

*Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 381–384*

20 апреля 1970 г.

## РЕКОМБИНАЦИОННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В КРЕМНИИ

*A. С. Каминский, Я. Е. Покровский*

В [1, 2] было исследовано интенсивное рекомбинационное излучение, возникающее в германии при достижении пороговых уровней возбуждения и температуры. Основные особенности этого излучения были объяснены на основе модели конденсата, состоящего из сферических капель вырожденной электрон-дырочной плазмы [2]. Аналогичное излучение было ранее обнаружено в кремнии [3]. Широкий максимум этого излучения соответствовал  $h\nu = 1,081 \text{ эв}$  и был смешен в область меньших энергий на  $16 \text{ мэв}$  относительно основного пика излучательной анигилляции свободных экситонов  $h\nu = 1,0970 \text{ эв}$ . Возникновение такого излучения было объяснено в [3] распадом биэкситонов.

Отметим, что модель капельного конденсата и биэкситонная модель должны приводить к существенно различной связи между интенсивностью рекомбинационного излучения свободных экситонов  $I_0$  и интенсивностью длинноволнового излучения. действительно, стационарная концентрация биэкситонов  $n_b$  пропорциональна квадрату концентрации свободных экситонов  $n_0$ , откуда следует, что  $I_b \sim I_0^2$ . При образовании конденсата постоянной плотности  $n_0$  в области низких температур испарением носителей заряда из конденсированной фазы можно пренебречь. Поэтому стационарные условия достигаются, когда поток свободных экситонов на внешнюю поверхность капель конденсата  $n_0 v \pi r^2$

$$\text{равен скорости рекомбинации электронов и дырок внутри капель } \frac{n_0}{r_0} \frac{4}{3} \pi r^3.$$

Здесь  $v$  — средняя тепловая скорость экситонов,  $r$  — радиус капли,  $r_0$  — время жизни конденсата. Так как интенсивность рекомбинационного излучения конденсата  $I_K$  пропорциональна объему конденсированной фазы, а  $I_3 \sim n_3$ , то  $I_K \sim I_3^3$ . Приведенные ниже результаты приводят именно к такой зависимости.

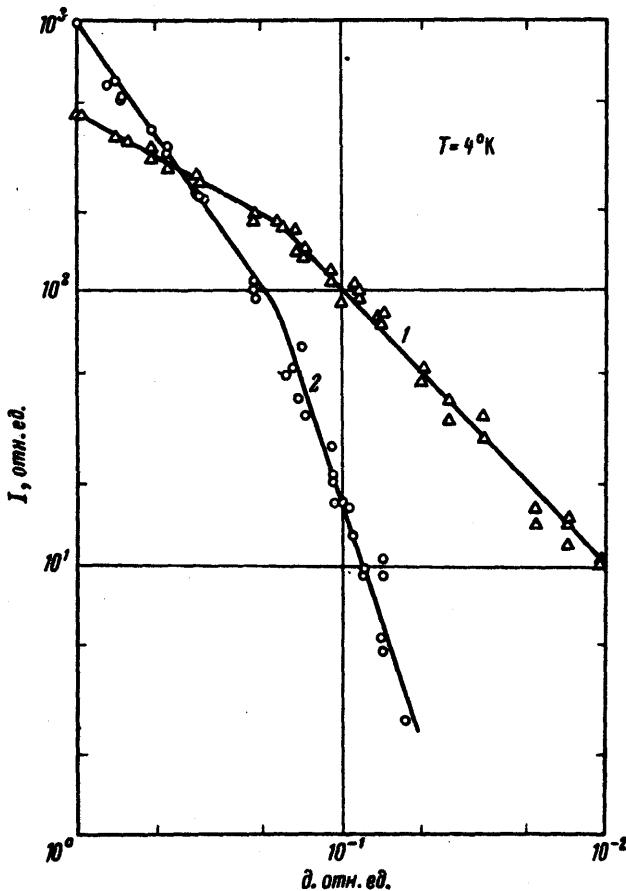


Рис. 1. Зависимость интенсивности излучения  $I$  свободных экситонов 1 и конденсированной фазы 2 от уровня фотовозбуждения  $g$  в чистом кремнии

Для возбуждения рекомбинационного излучения на поверхность образцов кремния, погруженных в жидкий гелий, фокусировалось излучение лазера из арсенида галлия мощностью до 160 мэВт, работавшего в непрерывном режиме. Интенсивность возбуждающего излучения изменялась с помощью калиброванных сеток. Рекомбинационное излучение модулировалось перфарированным диском и анализировалось решеточным спектрометром МДР-2. Аппаратура позволяла записывать спектры с разрешением  $\sim 0,4$  мэВ. Неизменность температуры образцов контролировалась по постоянству формы спектра излучения свободных экситонов.

На рис. 1 приведены зависимости интенсивности излучения свободных экситонов  $I_3$  ( $h\nu = 1,0970 \text{ эв}$ ) и длинноволнового излучения  $I_K$  ( $h\nu = 1,0815 \text{ эв}$ ) от уровня возбуждения. Из рисунка видно, что эти зависимости носят сложный характер, и лишь при минимальном уровне возбуждения  $I_3$  зависит линейно, а  $I_K$  — кубично от интенсивности возбуждающего света. Однако во всем диапазоне  $I_K \sim I_3^3$  (рис. 2). Эта зависимость хорошо выполнялась для всех исследованных нами образцов чистого кремния.

