

Генерация излучения миллиметрового диапазона при пролетном резонансе электронов в фосфиде индия в сильном электрическом поле

Л. Е. Воробьев¹⁾, С. Н. Данилов, В. Н. Тулупенко⁺, Д. А. Фирсов

Санкт-Петербургский государственный технический университет, 195251 Санкт-Петербург, Россия

⁺Донбасская государственная машиностроительная академия, 343913 Краматорск, Украина

Поступила в редакцию 31 января 2001 г.

Обнаружено вынужденное излучение миллиметрового диапазона из фосфида индия n -типа при $T = 4.2$ К при приложении сильного электрического поля. Генерация излучения связывается с предсказанным ранее возникновением отрицательной дифференциальной проводимости при пролетном резонансе электронов и их группировке в импульсном пространстве в сильном электрическом поле в условиях низкотемпературного рассеяния на оптических фононах. Экспериментально установлена зависимость частоты и интенсивности излучения от электрического поля, представлен спектр излучения. Экспериментальные данные удовлетворительно согласуются с результатами численного моделирования методом Монте-Карло, полученными ранее.

PACS: 72.20.Ht, 78.20.-e, 78.45.+h

Введение. В относительно чистых полупроводниках в сильных электрических полях в случае низкотемпературного рассеяния носителей заряда на оптических фононах функция распределения (ФР) носителей по импульсам становится иглообразной. В этом случае в импульсном пространстве носители заряда совершают циклическое движение: почти баллистическое движение в пассивной области энергий $\mathcal{E} < \hbar\omega_{PO}$ (\mathcal{E} – энергия носителя заряда, $\hbar\omega_{PO}$ – энергия оптического фонона), затем испускание оптического фонона в активной области $\mathcal{E} > \hbar\omega_{PO}$ и возвращение в окрестность точки с $\mathcal{E} \approx 0$. Затем этот процесс повторяется. Время баллистического пролета носителей заряда пассивной области в поле E равно: $\tau_{tr} = \sqrt{2m_e\hbar\omega_{PO}}/eE$, где m_e – эффективная масса. Условие появления иглообразной функции распределения есть:

$$\tau_{PO}^+ \ll \tau_{tr} \ll \tau_p, \quad (1)$$

где τ_{PO}^+ – время испускания оптического фонона, τ_p – время рассеяния в пассивной области энергий или импульсов $\mathcal{E}(p) < \hbar\omega_{PO}$. Условие $\tau_{tr} \ll \tau_p$ может быть легко выполнено в слабо легированных полупроводниках при низких температурах. В этом случае

рассеяние на акустических колебаниях решетки подавлено, а примесное рассеяние не столь существенно, если полупроводник слабо легирован. Неравенство $\tau_{PO}^+ \ll \tau_{tr}$ означает слабое проникновение электрона (или дырки) в активную область. В противном случае носитель заряда после испускания PO -фонона будет иметь значительную исходную энергию в пассивной области и иглообразная ФР сформироваться не сможет.

В случае выполнения условия (1) возможно возникновение ряда новых эффектов, в частности, межзонной инверсии населенности горячих дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях и усиление излучения дальнего ИК диапазона [1]. В этом случае из-за разной динамики движения тяжелых и легких дырок в $\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ полях в определенной области электрических и магнитных полей появится инверсия населенности дырок между подзонами легких и тяжелых дырок [1]. Инверсия населенности была обнаружена в работе [2], где определена также ее численная величина. Вскоре была получена и генерация дальнего ИК излучения при межподзонных прямых оптических переходах горячих дырок в германии в скрещенных электрическом и магнитном полях [3, 4].

Реализация иглообразного распределения дырок в германии позволила создать квантовый генератор миллиметрового диапазона (мазер) на поперечной

¹⁾e-mail: LVor@twonet.stu.neva.ru

отрицательной эффективной массе тяжелых дырок (NEMAG) [5], т.е. спустя 25 лет осуществить идею создания этого прибора, предложенную Крёмером (Krömer) еще в 1959 году [6].

