

Письма в ЖЭТФ, том.9, стр.435-438

5 апреля 1969 г.

ВОЗНИКНОВЕНИЕ КОНДЕНСИРОВАННОЙ ФАЗЫ НЕРАВНОВЕСНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В ГЕРМАНИИ

Я.Е.Покровский, Б.И.Свищунова

Известно, что в таких полупроводниках, как германий и кремний неравновесные электроны и дырки связываются при низких температурах в экситоны [1]. При больших концентрациях экситонов и достаточно низких температурах притяжение между экситонами может оказаться существенным, и поэтому следует ожидать возникновения в системе экситонов конденсированной фазы [2]. Приведенные ниже результаты исследования рекомбинационного излучения германия при низких температурах подтверждают существование такой фазы.

Образцы германия с удельным сопротивлением $50 \text{ ом}\cdot\text{см}$ при 300°K , погруженные в жидкий гелий, возбуждались либо модулированным излучением ртутной лампы ДРШ-250, либо импульсами излучения различной мощности длительностью $\sim 1 \text{ мксек}$ от ксеноновой лампы ИСП-100.

Возбуждающее излучение проходило через водяной светофильтр и обеспечивало поверхностную генерацию носителей заряда в германии. Средняя мощность возбуждающего излучения не превышала нескольких десятков милливатт, что исключало нагрев образцов [3]. Температура образцов регулировалась откачкой жидкого гелия. Рекомбинационное излучение анализировалось решеточным спектрометром и регистрировалось фотоспротивлением малой площади из сульфида свинца.

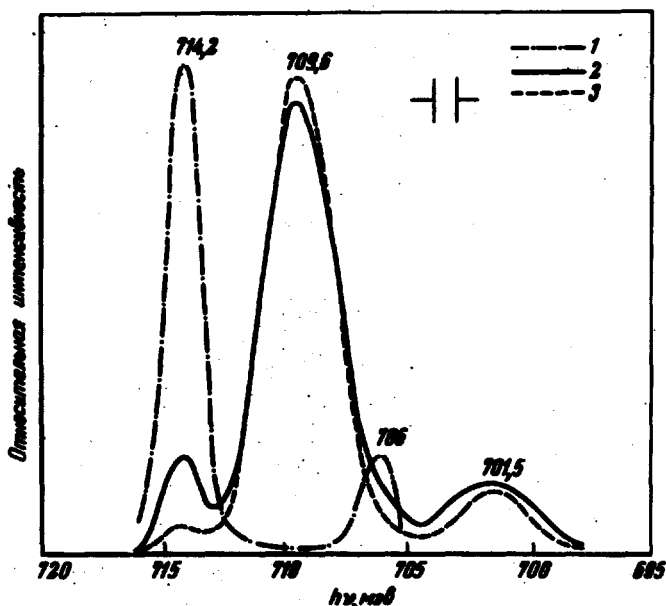


Рис.1. Спектры рекомбинационного излучения германия при $4,2^\circ\text{K}$ и различных уровнях возбуждения: 1 $-n_0 = 4 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$; 2 $-n_0 = 3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$; 3 $-n_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$

Количество неравновесных носителей, введенных в образец, определялось по величине фотопроводимости образцов при комнатной температуре. В дальнейшем мы будем характеризовать уровень возбуждения средней по объему образца концентрацией носителей n_0 . Определение истинной концентрации неравновесных носителей заряда в образцах при низких температурах затруднительно, так как неизвестно их пространственное распределение. Однако общее количество носителей, введенных в образец, не должно зависеть от температуры, поскольку длительность возбуждающих импульсов света была много меньше времени жизни носителей $\tau > 10^{-5} \text{ сек}$ при $4,2^\circ\text{K}$.

На рис.1 приведены спектры рекомбинационного излучения германия, записанные при $4,2^\circ\text{K}$ и различных уровнях возбуждения. Из ри-

сунка видно, что при минимальном уровне возбуждения максимумы излучения соответствуют энергии фотонов 714,2 и 706 мэв. Эти максимумы связаны с рекомбинацией свободных экситонов, сопровождающейся эмиссией продольного акустического и поперечного оптического фононов [1]. Ширина максимумов ≈ 2 мэв определяется тепловым движением экситонов и недостаточным разрешением. По мере возрастания n_0 в спектрах появляются новые широкие максимумы, смещенные в область меньших энергий на 4,6 мэв относительно максимумов в спектре рекомбинации свободных экситонов. Полуширина этих максимумов составляет около 4 мэв и превышает уширение, которое можно объяснить тепловым движением или недостаточным разрешением.

