

ОБНАРУЖЕНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НЕРАВНОВЕСНОЙ ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНОЙ ПЛАЗМЫ В КРЕМНИИ ПРИ 4,2 К

Р.И.Баширов, М.М.Гаджиалиев, А.М.Мусаев

Институт физики Дагестанского научного центра РАН

367003 Махачкала, Дагестанская республика, Россия

Поступила в редакцию 3 августа 1993 г.

Обнаружена интенсивная генерация субмиллиметрового излучения ($\lambda \approx 80 \div 120$ мкм) неравновесной электронно-дырочной плазмы в кремнии в электрическом поле при гелиевых температурах. Приведены результаты эксперимента, обсуждаются механизмы излучения.

Существующие активные системы субмиллиметрового (СБММ) излучения, основанные на инверсном распределении горячих носителей заряда, работают при гелиевых температурах и в сильных E , H полях [1]. Поэтому получение стимулированного СБММ излучения в системах горячих носителей при $T \leq 77$ К без использования магнитного поля является актуальной задачей. Возможность получения генерации СБММ излучения в перспективном полупроводнике Si, где энергия оптического фонона $\hbar\omega_0 = 735$ К, не была реализована из-за трудностей, связанных с большой энергией ионизации примесей при гелиевых температурах [1]. Недавно в экспериментах на p -Si при $T = 77$ К была обнаружена генерация СБММ излучения в диапазоне волн $\lambda \approx 200 \div 350$ мкм² в сильных $E \perp H$ полях, механизм инверсии в которой авторы связывают с квантованием спектра легких дырок в магнитном поле и межподзонным туннелированием горячих дырок. Однако необходимость больших значений E и H полей ($H \approx 20 \div 25$ кЭ) ставят под сомнение перспективы практического использования эффекта.

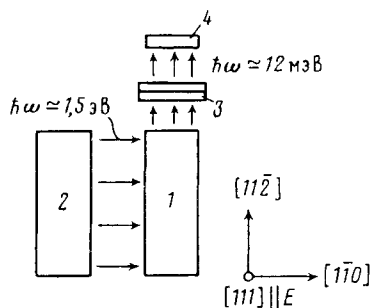


Рис.1. Схема эксперимента и кристаллографическая ориентация образца: 1 - образец (Si < P >), 2 - источник фотовозбуждения (GaAs), 3 - фильтр, 4 - фотоприемник (Ge < Ga >)

В настоящей работе экспериментальные исследования проводились при $T = 4,2$ К на образцах n -Si < P >, изготовленных в виде прямоугольных параллелепипедов с размерами $1,5 \times 2,2 \times 22,5$ мм³ с кристаллографической ориентацией [111], [110], [112], соответственно, и концентрацией примесей $N_D - N_A \approx 8 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Образцы имели "короткую" геометрию, омические контакты наносились на гранях с размерами $22,5 \times 1,5$ мм², перпендикулярных к направлению [111]. Схема проведения эксперимента, конфигурация воздействия электрического поля и фотовозбуждения относительно кристаллографических осей образца показаны на рис.1. Образец, источник фотовозбуждения и фотоприемник с системой фильтров находились непосредственно

в жидком гелии, что исключало попадание фонового излучения извне. Фотовозбуждение носителей осуществлялось непрерывно, а также импульсами длительностью 20 мкс от источника монохроматического излучения на основе инфракрасных диодов из GaAs с энергией кванта $\hbar\omega > E_g^{Si}$. Интенсивность фотовозбуждения соответствовала максимальной концентрации генерируемых электронно-дырочных пар $\sim 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$. Распределение экситонов в объеме предполагалось однородным. Последнее предположение опирается на следующее обстоятельство. Хотя носители генерируются светом лишь в тонком приповерхностном слое, в силу большого коэффициента диффузии [3] они однородно заполняют образец толщиной $\sim 1,5 \text{ мм}$ за время $\sim 10^{-6} \text{ с}$. При импульсном фотовозбуждении с частотой 3 Гц на образец подавались синхронно импульсы электрического поля в режиме генератора напряжений с длительностью до 10 мкс, задержанные относительно импульсов фотовозбуждения на $0 \div 50 \text{ мкс}$.

Излучение из образца во время действия импульса электрического поля регистрировалось фотоприемником из $\text{Ge} < \text{Ga} >$. Область спектральной чувствительности фотоприемника вместе с системой фильтров из фторопласта и черного полиэтилена, охлажденных до $T = 4,2 \text{ К}$, лежит в диапазоне длин волн $\lambda \simeq 80 \div 120 \text{ мкм}$ с максимумом при $\lambda = 100 \text{ мкм}$.