В работах [7–9] предсказано и теоретически рассмотрено возникновение высокочастотной отрицательной дифференциальной проводимости (ОДП) электронов в сильных электрических полях на частотах пролетного резонанса $\nu_{tr} = 1/\tau_{tr}$. Необходимым условием появления динамической ОДП является условие (1). ОДП возникает из-за пролета и группировки электронов в импульсном пространстве вблизи главной траектории. Согласно [7–9] модуляция ФР электронов может быть вызвана как проникновением электронов в активную область на относительно небольшую глубину $\mathcal{E} - \hbar\omega_{PO} \ll \hbar\omega_{PO}$, так и относительно слабым рассеянием электронов в пассивной области, причем величина ОДП зависит от механизма рассеяния электронов в пассивной области [10]. Согласно [10], механизмы рассеяния, вероятность которых уменьшается с ростом \mathcal{E} , например, рассеяние на примеси, более благоприятны для возникновения ОДП.

В работе [11] с помощью прямого численного моделирования движения электрона методом Монте-Карло в сильном постоянном и переменном высокочастотном поле показано, что условия наблюдения ОДП в InP более благоприятны, чем в GaAs, а величина ОДП в несколько раз больше, чем для NEMAG на отрицательных эффективных массах при циклотронном резонансе в *p*-Ge.

Несмотря на то, что со временем предсказания ОДП вблизи частот пролетного резонанса прошло более 25 лет, это явление до последнего времени не было обнаружено. В настоящей работе представлены первые данные о генерации излучения миллиметрового диапазона на пролетном резонансе горячих электронов. Несмотря на то, что это явление наблюдается в *n*-InP, аналогичное явление может наблюдаться и в других полупроводниках. В частности, в работе [12] показано, что ОДП и лазер тГц диапазона на пролетном резонансе могут быть получены и осуществлены в *n*-GaN на значительно более высоких частотах в диапазоне 0.2...3 тГц ($\lambda = 1.5$ мм–100 мкм).

2. Образцы и экспериментальная методика.

Один из исследованных образцов представлял собой параллелепипед из фосфида индия *n*-типа с размерами $54 \times 8 \times 7$ мм, все грани которого были взаимно перпендикулярны. Плоскопараллельность граней была выдержана с точностью до полутора минут. На две грани с размером 54×7 мм были нанесены омические контакты. Зеркала резонатора были образова-

ны двумя высокоомными при низких температурах пластинками из германия (Ge:Au) с напыленным на них слоем золота. Одно из зеркал имело размер меньше, чем грани кристалла 8×7 мм, к которым крепились зеркала, для обеспечения выхода излучения. Отметим, что добротность резонаторной системы была невелика, так как поперечные размеры образца сравнимы с длиной волны излучения, и по этой причине дифракционные потери велики.

Измеренные холловские концентрации и подвижность при $T = 77$ К были равны соответственно $N_e = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\mu_H = 3 \cdot 10^4$ см²/В·с для первого образца и $N_e = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и $\mu_H = 3.3 \cdot 10^4$ см²/В·с для второго образца. Длительность импульсов сильного поля была равна 2 мкс.

Длина волны излучения измерялась с помощью волномера специальной конструкции при перестройке объемного резонатора. В качестве детектора излучения миллиметрового диапазона использовались антимоид индия *n*-типа или полупроводниковый диод Шоттки.

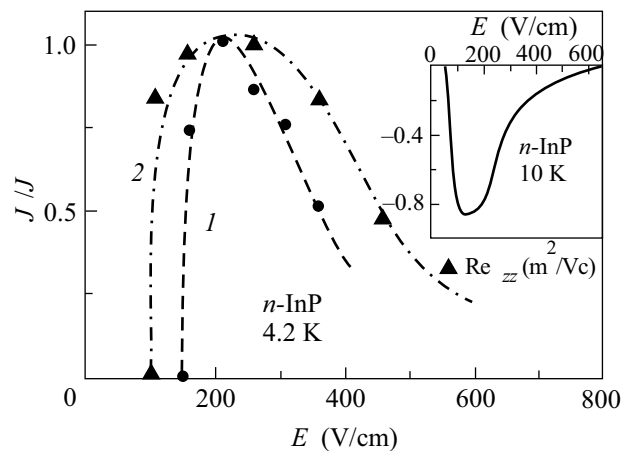


Рис.1. Зависимость сигнала на детекторе излучения от электрического поля для образцов фосфида индия *n*-типа при 4.2 К. 1 – Образец с концентрацией электронов $N_e = 1 \cdot 10^{14}$ см⁻³; детектор – диод Шоттки. 2 – Образец с концентрацией электронов $N_e = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и других геометрических размеров (по сравнению с образцом 1), детектор – кристалл *n*-InP. На вставке – расчетная зависимость динамической отрицательной подвижности от поля для InP с концентрацией примесей $N_i = 10^{15}$ см⁻³ из работы [11]