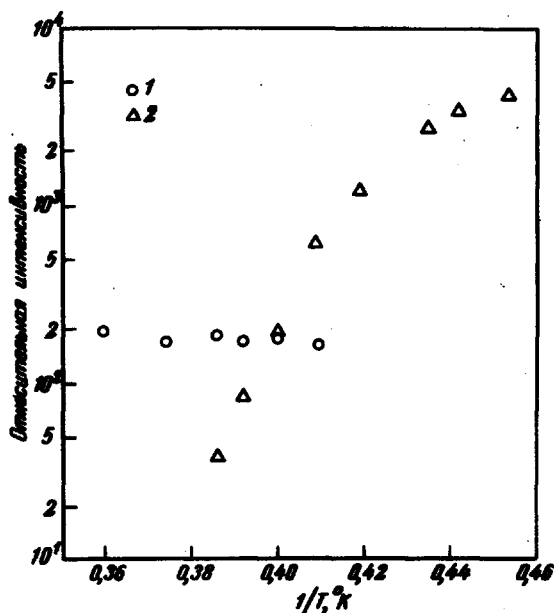


Рис.2. Температурная зависимость интенсивности пиков рекомбинационного излучения германия: 1 – пик 714,2 мэв, 2 – пик 709,6 мэв. $n_0 = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$

Фотопроводимость образцов германия при 4,2°К в электрических полях $< 10 \text{ в.см}^{-1}$ весьма мала даже при максимальных уровнях возбуждения $n_0 < 3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, использованных в настоящей работе. В полях $\approx 10 \text{ в.см}^{-1}$ фотопроводимость возрастает скачком [4]. При этом исчезают как пики рекомбинационного излучения свободных экситонов, так и новые длинноволновые максимумы.

На рис.2 приведена температурная зависимость интенсивности излучения свободных экситонов в максимуме 714,2 мэв и интенсивности нового излучения в максимуме 708,6 мэв при возбуждении образ-

ца ртутной лампой. Из рисунка видно, что интенсивность рекомбинационного излучения свободных экситонов практически не зависит от температуры, в то время как интенсивность нового излучения возрастает приблизительно на два порядка в очень узком интервале температур. Область температур, в которой наблюдается это возрастание, чрезвычайно сильно зависит от уровня возбуждения. Рост интенсивности может быть описан экспоненциальным законом с энергией активации ≈ 10 мэв. Однако, это значение может быть существенно занижено, так как концентрация носителей в процессе регистрации излучения изменяется во времени и непостоянна по объему образца, и поэтому критические условия внутри образца достигаются при несколько различных температурах. Интегральная интенсивность нового излучения более чем на два порядка превышает интенсивность излучения свободных экситонов.

Отсюда можно заключить, что при достижении критической концентрации экситонов и критической температуры в германии скачком возникает новая конденсированная фаза неравновесных носителей заряда, характеризующаяся высоким темпом излучательной рекомбинации. Энергия связи носителей заряда в этой фазе может быть охарактеризована энергетическим расстоянием между пиками рекомбинационного излучения свободных экситонов и пиками нового излучения, которое составляет около 4,6 мэв. Высокий темп излучательной рекомбинации указывает на большую концентрацию неравновесных электронов и дырок в этой фазе. Весьма возможно, что фаза обладает свойствами, характерными для металлического состояния [5].

Авторы благодарны Л.В.Келдышу за подробное обсуждение результатов этой работы и ряд ценных замечаний.

Институт радиотехники и электроники
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
13 марта 1969 г.

Литература

- [1] J.R.Naynes, M.Lax, W.F.Flood. J.Phys. Chem. Sol., 8, 392, 1959.
- [2] Л.В.Келдыш. Труды 9 Междунар. конф. по физике полупроводников. Москва, 1969.
- [3] Э.И.Заварицкая. Труды ФИ АН СССР, 37, 41, 1966.
- [4] В.М.Аснин, А.А.Рогачев, С.М.Рывкин. ФТП, 1, 1740, 1967.
- [5] В.М.Аснин, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, 7, 464, 1968.