепловое и люминесценция) спадают после выключения напряжения смещения,<sup>4</sup> то при  $V > 2$  В тепловое излучение достигает своего максимального значения и остается постоянным в течение времени, значительно превышающего длительность импульса питающего напряжения. При этом длительность плато растет с ростом уровня инжекции. Этот эффект впервые рассмотрен при лазерном возбуждении кремния в [2] и обусловлен переходом кристалла по мере рекомбинации носителей из оптически толстого в оптически тонкий. Длительность плато позволяет оценить уровень инжекции. Если считать, что для области плато справедливо соотношение  $2d(\sigma_n + \sigma_p)ne^{-\Delta t/\tau} > 1$ , где  $\Delta t$  и  $\tau$  — длительность плато и время жизни носителей, то оказывается, что даже при  $V=2$  В  $n \geq 10^{17}$  см<sup>-3</sup>.

5. Итак, полупроводниковый диод из широкозонного (не обязательно прямозонного) полупроводника может служить достаточно мощным (десятки мВт/см<sup>2</sup>) источником ИК излучения положительного и отрицательного контрастов, быстродействие которого определяется временем жизни носителей тока в базе, а мощность и спектр излучения близки к параметрам черного тела. Предпочтительные условия работы — высокие температуры, необходимые условия — различие температур диода и окружающей среды, а также оптическая прозрачность базы в отсутствие смещения.

#### Список литературы

- [1] Stierwalt D. L., Potter R. F. // Proc. Int. Conf. Phys. Semicond. London, 1962. P. 513—520.
- [2] Малютенко В. К., Липтуга А. И., Моин М. Д., Тесленко Г. И. // УФЖ. 1985. Т. 30. В. 12. С. 1854—1856.

Институт полупроводников АН УССР  
Киев

Получена 20.02.1989  
Принята к печати 10.04.1989

<sup>4</sup> Интересно отметить, что мощность теплового излучения базы уменьшается в условиях инжекции, если температура фона превышает температуру кристалла. Если при  $V=0$  база «прозрачна» для проходящего сквозь нее высокотемпературного излучения фона, то при  $V > 0$  она сама становится источником излучения с более низкой температурой.