3. Экспериментальные результаты и их обсуждение. На рис.1 представлена нормированная зависимость сигнала детектора излучения от электрического поля, приложенного к образцу. Изме-

рения проводились с помощью диода Шоттки для первого образца и детектора из *n*-InSb для второго образца. Так как длина волны излучения зависит от электрического поля, то эти кривые отражают зависимость относительной интенсивности излучения от поля лишь приближенно, с точностью до поправок на спектральные чувствительности детекторов. На вставке представлена также зависимость динамической дифференциальной подвижности электронов – величины, пропорциональной отрицательной дифференциальной проводимости, от поля в *n*-InP с концентрацией ионизированных примесей $N_I = 10^{15} \text{ см}^{-3}$, рассчитанной в [11] с помощью численного моделирования движения электрона методом Монте-Карло в электрических сильном постоянном и слабом переменном полях. Следует отметить корреляцию между рассчитанной полевой зависимостью отрицательной дифференциальной подвижности от поля и зависимостью сигнала на детекторах излучения от поля.

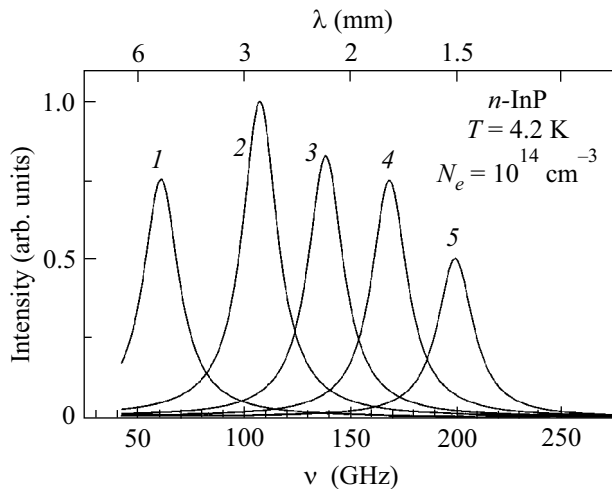


Рис.2. Спектральная зависимость сигнала на детекторе излучения (диоде Шоттки) при разных электрических полях: 1 – 200 В/см; 2 – 250 В/см; 3 – 300 В/см; 4 – 350 В/см; 5 – 400 В/см

На рис.2 показана спектральная зависимость сигнала на детекторе излучения (диод Шоттки), измеренная с помощью волномера для первого образца *n*-InP при разных электрических полях. Ширина спектральных линий вынужденного излучения определялась разрешающей способностью прибора.

Наконец, на рис.3 представлена зависимость частоты вынужденного излучения в зависимости от электрического поля для первого образца *n*-InP (точки). На этом же рисунке показана полевая зависимость частотного диапазона усиления (штриховые

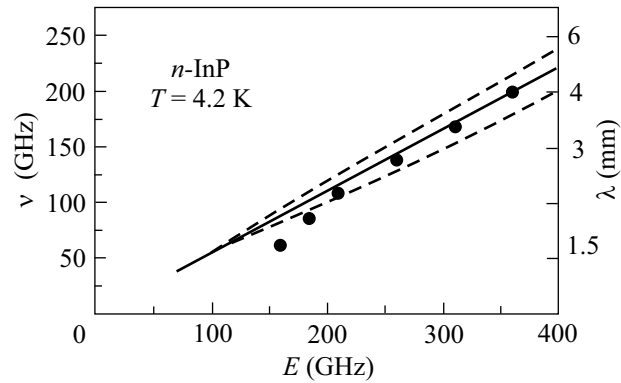


Рис.3. Изменение частоты генерации излучения с полем в *n*-InP для образца 1 (точки). Показаны также результаты расчетов полевой зависимости диапазона усиления (пунктир), и частоты, отвечающей максимальному значению ОДП (сплошная линия) из работы [11]

линии) и частоты, соответствующей максимуму усиления (см. рис.1), рассчитанные в работе [11]. Расхождение экспериментальных данных и расчета в области низких частот излучения можно объяснить погрешностью измерения частоты с помощью волномера в области больших длин волн излучения и падением напряжения на контактах, существенном при определении напряженности поля в области низких токов.