Экспериментальные зависимости интенсивности излучения от электрического поля $I(E)$ и ВАХ, полученные при времени задержки 5,0 мкс после окончания импульса фотовозбуждения, представлены на рис.2.

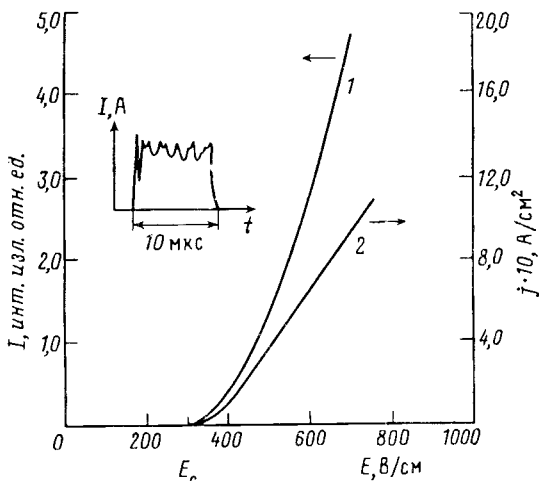


Рис.2. Зависимость интенсивности СБММ излучения от электрического поля (кривая 1), и ВАХ (2) образца при $T = 4,2 \text{ К}$. E_c – пороговое электрическое поле пробоя экситонов

При подаче импульса электрического поля, когда $E \geq 300 \text{ В/см}$, происходит диссоциация экситонов. Пороговое напряжение E_c пробоя экситонов и концентрация свободных носителей зависят от интенсивности фотовозбуждения только при малом уровне фотовозбуждения. С увеличением уровня фотовозбуждения E_c и зависимость концентрации носителей в электронно-дырочной плазме не меняются от электрического поля. Подтверждением ионизации экситонов в электрическом поле является то, что концентрация носителей тока в области полной ионизации существенно превосходит концентрацию примесных центров в образце. Об этом же свидетельствует малая величина напряжения начала пробоя. Энергия активации примесных центров фосфора в кремнии составляет: $E_i \simeq 45 \text{ мэВ}$. Напряжение пробоя примесных центров также зависит от концентрации примесей. В данном эксперименте без фотовозбуждения

при импульсном электрическом поле до $E \simeq 1500$ В/см примесный пробой не наблюдался. Максимальное время задержки импульса электрического поля относительно импульса фотовозбуждения, при котором еще возможен пробой экситонов, варьируется от 300 мкс до 600 мкс. С увеличением времени задержки напряженность электрического поля пробоя возрастает, а амплитудные значения интенсивности СБММ излучения и тока через образец уменьшаются.

Кажется противоречивой возможность электрического пробоя экситонов при таких больших временах задержки электрического импульса относительно импульса фотовозбуждения, так как времена жизни экситонов в чистых кристаллах ($N_i < 10^{11}$ см⁻³) кремния, определенные по кинетике спада люминесценции, составляют $2 \div 5$ мкс (см., например, [4]). Однако наблюдаемый эффект может быть объяснен существованием связанных экситонов или же возбужденных состояний и комплексов с участием H^- -подобных центров, времена жизни которых при гелиевых температурах составляют десятки микросекунд [5], измеренные по спаду фотопроводимости.

На вставке рис.2 показана характерная осциллограмма тока через образец при $E > E_c$. Независимый интерес представляет наблюдаемая неустойчивость тока в образце при $E > E_c$. Средняя частота (~ 1 МГц) нерегулярных колебаний тока зависит от напряженности электрического поля, а модуляция составляет $\sim 50\%$ от амплитудного значения тока. Неустойчивость можно объяснить эксклюзией неравновесных носителей, приводящей к расслоению электронно-дырочной плазмы и появлению пространственных неоднородностей концентраций носителей в образце. Как показывают предварительные эксперименты, эта модель неустойчивости, развитая в работе [6], представляется наиболее близкой. Особенностью наблюдаемого СБММ излучения является зависимость интенсивности излучения от амплитуды тока через образец, то есть интенсивность излучения имеет аналогичную току модуляцию.

Интегральная интенсивность данного излучения намного превосходит интенсивность спонтанного СБММ излучения в p -Ge, обусловленного межподзонной инверсией горячих дырок в полях $E \perp H$. Такой вывод сделан на основе экспериментального исследования и расчета интенсивности спонтанного излучения на одну дырку $I_{Ge}^{lh} N_{Ge}^{-1}$ в p -Ge с концентрацией примесей $N_{Ge} = N_A - N_D = 10^{14}$ см⁻³ при кристаллографической ориентации образца с $E \parallel [110] \perp H \parallel [111]$, ($E = 500$ В/см, $H = 5,5$ кЭ) в диапазоне волн $\lambda \simeq 80 \div 120$ мкм. Эта сравнительная оценка показала, что

$$\frac{I_{Si} N_{Si}^{-1}}{2I_{Ge}^{lh} N_{Ge}^{-1}} > 1,$$

где I_{Si} – интенсивность спонтанного излучения Si, N_{Si} – концентрация носителей (электроны и дырки) в Si.

