

К. ф.-м. н. С. С. БОЛГОВ

Украина, г. Киев, Ин-т физики полупроводников НАНУ
E-mail: malyut@isp.kiev.ua

Дата поступления в редакцию
30. 01 2001 г.

Оппонент д. ф.-м. н. А. М. КАМУЗ

ДЛИННОВОЛНОВЫЕ ИСТОЧНИКИ ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОСНОВЕ ШИРОКОЗОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Приводятся конструкция нового типа длинноволновых источников ИК-излучения, результаты исследования их основных характеристик и области использования.

В настоящее время интенсивно ведутся работы по созданию светодиодов для среднего и дальнего ИК-диапазонов спектра, работающих при комнатных и более высоких температурах. В последние годы наметился прогресс в создании длинноволновых люминесцентных светодиодов на основе гетероструктур из узкозонных соединений A_3B_5 . В [1–3] сообщалось, что удалось расширить спектральный диапазон люминесцентных светодиодов при комнатных температурах до длин волн $\lambda \leq 6$ мкм. Однако внешняя квантовая эффективность таких светодиодов не превышает 10^{-3} % [1], и по мере увеличения длины волны излучения она резко уменьшается. Низкие значения выходящей мощности излучения объясняются малой эффективностью барьерных методов создания неравновесных носителей заряда в узкозонных соединениях при высоких температурах и незначительным квантовым выходом излучательной рекомбинации из-за доминирующей в этих условиях безызлучательной Оже-рекомбинации.

Таким образом, создание неохлаждаемых люминесцентных светодиодов из узкозонных соединений на длины волн более 6 мкм имеет ограничение. В то же время спектральный диапазон 8–14 мкм является весьма актуальным, поскольку приходится на широкое окно прозрачности атмосферы. Кроме того, для этой области спектра существуют высокоэффективные приемники излучения. В связи с этим привлекательной является перспектива создания неохлаждаемых малогабаритных полупроводниковых источников излучения, которые имели бы преимущества инжекционных светодиодов (внутренняя модуляция, электрическое управление) и генерировали ИК-излучение в длинноволновой области спектра.

В данной работе описаны источники ИК-излучения нового типа, работа которых основана на модуляции теплового излучения за краем фундаментального поглощения широкозонных полупроводников, происходящей за счет изменения их эффективного

коэффициента отражения при изменении концентрации свободных носителей заряда. Приводятся конструкция, технология изготовления и характеристики источников, работающих на эффектах инжекции и эксклюзии.

Физическое обоснование

Полупроводник, как и любое тело при температуре $T > 0$ К, испускает тепловое излучение (ТИ), спектр которого определяется законами Планка и Кирхгофа. При термодинамическом равновесии кристалла с окружающей средой существует равенство между поглощением и испусканием ТИ. В спектральной области поглощения свободными носителями заряда коэффициент поглощения зависит от концентрации носителей заряда (n) в полупроводнике. По этой причине при изменении концентрации носителей изменяется поглощательная способность кристалла и, соответственно, его излучательная способность, т. е. возникает модуляция ТИ при постоянной температуре [4, 5].

Наблюдение модуляции ТИ возможно, если температура полупроводника отличается от температуры окружающей среды, т. к. в противном случае изменение интенсивности ТИ полупроводника полностью компенсируется соответствующим изменением интенсивности прошедшего и отраженного фонового излучения. Однако при конструировании малогабаритных источников излучения часто возникает ситуация, когда активный полупроводниковый элемент находится в тепловом равновесии с непрозрачной подложкой (корпусом источника). При такой конструкции источника только на одной поверхности кристалла имеет место скачок температуры фонового излучения. В этом случае модуляция ТИ системы "полупроводник – подложка" возможна при изменении коэффициента отражения системы. Последнее можно осуществить изменяя прозрачность полупроводника, модулируя концентрацию носителей заряда с помощью внешних воздействий.

Поясним принцип действия источников для наиболее простого случая, когда активный элемент имеет форму пластины. Рассмотрим систему, состоящую из полупроводника ($0 \leq x \leq l$) и непрозрачной подложки ($x > l$) (см. вставку к **рис. 1**). В области $x < 0$ находится вакуум. Интенсивность ТИ с поверхности $x = 0$ во все углы в полусфере с учетом малости угла полного внутреннего отражения на границе раздела "полупроводник – вакуум" определяется выражением [6]

Автор благодарен В. К. Малютенко и Г. И. Тесленко за обсуждение результатов работы, а также А. К. Мельнику за помощь при проведении спектральных измерений.

