

ИЗЛУЧЕНИЕ ЭКСИТОННЫХ МОЛЕКУЛ В ОДНООСНО СЖАТОМ ГЕРМАНИИ

И.В.Кукушкин, В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев

В условиях сильного одноосного сжатия германия вдоль несимметричного кристаллографического направления, близкого ($\sim 5^\circ$) к оси $\langle 001 \rangle$, обнаружено излучение экситонных молекул (ЭМ) и оценена их энергия связи $\Delta_M = 0,15 \pm 0,1$ мэВ. †

До настоящего времени в кристаллах Ge не удавалось надежно наблюдать излучательный распад экситонных молекул (связанное состояние двух экситонов), несмотря на интересные и интенсивные поиски в этом направлении, например, в работах [1 – 3]. Основная трудность здесь кроется в том, что парциальная доля ЭМ в неравновесном электронно-дырочном ($e - h$) газе при низких температурах невелика из-за малой энергии связи $\Delta_M = 0,03R$ [4] (R – экситонный Ридберг) по сравнению с энергией связи электронно-дырочной жидкости (ЭДЖ) ϕ . (В недеформированном Ge $\phi \sim 0,5R$ [5]). Парциальное давление газа ЭМ относительно экситонов можно увеличить, снимая вырождение в дырочной и электронной зонах с помощью одноосной деформации. При этом стабильность ЭДЖ существенно уменьшается [6], тогда как энергия связи ЭМ менее чувствительна к степени вырождения зон. Ранее именно в условиях одноосного сжатия Si (вдоль оси $\langle 100 \rangle$), когда $\phi \approx 0,15R$, удалось обнаружить излучательный распад ЭМ [7].

В Ge максимальное снятие вырождения реализуется при сжатии вдоль оси $\langle 111 \rangle$. Однако в этом случае ϕ составляет $\sim 0,28R$ [8] и линию излучения ЭМ не удавалось выделить в спектрах. Мы обращаем внимание, что в Ge можно получить ЭДЖ с еще меньшей энергией связи, если осуществить сжатие вдоль несимметричного направления, близкого к оси $\langle 100 \rangle$. В этом случае электронная и дырочная зоны также являются невырожденными, а эффективная масса плотности состояний дырок оказывается на 8% меньше, по сравнению с Ge, сжатым вдоль оси $\langle 111 \rangle$. В этих условиях удастся уменьшить стабильность ЭДЖ до значений $\phi \approx 0,18R$ и обнаружить в спектрах линию ЭМ, сравнимую по интенсивности с линией излучения свободных экситонов. †

В работе исследовались кристаллы Ge, сжатые вдоль оси $\langle 111 \rangle$ и оси $\langle 1, 1, 16 \rangle$, составляющей с направлением $\langle 001 \rangle$ угол 5° . Концентрация мелких примесей в исследованной серии кристаллов составляла $10^{10} - 10^{13} \text{ см}^{-3}$. Методика одноосного сжатия кристаллов, имеющих размер $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}^3$ была описана ранее [7]. Возбуждение неравновесных $e - h$ пар осуществлялось аргоновым ($\lambda = 0,5145 \text{ мкм}$) или АИГ – Nd^{3+} ($\lambda = 1,06 \text{ мкм}$) лазерами с мощностью до 2Вт. Спектральным прибором служил двойной монохроматор с решеткой 600 штрих/мм и дисперсией в рабочей области 8 Å/мм. Излучение регистрировалось охлаждаемым Ge – Si болометром в режиме синхронного детектирования. Спектры записывались с разрешением 0,2 – 0,3 мэВ. †