СБММ излучение неравновесной электронно-дырочной плазмы в Si может быть связано с различными механизмами: прямыми оптическими переходами горячих носителей между подзонами легких и тяжелых дырок I^{lh} , экситонным излучением I° (так как энергия связи не прямых экситонов $\hbar\omega_b \simeq 10 \div 14$ мэВ в Si расположена в области спектральной фоточувствительности p -Ge $< Ga >$), "древеским" излучением электронов и дырок I^{ll} , I^{hh} и излучением кристаллической решетки, связанным с ее разогревом, I^T :

$$I^{tot} = I^{lh} + I^\circ + I^{ll} + I^{hh} + I^T \simeq I^{lh} + I^\circ.$$

Для выяснения роли этих механизмов в интенсивности СБММ излучения были проведены исследования. Результаты эксперимента по изучению СБММ излу-

чения равновесных электронов и дырок после действия импульса электрического поля, а также оценка интенсивности "древесного" излучения показывают, что влияние этих факторов незначительное.

Наравновесное излучение, связанное с прямыми оптическими переходами между подзонами легких и тяжелых дырок $l \rightarrow h$ в Si, теоретически рассмотренное в работе [1], в эксперименте на p -Si [2] не было обнаружено. Альтернативный механизм возрастания $l \rightarrow h$ -излучения в неравновесной электронно-дырочной плазме мог бы быть связан с кулоновским рассеянием быстрых электронов на тяжелых дырках, вследствие чего последние превращаются в легкие дырки. Указанный механизм рассеяния является эффективным для электронов с энергией $\mathcal{E}_e > (m_h/m_e)kT$, где m_h , m_e – эффективные массы дырок и электронов, соответственно. При больших концентрациях дырок данный механизм "накачки" тяжелых дырок в легкую подзону может стать доминирующим [7]. Для выяснения роли этого механизма в излучении были проведены исследования на образцах с другой кристаллографической ориентацией. Конфигурация приложения электрического поля $E \parallel 100$ должна привести к изменению степени "накачки" тяжелых дырок в легкую подзону и, соответственно, к изменению интенсивности излучения, что связано с изменением соотношения m_h/m_e в направлении приложения электрического поля. Однако практического изменения интенсивности излучения от электрического поля не было обнаружено.

Наиболее вероятным и основным представляется механизм СБММ излучения, связанный с испусканием квантов $\hbar\omega_0$ при переходе свободных носителей на экситонные уровни. Об этом свидетельствуют и энергии связи экситонов в Si, измеренные по спектрам поглощения и излучения, расположенные в диапазоне $\hbar\omega_0 \simeq 10 \div 14$ мэВ и имеющие три наиболее интенсивные линии с энергией 10,2; 11,4; 12,0 мэВ. Этот диапазон расположен в спектре фоточувствительности используемого фотоприемника $\text{Ge} \langle \text{Ga} \rangle$. В пользу последнего механизма указывает и большая величина эффективного сечения связывания электрона и дырки в экситон при гелиевых температурах.

Эта работа была поддержана, в частности, грантом фонда Сороса, присужденном Американским физическим обществом.

1. Субмиллиметровые лазеры на горячих дырках в полупроводниках, под ред. А.А.Андропова. Горький: ИПФ АН СССР, 1986.
2. Л.Е.Воробьев, С.Н.Данилов, В.А.Калинин, В.И.Стафеев XI Всесоюзная конференция по физике полупроводников. Тезисы докл., т.1, Кипшиев, 1988, с.125.
3. Б.В.Новиков, Е.Ф.Гросс, М.А.Дрыгин, Письма в ЖЭТФ **15**, (1968).
4. Б.М.Апкинадзе, И.П.Кретцу, С.М.Рывкин, И.Д.Ярошецкий, ЖЭТФ **58**, 507 (1970).
5. Е.М.Гермензон, А.П.Мельников, Р.И.Рабинович, П.А.Серебрякова. УФН, **132**, 354 (1980).
6. А.И.Вейнгер, Р.С.Касьмова, Х.Р.Норкулова, Л.Г.Парицкий, ФТП **19**, 400 (1985).
7. В.Ф.Гантмахер, И.Б.Левинсон, Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках. М.: Наука, 1984.
8. В.Н.Мурзин. Субмиллиметровая спектроскопия коллективных и связанных состояний носителей тока в полупроводниках. М.: Наука, 1985.