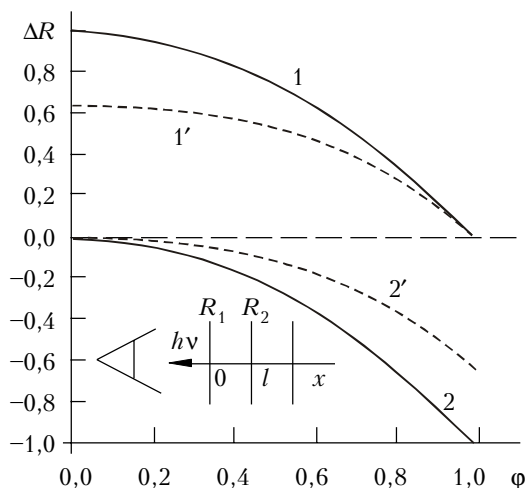


Рис. 1. Расчетные зависимости изменения эффективного коэффициента отражения полупроводниковой структуры от величины коэффициента прохождения полупроводника

$$P = (1-R)I(T) + R I(T_\phi), \quad (1)$$

где

$$R = R_1 + \frac{R_2(1-R_1)^2}{1-\phi^2 R_1 R_2} \phi^2; \quad (2)$$

$$\phi \equiv \exp\left(-\int_0^l \alpha(x) dx\right); \quad \alpha = (\sigma_n + \sigma_p)n;$$

R — эффективный коэффициент отражения от поверхности $x=0$ рассматриваемой системы при нормальном падении;

R_1 и R_2 — коэффициенты отражения от границ раздела $x=0$ и $x=l$;

I — интенсивность излучения черного тела;

T и T_ϕ — температура системы и фонового излучения в области $x < 0$;

ϕ — коэффициент прохождения полупроводника;

α — коэффициент поглощения излучения свободными носителями тока;

σ_n, σ_p — сечения поглощения электронами и дырками.

Первое слагаемое в (1) представляет собой тепловое излучение системы, определяемое законом Кирхгофа, второе — отраженное фоновое излучение.

Из (1) следует, что изменяя R от 0 до 1 можно как увеличивать, так и уменьшать суммарный тепловой поток P .

Обозначим через P_0, R_0 и ϕ_0 величины P, R и ϕ в начальном состоянии. Тогда в условиях возбуждения, изменяющего прозрачность полупроводника, для приращения интенсивности ТИ $\Delta P(\phi) = P(\phi) - P(\phi_0)$ из (1)–(2) получаем

$$\Delta P(\phi) = (R_0 - R)[I(T) - I(T_\phi)], \quad (3)$$

где

$$R_0 - R = \frac{R_2(1-R_1)^2(\phi_0^2 - \phi^2)}{(1-\phi^2 R_1 R_2)(1-\phi_0^2 R_1 R_2)}. \quad (4)$$

Из (4) следует, что модуляция ТИ системы путем управления прозрачностью полупроводника

возможна, если $R_2 \neq 0$, и максимальна при $R_2 = 1$. Тогда при $T > T_\phi$ интенсивность ТИ системы увеличивается ($\Delta P(\phi) > 0$) в режиме обогащения (инжекция) полупроводника носителями тока ($\phi < \phi_0$). Если же внешнее возбуждение приводит к уменьшению (экслюзия) концентрации свободных носителей тока в полупроводнике ($\phi > \phi_0$), то интенсивность ТИ системы уменьшается ($\Delta P(\phi) < 0$).

На рис. 1 показаны пределы изменения эффективного коэффициента отражения системы $\Delta R = R_0 - R$ от ϕ при различных значениях ϕ_0 . Для идеального случая, когда $R_2 = 1$ и $R_1 = 0$, ΔR может возрастать в режиме обогащения от 0 до 1, если полупроводник был исходно прозрачным при $\phi_0 = 1$ (кривая 1), и изменяться от 0 до -1 при $\phi_0 = 0$ в режиме обеднения (кривая 2). При значении $R_1 = 0,36$ (коэффициент отражения германия в спектральном диапазоне 8–14 мкм) пределы изменения ΔR уменьшаются (см. кривые 1', 2'). Таким образом, для эффективной работы излучателя необходимо обеспечить зеркальное отражение излучения на задней грани и просветление излучающей грани.

Следует также отметить, что при работе с охлаждаемыми фотоприемниками, которые сами являются источниками холодного фона, полупроводниковый излучатель может находиться при температуре окружающей среды.

