

Эти численные оценки, на наш взгляд, очень хорошо согласуются с экспериментом и подтверждают предложенную физическую модель.

Авторы выражают признательность И. Б. Левинсону и В. А. Тулину за полезные дискуссии.

#### Список литературы

- [1] Brown E. R., Goodhue W. D., Soller T. C. L. G. // J. Appl. Phys. 1988. V. 64. N 3. P. 1519—1529. Schmid H., Rishton S. A., Kern D. P. et al. // J. Vac. Sci. Techn. 1988. V. B6. N 1. P. 122—126.
- [2] Heiblum M., Nathan M. I., Thomas D. C., Knoedler C. M. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. N 20. P. 2200—2203.
- [3] Дубровский Ю. В., Красняк В. В. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 1. С. 170—173.
- [4] Гантмахер В. Ф., Левинсон И. Б. Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М., 1984. 350 с.

Институт проблем технологии микроэлектроники  
и особых материалов АН СССР  
Черноголовка

Получено 26.09.1989  
Принято к печати 2.01.1990

ФТП, том 24, вып. 5, 1990

## ИЗЛУЧЕНИЕ $n$ -InSb В ДАЛЕКОЙ ИК ОБЛАСТИ

Коллюх А. Г., Малютенко В. К., Мороженко В. А.

Разогрев электронов в полупроводниках в сильных электрических полях приводит к появлению неравновесного внутризонного излучения. Такое излучение, обусловленное эмиссией электроном фотона с поглощением или испусканием фононов, наблюдалось в ИК диапазоне [1, 2], соответствующем так называемой «активной» области энергий электронов с  $\epsilon > k\Theta$ , где  $\Theta$  — температура оптического фонона. Измерения ограничивались температурой жидкого азота.

В работе исследовалось излучение свободных электронов в греющих электрических полях, не превышающих порога ударной ионизации в спектральной области 90—100 мкм («пассивная» область —  $\epsilon < k\Theta$ ). Как показывают расчеты и оценки [3], при низких температурах в электрическом поле  $E \leq 200$  В/см при слабом межэлектронном рассеянии в области с  $\epsilon < k\Theta$  находится основная часть электронов, которая определяет электрические и оптические свойства полупроводника.

В эксперименте использовался чистый  $n$ -InSb с концентрацией нескомпенсированной примеси  $n = 3.5 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> и холловской подвижностью при  $T = 77$  К  $\mu_0 = 5.3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с. Образцы прямоугольной формы с размерами  $1 \times 3 \times 0.1$  мм крепились на держателе с регулируемой температурой. Разогрев носителей осуществлялся прямоугольными электрическими импульсами длительностью 0.5 мкс и частотой повторения 100 Гц. Отсутствие инжекции определялось как видом вольтамперной характеристики (ВАХ), так и формой импульса тока. Сигнал излучения, возникающий синхронно с импульсом приложенного к образцу поля, регистрировался фоторезистором Ge : Ga ( $\lambda_{\text{max}} \approx 100$  мкм), находящимся при гелиевой температуре, с использованием фазового детектирования.

На рис. 1 приведена полевая зависимость мощности излучения при различных температурах. Как видно, зависимости имеют сверхлинейный вид: крутой рост  $\Delta P$  наблюдается с  $E > 20$  В/см, когда разогрев уже заметен. Кривая  $\Delta P(E)$  может быть представлена степенной зависимостью  $\Delta P \sim E^r$ , где  $r \approx 2$ .

Из рисунка видно, что изменение температуры решетки кристалла  $T_p$  существенно влияет на интенсивность внутризонного излучения, поэтому представляет интерес наблюдение излучения в широкой области температур.

На рис. 2 представлена зависимость мощности излучения от температуры решетки в условиях существенного разогрева электронов ( $E = 100$  В/см). Как

видно, эта зависимость (кривая 1) имеет немонотонный характер. При низких температурах ( $T_p \leq 15$  К) излучение разогретых носителей практически отсутствует. С повышением температуры решетки излучение сильно возрастает, проходит через максимум и спадает при  $T_p > 50$  К. Здесь же приведена температурная зависимость слабополевой подвижности носителей заряда  $\mu_0$  (кривая 2). Как хорошо известно, максимум подвижности обусловлен сменой механизма рассеяния, что могло бы объяснить появление максимума излучения. Однако сравнение подвижности в условиях разогрева  $\mu_0$  и  $\Delta P$  полностью не объясняет столь резкий спад излучения при понижении  $T_p$ . Важно отметить, что подвижность при  $E=100$  В/см в наших экспериментах не зависела от температуры  $T_p$  в области 15–50 К (кривая 3).

Объяснение такого поведения  $\Delta P$  ( $T_p$ ), по нашему мнению, состоит в следующем.

В чистых полупроводниках при низких температурах время рассеяния на примесях и акустических фононах меньше, чем время испускания оптического

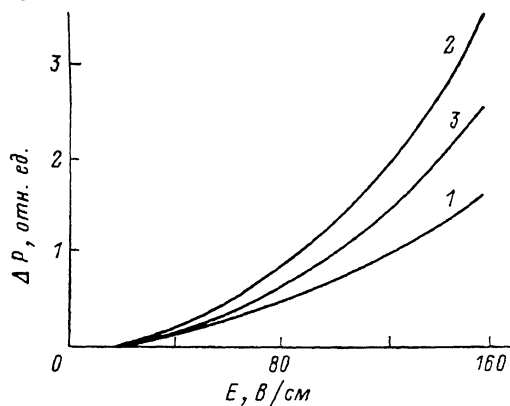


Рис. 1. Полевые зависимости мощности излучения образцов  $n$ -InSb при 39 (1), 50 (2), 70 К (3).