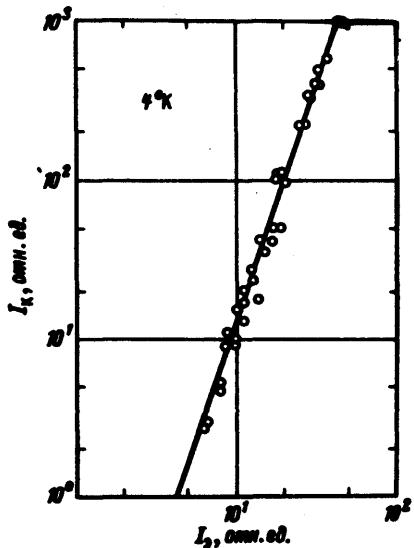


Рис. 2. Зависимость интенсивности излучения конденсированной фазы  $I_K$  от интенсивности излучения свободных экситонов  $I_3$  в чистом кремнии

Исследование зависимости спектрального распределения рекомбинационного излучения кремния от уровня возбуждения позволяет высказать предположение о механизме зарождения конденсата.

На рис. 3 приведены спектры излучения двух образцов кремния с различным содержанием бора  $N_B$ . При минимальном уровне возбуждения в спектре излучения образца с  $N_B = 3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$  наблюдается лишь узкий пик с энергией  $h\nu = 1,0924 \text{ эв}$ . В [4] было показано, что это излучение возникает при анигилиации экситонов, связанных на атомах бора. При постепенном увеличении возбуждения на длинноволновом склоне этого пика возникают ступеньки, которые затем развиваются в пики с энергиями 1,0903; 1,0881 и 1,0863 эв. Эти энергии не соответствуют пикам анигилиации экситонов, связанных на других примесных атомах элементов III или V групп в кремнии. При достаточно большом уровне возбуждения в спектре появляется излучение конденсата с максимумом при  $h\nu = 1,0815 \text{ эв}$ . Отметим, что пик излучения свободных экситонов в этом материале вообще не наблюдался. В кремни с  $N_B = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  при малом уровне возбуждения аналогичная структура наблюдается на фоне более интенсивного излучения свободных экситонов и конденсата. При повышении уровня возбуждения или температуры эта структура исчезает.

Такое последовательное появление узких пиков с убывающими энергиями позволяет полагать, что при увеличении уровня возбуждения на примесных атомах могут образовываться комплексы, содержащие более одного экситона, что приводит в дальнейшем к возникновению конденсата вблизи таких комплексов. Концентрация свободных экситонов при этом может оставаться незначительной. Поскольку излучение этих комплексов наблюдается и в относи-

тельно чистом кремни, можно полагать, что примесные атомы являются первичными центрами конденсации даже при малой их концентрации.

По ширине спектра длинноволнового излучения можно оценить концентрацию электронов и дырок в конденсате [2]. Действительно, ширина спектра определяется суммой энергии Ферми вырожденных электронов и дырок

$$F_e + F_h = \frac{\hbar^2}{2} \left( \frac{3}{8\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_h} \right) n_o^{\frac{3}{2}} \text{ и составляет около } 25 \text{ мэв}$$

(рис. 3). Эффективные массы по плотности состояний в кремни равны  $m_e = 0,86 \text{ м}, m_h = 0,49 \text{ м}$  [6], откуда  $n_o = 3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ . Это значение приблизительно на порядок больше, чем концентрация носителей заряда в конденсированной фазе германия [2].

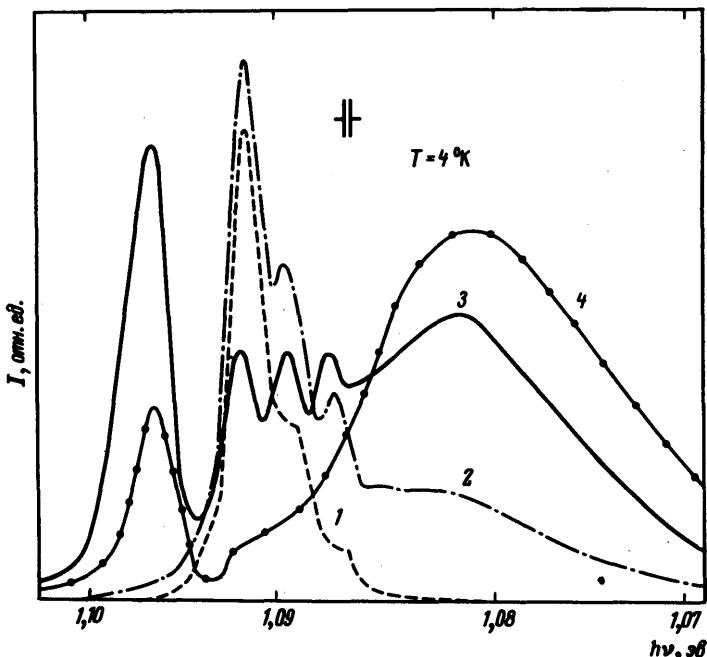


Рис. 3. Спектральное распределение рекомбинационного излучения кремния при различной мощности фотовозбуждения  $P$ : 1 –  $N_B = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 40 \text{ мэв}$ ; 2 –  $N_B = 5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 160 \text{ мэв}$ ; 3 –  $N_B = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 50 \text{ мэв}$ ; 4 –  $N_B = 3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$ ,  $P = 160 \text{ мэв}$

Авторы благодарны П.Г.Елисееву и В.Н.Страхову за содействие настоящей работе .

Институт радиотехники и электроники  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
13 марта 1970 г.

#### Литература

- [1] Я.Е.Покровский, К.И.Свишунова. Письма в ЖЭТФ, 9, 435, 1969.
- [2] Я.Е.Покровский, К.И.Свишунова. ФТП, 4, №3, 1970.
- [3] J.R.Haynes. Phys. Rev. Lett., 17, 860, 1966.
- [4] P.J.Dean, J.R.Haynes, W.F.Flood. Phys. Rev., 161, 711, 1967.