Конструкция источников излучения

На рис. 2 схематически представлена конструкция источника излучения. Активный элемент (1) выполнен в форме прямоугольной призмы толщиной 5 мм и длиной гипотенузы треугольной грани 5 мм со сплошными контактами на двух противоположных треугольных гранях. На двух задних взаимно ортогональных плоскостях нанесена диэлектрическая прозрачная в ИК-области спектра пленка ZnSe (2), на которую нанесено отражающее покрытие из Al (3). Активный элемент находится в тепловом контакте с нагревателями (4), которые обеспечивают необходимую рабочую температуру в диапазоне 20–140°C. Температура активного элемента контролируется датчиком температуры (5). Все

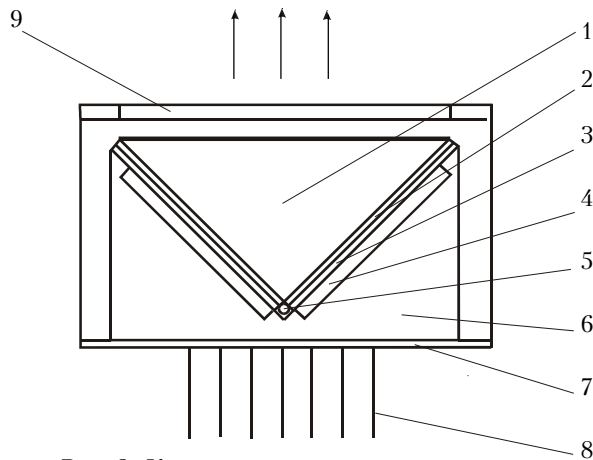


Рис. 2. Конструкция источника излучения: 1 — активный элемент; 2 — диэлектрическая пленка; 3 — отражающий экран; 4 — нагреватели; 5 — термодатчик; 6 — диэлектрическая теплоизолирующая подставка; 7 — корпус; 8 — электрические выводы; 9 — окно

элементы крепятся на диэлектрической теплоизолирующей основе (6) и располагаются в корпусе (7) с электрическими выводами (8). Излучение выводится через верхнюю просветленную грань призмы и прозрачное окно из просветленного ZnSe (9).

Призматическая форма активного элемента в сочетании с ортогональными зеркальными нижними гранями обеспечивает вывод излучения через одну только верхнюю грань и способствует сужению диаграммы направленности излучения, т. е. обеспечивает существенное увеличение внешнего квантового выхода излучения.

Активные элементы излучателей изготавливались на базе монокристаллического германия. На одной из треугольных граней формировался $p-n$ -переход, на противоположной грани создавался омический контакт. Кроме структур с $p-n$ -переходом, которые работают на эффекте инжекции, создавались также структуры с p^+-p -переходом для реализации эффекта эксклюзии.

Активные элементы инжекционного типа изготавливались из германия n -типа проводимости с удельным сопротивлением при комнатной температуре в диапазоне 0,2–3 Ом·см. Для изготовления структур с антизапорным p^+-p -переходом использовался p -Ge с удельным сопротивлением 45 Ом·см.

Для получения p^+ -контактов впалялся индий с галлием (0,5%), для n^+ -контактов – олово с сурьмой (1%). Омический контакт создавался сплавлением чистого олова в атмосфере водорода в диапазоне температур 450–550°C с последующим быстрым охлаждением.

Параметры и характеристики

Для определения оптимальных режимов работы длинноволновых инфракрасных источников излучения проведено сравнительное изучение характеристик источников, основанных на двух различных эффектах – инжекции и эксклюзии. Измерение полевых, температурных и пространственных характеристик проводилось в импульсном режиме питания. В качестве приемника излучения использовалось охлаждаемое жидким азотом фотосопротивление из CdHgTe с окном из просветленного Ge. Спектральные зависимости записывались на решеточном монохроматоре с пироэлектрическим фотоприемником. Мощность излучения источников исследовалась с помощью интегрирующей сферы.

На рис. 3 представлены полевые зависимости мощности модулированного ТИ для инжекционного (а) и для эксклюзионного (б) источников. В усло-

виях инжекции переменная составляющая сигнала ТИ на фотоприемнике имеет положительный знак (см. осциллограмму на вставке к рис. 3, а, цена деления по горизонтали 0,2 мс), а при эксклюзии – отрицательный (вставка к рис. 3, б). Мощность ТИ при инжекции достигает 6,4 мВт при температуре (t) 120°C. При комнатной температуре инжекционный источник излучения при работе с охлаждаемым фотоприемником также дает достаточно мощный сигнал. Этот результат показывает, что тепловые источники излучения могут работать при температуре окружающей среды как обычные люминесцентные коротковолновые светодиоды, выполненные из широкозонных материалов.