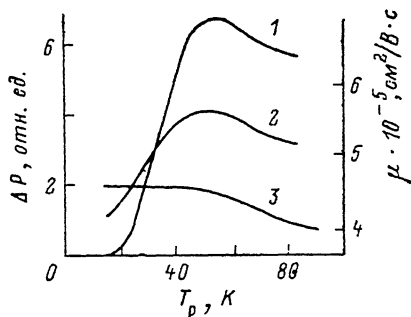


Рис. 2. Температурные зависимости мощности излучения (1), низкополевой  $\mu_0$  (2) и высокополевой  $\mu_E$  (3) подвижностей носителей заряда в  $n$ -InSb при  $E=100$  В/см.

фонона, поэтому в пространстве импульсов есть две области, в которых рассеяние имеет совершенно различный характер: эти области разделяются изоэнергетической поверхностью  $\varepsilon(p) = \hbar\omega_0$ , где  $\hbar\omega_0$  — энергия длинноволнового оптического фонона. Если  $T_p < \hbar\omega_0$ , то поглощение оптического фонона экспоненциально мало, а испускание невозможно. Поэтому в пассивной области рассеяние обусловлено только примесями и акустическими фононами [4].

Таким образом, всю исследуемую нами температурную область можно разделить на два участка.

Низкотемпературная область —  $20 < T_p < 40$  К. Как показывают оценки, рост интенсивности излучения с увеличением температуры  $T_p$  обусловлен ростом средней энергии электронов и увеличением вероятности перехода с ростом плотности акустических фононов. В нашем случае, когда  $T_e > T_p$  и  $n \sim 10^{13}$  см $^{-3}$ , основную роль в излучении играет взаимодействие с акустическими фононами — матричный элемент перехода пропорционален плотности состояния фононов, которая в свою очередь линейно зависит от температуры, что хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Другой участок — область высоких температур ( $T_p > 50$  К). На этом участке энергия теплового движения электронов сравнима с полевой добавкой. Здесь наблюдается уменьшение интенсивности выходящего излучения. Следует отметить, что в эксперименте наблюдался модулированный сигнал, равный разности неравновесного и равновесного излучения  $\Delta P = P(E) - P_0$ . При высоких  $T_p$  подвижность носителей заряда из-за сильного акустического рассеяния падает, тем самым уменьшая степень разогрева электронов. Поэтому, несмотря на рост полной энергии электрона, интенсивность излучения  $\Delta P$  электрона в электрическом поле уменьшается.

Таким образом, интенсивность излучения горячих электронов существенно зависит не только от степени разогрева электрическим полем, но и от характера взаимодействия их с фононами.

#### Список литературы

- [1] Воробьев Л. Е., Стафеев В. И. // Физика полупроводников. 1968. № 7. С. 1045—1048.  
 [2] Воробьев Л. Е. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 7. С. 1291—1298.  
 [3] Матулис А., Чепис А. // Горячие электроны в полупроводниках. Горький, 1983. С. 44.  
 [4] Левинсон И. Б. // Горячие электроны в полупроводниках. Горький, 1983. С. 82.

Институт полупроводников АН УССР  
 Киев

Получено 6.07.1988  
 Принято к печати 8.01.1990

*ФТП, том 24, вып. 5, 1990*

## УСИЛЕНИЕ ГИПЕРЗВУКА ПРИ МЕЖПРИМЕСНОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Вязовский М. В.

Процессы генерации акустических и оптических фононов в полупроводниках при взаимодействии сильной электромагнитной волны с колебаниями решетки через электронную подсистему широко обсуждаются в последнее время [1, 2]. Основное внимание при этом уделяется изучению условий, при которых фононная подсистема становится неустойчивой и, следовательно, происходит генерация или усиление отдельных мод колебаний решетки.

Все эти процессы можно разделить на два вида. К первому относятся те процессы генерации фононов, которые вызываются параметрическим взаимодействием звуковой волны с волнами других элементарных возбуждений и электромагнитным излучением. При резонансе энергия звуковой волны возрастает за счет поступления энергии от других волн и электромагнитного излучения [1, 2]. Ко второму виду относятся такие процессы, в которых электронная подсистема непосредственно поглощает энергию электромагнитной волны. Это — процессы генерации фононов при внутризонном поглощении электромагнитной волны [3, 4], при межзонном поглощении света в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной [5], при примесном поглощении электромагнитного излучения в полупроводниках и диэлектриках [6]. В этом сообщении мы рассмотрим возможность генерации или усиления гиперзвуковой волны при межпримесном поглощении света в полупроводниках с непрямой запрещенной зоной.

Пусть в частично или полностью компенсированном полупроводнике с непрямой запрещенной зоной (типа кремния) происходит поглощение света донорно-акцепторными парами, сопровождаемое испусканием и поглощением фононов. Расположение пар будем считать случайным, в качестве функции распределения пар по расстоянию  $R$  между парами возьмем закон распределения непосредственного соседа

$$W = 4\pi n_1 R^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi R^3 n_1\right) \quad (1)$$

и предположим, что  $n_1 \ll n_2$ , где  $n_1, n_2$  — концентрации доноров и акцепторов. Донорно-акцепторные пары будем рассматривать в одноэлектронном приближении. Пренебрегая анизотропией тензора обратной эффективной массы в зоне проводимости и вырождением валентной зоны, волновые функции основных состояний донора и акцептора запишем в виде

$$\Psi_D^j(\mathbf{r}) = (\pi a_1^3)^{-1/2} \exp\left(-\frac{r}{a_1}\right) \Psi_{K_j}^c(\mathbf{r}), \quad \Psi_A(\mathbf{r}) = (\pi a_2^3)^{-1/2} \exp\left(-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}{a_2}\right) \Psi_0^v(\mathbf{r}), \quad (2)$$