Оценим теперь выполнимость условия (1), необходимого для существования ОДП. Основным механизмом рассеяния электронов в исследованных образцах фосфида индия являются рассеяние на деформационных акустических (*DA*) колебаниях решетки, на примесях (*I*) и полярных оптических (*PO*) колебаниях решетки. Согласно [13] вероятности рассеяния на *DA* и *PO* фононах равны:

$$w_{DA}^{+,-} = \frac{\pi \Xi^2 q^2}{V \rho \omega_{DA}(q)} \times \left\{ \begin{array}{l} N_q \delta[\mathcal{E}(\mathbf{k}') - \mathcal{E}(\mathbf{k}) - \hbar \omega_{DA}(q)] \\ (N_q + 1) \delta[\mathcal{E}(\mathbf{k}') - \mathcal{E}(\mathbf{k}) + \hbar \omega_{DA}(q)] \end{array} \right\}, \quad (2)$$

$$w_{PO}^{+,-} = \frac{4\pi e^2 \omega_{PO} (\epsilon_\infty^{-1} - \epsilon_0^{-1})}{V q^2} \times \left\{ \begin{array}{l} N_q \delta[\mathcal{E}(\mathbf{k}') - \mathcal{E}(\mathbf{k}) - \hbar \omega_{PO}] \\ (N_q + 1) \delta[\mathcal{E}(\mathbf{k}') - \mathcal{E}(\mathbf{k}) + \hbar \omega_{PO}(q)] \end{array} \right\} \quad (3)$$

$$\mathbf{k}' = \mathbf{k} \pm \mathbf{q},$$

где Ξ – деформационный потенциал, q – волновой вектор фонона, ρ – плотность, ω_{PO} , ω_{DA} – частоты оптических и акустических колебаний решетки,

$\omega_{DA} = v_l q$ (v_l – скорость звука), ε_∞ , ε_0 – высокочастотная и статическая диэлектрические проницаемости кристалла, \mathbf{k} , \mathbf{k}' – волновые векторы электрона в начальном и конечном состояниях, $N_q = [\exp(\hbar\omega_{DA,PO}/k_B T) - 1]^{-1}$. Первые строки в (2) и (3) отражают процессы с поглощением фонона, вторые – с испусканием. Для вероятности примесного рассеяния на экранированном потенциале примеси $\varphi = (e/\varepsilon_0 r) \exp(-r/r_D)$, где r_D – дебаевский радиус экранирования $r_D = q_D^{-1} = (\varepsilon_0 k_B T_e / 4\pi e^2 N_e)^{1/2}$, нетрудно найти:

$$\omega_I = \frac{32\pi^3 e^4}{V \varepsilon_0^2 \hbar} \frac{1}{[q_D^2 + (\mathbf{k}' - \mathbf{k})^2]^2} \delta[\mathcal{E}(\mathbf{k}') - \mathcal{E}(\mathbf{k})], \quad \mathbf{k}' = \mathbf{k} + \mathbf{q}. \quad (4)$$

Найдем сначала частоту столкновений электрона с оптическими фононами. Суммируя (интегрируя) (3) по всем \mathbf{k}' (или \mathbf{q}) найдем:

$$W_{PO} = \tau_{PO}^{-1} = \frac{\sqrt{2} e^2 \omega_{PO} \sqrt{m_e} (\varepsilon_\infty^{-1} - \varepsilon_0^{-1})}{\hbar \sqrt{\mathcal{E}}} \times \\ \times \left[N_q \ln \frac{\sqrt{\mathcal{E} + \hbar\omega_{PO}} + \sqrt{\mathcal{E}}}{\sqrt{\mathcal{E} + \hbar\omega_{PO}} - \sqrt{\mathcal{E}}} + \right. \\ \left. + (N_q + 1) \ln \frac{\sqrt{\mathcal{E}} + \sqrt{\mathcal{E} - \hbar\omega_{PO}}}{\sqrt{\mathcal{E}} - \sqrt{\mathcal{E} - \hbar\omega_{PO}}} \right], \quad (5)$$