Быстродействие тепловых источников, так же, как и у люминесцентных светодиодов, определяется, в основном, временем жизни неравновесных носителей заряда и в выбранных марках Ge не превышает $3 \cdot 10^{-4}$ с.

На рис. 4 представлены зависимости мощности модулированного ТИ от температуры излучателя. Видно, что при низких температурах сигналы при инжекции существенно выше, чем при эксклюзии. Тем не менее при высоких температурах эта разница уменьшается, поскольку из-за роста концентрации носителей с температурой возрастает оптическая толщина кристалла. Насыщение и спад величины модулированного сигнала ТИ с увеличением температуры в обоих случаях связаны с уменьшением эффективности $p-n$ - и p^+-p -переходов при $T > 120^\circ\text{C}$. Рабочий температурный интервал источников можно расширить используя более широкозонные полупроводники, например Si или GaAs, в которых инжекция эффективна при более высоких температурах.

Спектральные характеристики источника на эффекте инжекции представлены на рис. 5. Здесь же изображен спектр излучения идеального черного тела. Видно, что в спектральном диапазоне 8–14 мкм спектр излучателя подобен спектру черного тела, однако максимум спектра имеет незначительный сдвиг в длинноволновую сторону. С повышением температуры максимум спектра излучения смещается, как и у черного тела, в сторону коротких длин волн. Спектры источников на эффекте эксклюзии подобны приведенным выше и отличаются только амплитудой сигналов.

На рис. 6 приведена диаграмма направленности излучения источника в двух ортогональных плоскостях. В отличие от плоского излучателя, имеющего широкую диаграмму направленности с четырьмя лепестками, соответствующую выходу излучения

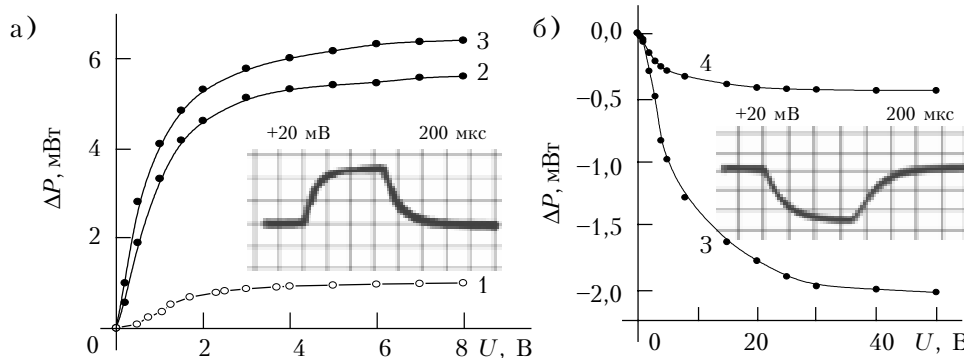


Рис. 3. Полевые зависимости мощности модулированного ТИ для инжекционного (а) и эксклюзионного (б) источников:
1 – $t = 20^\circ\text{C}$; 2 – 100°C ;
3 – 120°C ; 4 – $t = 70^\circ\text{C}$

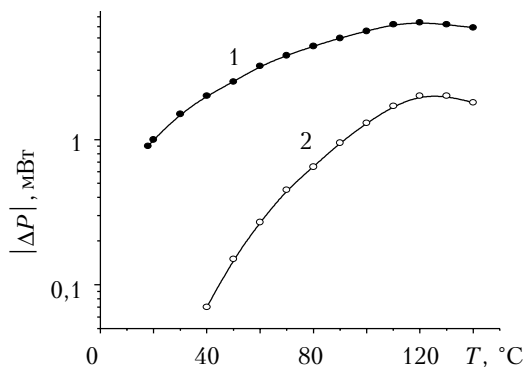


Рис. 4. Температурные зависимости мощности модулированного ТИ источников при инжекции $U=8$ В (1) и эксклюзии $U=40$ В (2)

через четыре незакрытые боковые грани пластины, призматический излучатель с отражающими задними гранями имеет однолепестковую вытянутую диаграмму, что позволяет увеличить мощность излучения в одном направлении и повысить к. п. д. устройства. К. п. д. инжекционного источника излучения в оптимальном диапазоне температур $80-100^\circ\text{C}$ составляет 3% при напряжении питания 1 В.