где первый член в квадратных скобках отражает процессы с поглощением фонона, а второй – с испусканием. При низких температурах $k_B T \ll \hbar\omega_{PO}$ $N_q \approx 0$ и в (5) существенен только второй член. Рассеяние с испусканием оптических фононов происходит только в активной области энергий $\mathcal{E} > \hbar\omega_{PO}$.

При рассеянии в пассивной области $\mathcal{E} < \hbar\omega_{PO}$ важны процессы рассеяния электронов с поглощением и испусканием акустических фононов и примесное рассеяние. Найдем вероятность (или частоту) рассеяния только при таких процессах, которые могут значительно изменить направление исходного волнового вектора \mathbf{k} (\mathbf{k} для иглообразного распределения близко к направлению поля \mathbf{E}) и, таким образом, разрушить иглообразное распределение электронов по импульсам. Для простейших оценок будем считать, что изменение направления \mathbf{k} на угол θ_0 ($\theta_0 \ll 90^\circ$) не повлияет значительно на направление движения электронов. Итак, рассмотрим полную вероятность рассеяния во все состояния \mathbf{k}' за пределами конуса в k -пространстве с углом раствора между \mathbf{k} и \mathbf{k}' , равным θ_0 . Суммируя (интегрируя) (2) и (4) по всем состояниям \mathbf{k}' вне пределов конуса с углом $\mathbf{k}, \mathbf{k}' = \theta_0$, получим:

$$W_{DA} = \tau_{DA}^{-1} = \frac{\sqrt{2} \Xi^2 m_e^{3/2} k_B T \sqrt{\mathcal{E}} (1 - \sin^2 \theta_0)}{\pi \hbar^4 \rho v_l^2}, \quad (6)$$

$$W_I = \tau_I^{-1} = \frac{\pi e^4 N_I}{2\sqrt{2} \varepsilon_0^2 \sqrt{m_e} \mathcal{E}^{3/2} (1 - \varepsilon_D/4 \cdot \mathcal{E}) (\sin^2 \theta_0 + \varepsilon_D/4 \cdot \mathcal{E})}, \quad (7)$$

где $\varepsilon_D = \hbar^2 q_D^2 / 2m_e$ и N_I – концентрация заряженных примесей. Согласно [14], при $T = 77$ К подвижность электронов $\mu = 3 \cdot 10^4$ см²/В · с характерна для образцов InP с общей концентрацией заряженных примесей $N_I = N_D + N_A \approx 5 \div 7 \cdot 10^{15}$ см⁻³. Оценим (6) и (7) для $\theta_0 = 30^\circ$, $T = 4.2$ К, $\mathcal{E} \approx \hbar\omega_{PO}/2$ и (5) для $\mathcal{E} = 1.5\hbar\omega_{PO}$ и следующих параметров InP, приведенных в [15] и [16]: $m_e = 0.078m_0$, $v_l = 5 \cdot 10^5$ см/с, $\rho = 4.81$ г/см³, $\hbar\omega_{PO} = 43$ мэВ, $\varepsilon_0 = 12.5$, $\varepsilon_\infty = 9.52$, $\Xi = 9$ эВ. Получим, что $\tau_{DA} \approx 4 \cdot 10^{-10}$ с, $\tau_I \approx 0.7 \dots 1 \cdot 10^{-11}$ с, $\tau_{PO}^+ \approx 0.56 \cdot 10^{-11}$ с.

В наших образцах генерация происходит при полях вблизи $E = 200$ В/см. Время пролета пассивной области при $E = 200$ В/см равно $\tau_{tr} = 10^{-11}$ с. Поскольку $\tau_{PO}^+ < \tau_{tr}$, электроны проникают в активную область на относительно небольшую глубину. Ее можно оценить из простого соотношения:

$$\mathcal{E} = \frac{p^2}{2m_e} = \frac{[p_0 + eE\tau^+(\mathcal{E})]^2}{2m_e} = \hbar\omega_{PO} \left[1 + \frac{eE\tau^+(\mathcal{E})}{p_0} \right]^2. \quad (8)$$

Из (8) нетрудно найти, что при $E = 200$ В/см глубина проникновения электронов в активную область равна примерно $0.2\hbar\omega_0$.