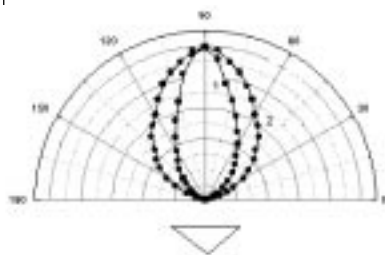


Рис. 6. Диаграмма направленности излучения:

1 – плоскость излучения ортогональна плоскости контактов; 2 – плоскость излучения коллинеарна плоскости контактов

Несмотря на относительно низкую эффективность эксклюзионных источников излучения, они оказываются незаменимыми, когда возникает необходимость генерации отрицательных сигналов на уровне фонового излучения. Такие источники в сочетании с инжекционными могут быть использованы для создания матричных экранов, способных имитировать ИК-картину переменного контраста.

Таким образом, разработаны малогабаритные длинноволновые источники ИК-излучения, работающие при комнатной и более высоких температурах. Источники изготавливаются из широкозонных полупроводников и конструктивно мало отличаются от стандартных коротковолновых светодиодов.

В отличие от традиционных светодиодов, которые используют хорошо известную межзонную люминесценцию, источники на эффекте концентрационной модуляции коэффициента отражения полупроводников можно представить как гибриды традиционных светодиодов и источников теплового излучения типа черного тела. Температура, а не зонная структура, является главным регулирующим параметром. Вследствие этого данные приборы свободны от влияния безызлучательной Оже-рекомбинации, не склонны к деградации, дают положительный и отрицательный контраст в спектральном ди-

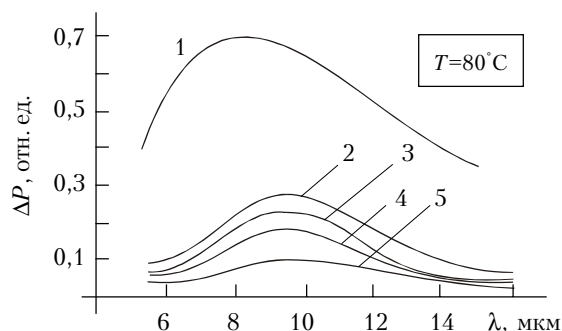


Рис. 5. Спектральные характеристики инжекционного излучателя при различных значениях прямого смещения: 1 – спектр излучения черного тела; 2 – $I=1,2$ А; 3 – $1,0$ А; 4 – $0,7$ А; 5 – $I=0,5$ А

апазоне $5-14$ мкм и, в то же время, работают при высоких температурах со скоростью, на несколько порядков превышающей скорость тепловых источников с внешней модуляцией излучения. Быстродействие определяется временем жизни неравновесных носителей заряда. Мощность излучения лимитируется мощностью излучения черного тела в соответствующем спектральном диапазоне. Диаграмма направленности излучения определяется конструкцией активного элемента. К. п. д. достигает 3%.

Такие источники найдут широкое применение в метрологии, газоанализаторах, тепловизионных системах, системах контроля параметров материалов и будут качественно отличаться от своих аналогов, работающих при охлаждении, высокой надежностью, малыми габаритами и стоимостью. Перспективными для многих областей ИК-техники являются также неохлаждаемые линейки и матрицы источников излучения, позволяющие моделировать ИК-картину переменного контраста в различного рода имитаторах и системах тестирования.

ИСПОЛЬЗОВАННЫЕ ИСТОЧНИКИ

1. Ashley T., Elliott C. T., Gordon N. T. et al. Uncooled InSb/In_{1-x}Al_xSb mid-infrared emitter // Appl. Phys. Lett.– 1994.– Vol. 64, N18.– P. 2433–2435.
2. Tang P. J. P., Pullin M. J., Chung S. J. et al. 4–11 μm infrared emission and 300 K light emitting diodes from arsenic-rich InAs_{1-x}Sb_x strained layer superlattices // Semicond. Sci. Technol.– 1995.– Vol. 10.– P. 1177–1180.
3. Matveev V. A., Gavrilov G. A., Evstropov V. V. et al. Mid-infrared (3–5 μm) LEDs as sources for gas and liquid sensors // Sensors and Actuators.– 1997.– Vol. B 38–39.– P. 339–343.
4. Ульмер Э. А., Френкл Д. Р. Эмиссия инфракрасного излучения свободными носителями заряда в германии // Тр. IX Междунар. конф. по физике полупроводников.– М., 1968, с.179–183.
5. Малютенко В. К., Ботте В. А., Яблоновский Е. И. и др. Тепловое излучение неравновесной полупроводниковой плазмы // Физика и техника полупроводников.– 1987.– Т. 21, вып. 1.– С. 173–175.
6. Болгов С. С., Малютенко В. К., Пипа В. И. и др. Модуляция теплового излучения полупроводников в условиях неоднородного температурного поля фона // Журнал прикладной спектроскопии.–1990.– Т. 52, № 2.– С. 276–279.