В пассивной области преобладает примесное рассеяние и $\tau_p \approx \tau_I$. Согласно оценкам $\tau_p/\tau_{tr} \approx 0.7 \dots 1$ и неравенство $\tau_p \gg \tau_{tr}$ не выполняется. Расчет в работе [11] был выполнен для InP с $N_I = 10^{15}$ см⁻³. Для образца с такой концентрацией $\tau_I \approx 5 \cdot 10^{-11}$ с, а ОДП согласно расчетам из [11] (см. вставку на рис.1) появляется при $E \approx 70$ В/см. Для этих полей $\tau_{tr} \approx 3 \cdot 10^{-11}$ с и $\tau_p/\tau_{tr} \approx 1.7$. Условие $\tau_p \gg \tau_{tr}$ также выполняется плохо. Однако прямые расчеты методом Монте-Карло [11] все же демонстрируют возникновение ОДП. Поэтому, несмотря на высокую концентрацию примеси в исследуемых образцах, возникновение ОДП и появление генерации излучения, как свидетельствуют проведенные исследования, тем не менее происходит.

4. Заключение. В настоящей работе обнаружена генерация излучения миллиметрового диапазона в фосфиде индия n -типа в сильных электрических полях. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что это явление вызвано пролетным резонансом. Генерация наблюдается в относительно сильно легированных образцах, в которых условие бесстолкновительного движения электронов в пассивной области выполняется плохо. Следует ожидать генерации бо-

лее интенсивного излучения в образцах n -InP с концентрацией заряженных примесей мене $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$.

Работа осуществлена при финансовой поддержке Минобразования РФ.

1. А. А. Андронов, В. А. Козлов, Л. С. Мазов, В. Н. Шастин, Письма в ЖЭТФ **30**, 585 (1979) [JETP Lett. **30**, 551 (1979)].
2. Л. Е. Воробьев, Ф. И. Осокин, В. И. Стафеев, В. Н. Тулупенко, Письма в ЖЭТФ **34**, 125 (1981) [JETP Lett. **34**, 118 (1981)].
3. Л. Е. Воробьев, Ф. И. Осокин, В. И. Стафеев, В. Н. Тулупенко, Письма в ЖЭТФ **35**, 360 (1982) [JETP Lett. **35**, 440 (1982)].
4. А. А. Андронов, И. В. Зверев, В. А. Козлов и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 69 (1984) [JETP Lett. **40**, 804 (1984)].
5. А. А. Андронов, А. М. Белянцев, В. И. Гавриленко и др., Письма в ЖЭТФ **40**, 221 (1984) [JETP Lett. **40**, 989 (1984)].
6. Н. Крöмер, Phys. Rev. **109**, 1856 (1959).
7. А. А. Андронов, В. А. Козлов, Письма в ЖЭТФ **17**, 124 (1973).
8. Ю. В. Гуляев, И. И. Чусов, ФТТ **20**, 2637 (1978).
9. А. Матулис, А. Ченис, ЖЭТФ **77**, 1134 (1979).
10. Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов, ФТП **17**, 2120 (1983).
11. Е. В. Стариков, П. Н. Шикторов, Литовский физический сборник **32**(4), 471 (1992).
12. E. Starikov, P. Shiktorov, V. Gruzinkas et al., IEEE Transactions on Electron Devices **48**(3), 2001.
13. Э. Конуэлл, Кинетические свойства полупроводников в сильных электрических полях, Мир, Москва, 1970 [Conwell, High field transport in Semiconductors, N.Y. and London, Academic Press, 1967].
14. D. A. Anderson and N. Apsley, Semicond. Sci. Technol. **1**, 187 (1986).
15. K. Brennan and K. Hess, Solid State Electron. **27**, 347 (1984).
16. Handbook series on Semiconductor Parameters **1**, Eds. M. Levinstein, S. Rumyantsev, and M. Shur, World Scientific, Singapore – New York, London, Hong Kong, 1996.