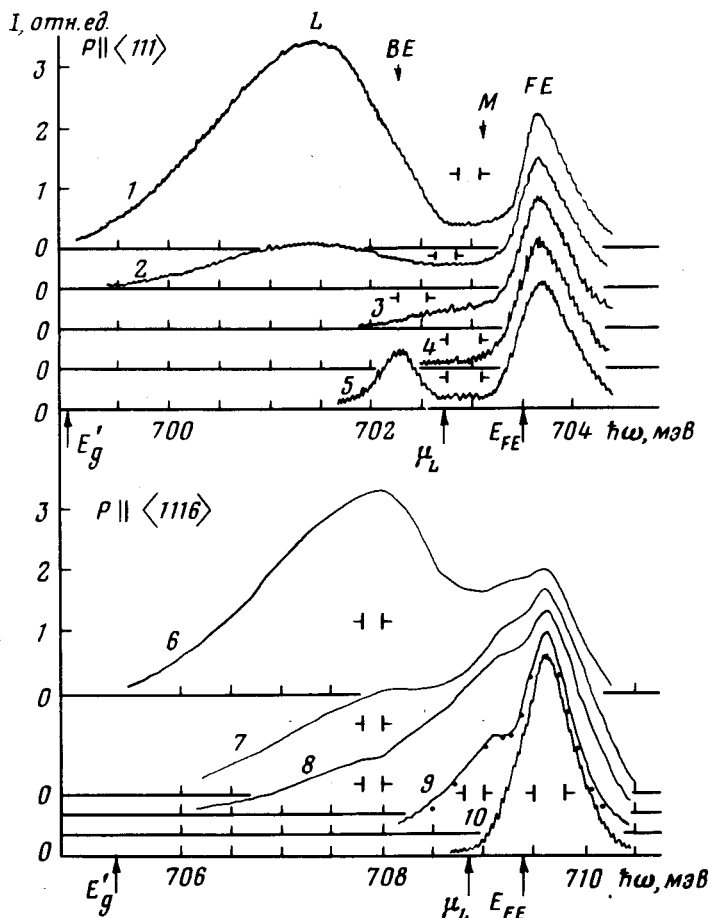


Рис.1. Спектры излучения (LA-компоненты) германия, сжато того вдоль осей $\langle 111 \rangle$ (~ 13 кгс/мм²) и $\langle 1, 1, 16 \rangle$ (~ 20 кгс/мм²) при $T = 1,8$ К и различных плотностях возбуждения P . Спектрам 1–10 отвечают накачки 5; 1; 0,3; 0,03; 0,03; 50; 20; 8; 2; 0,03 Вт/см². Спектры 1–4, 6–10 – чистые кристаллы с $N_i = N_D + N_A < 5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, спектр 5 – кристалл с $N_i = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³. Положения перенормированной щели E'_g , химпотенциала μ_L в ЭДЖ и экситонного уровня E_{FE} показаны стрелками. На кривой 9 точками показан контур линий излучения экситонов и ЭМ в Si $\langle 100 \rangle$ при таких же отношениях kT/R (т.е. при $T = 9$ К) и I_M/I_{FE} ; энергетический масштаб при этом уменьшен в $R(\text{Si})/R(\text{Ge}) \approx 4,8$ раза

На рис.1 приведены спектры излучения кристаллов Ge, сжатых вдоль осей $\langle 111 \rangle$ и $\langle 1, 1, 16 \rangle$, записанные при различных накачках и $T = 1,8$ К. При низких уровнях возбуждения ($P \leq 30$ мВт/см²) в спектрах излучения чистых кристаллов ($N_i < 10^{11}$ см⁻³) видна лишь линия свободных экситонов FE (кривые 4 и 10), а в кристаллах с $N_i = 5 \cdot 10^{12}$ см⁻³ наблюдается также линия связанных экситонов BE (кривая 5). При увеличении накачки до 0,2–0,5 Вт/см² у линии FE появляется "красное"

крыло (кривая 3). При дальнейшем увеличении возбуждения в $\text{Ge} \langle 111 \rangle$ "красное" крыло линии FE не увеличивается, а на его низкочастотном краю вырастает линия излучения ЭДЖ с $\phi = 0,8$ мэВ $\approx 0,28 R$. В $\text{Ge} \langle 1, 1, 16 \rangle$ "красное" крыло линии FE при тех же накачках продолжает возрастать и превращается в достаточно разрешенную линию M (кривые 9, 8, 7). Только при $P > 10$ Вт/см² возникает линия излучения ЭДЖ с энергией связи в 1,5 раза меньшей, чем в $\text{Ge} \langle 111 \rangle$, а именно: $\phi \approx 0,5$ мэВ $= 0,18 R$. Плотность газовой фазы в $\text{Ge} \langle 1, 1, 16 \rangle$ вблизи порога конденсации в ЭДЖ при 1,8 К достигает $1 - 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ ($r_s \sim 3$), что на порядок больше, чем в $\text{Ge} \langle 111 \rangle$. Обнаруженную линию излучения M мы ~~связываем~~ связываем с излучательным распадом экситонных молекул ($\text{ЭМ} \rightarrow \text{экситон} + \text{фонон} + \text{фотон}$), основываясь на следующих результатах.

1. Форма этой линии не изменяется с ростом накачки и ее ширина Γ хорошо согласуется с ожидаемой при непрямой аннигиляции ЭМ, а именно: $\Gamma \sim \frac{\mu}{m} R \approx 0,5$ мэВ. (μ, m — приведенная и трансляционная массы экситона) [7].

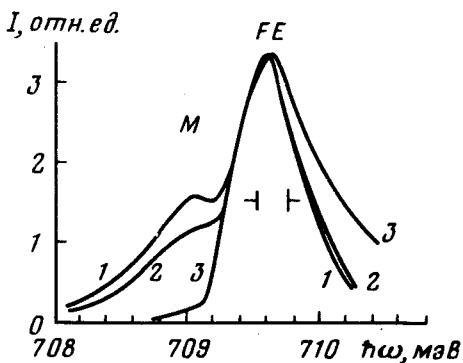


Рис.2. Спектры излучения $\text{Ge} \langle 1, 1, 16 \rangle$ при $P = 2$ Вт/см² и различных температурах T : 1 — 1,8 К, 2 — 2,1 К, 3 — 4,2 К

2. Линия M появляется в спектрах чистых кристаллов при больших плотностях возбуждения и ее интенсивность возрастает сверхлинейно по отношению к интенсивности линии FE : $I_M \sim I_{FE}^{1,6 \pm 1,8}$. Отличие показателя от двух связано частично с увеличением глубины диффузии экситонов и молекул с ростом мощности возбуждения. Кроме этого, судя по фиолетовому краю линии излучения экситонов, при больших накачках температура экситонов возрастала на 0,3 — 0,5 К, по сравнению с температурой бани.

3. При фиксированной накачке с ростом температуры линия M исчезает из спектра (рис.2). В условиях термодинамического равновесия отношение плотностей молекул и экситонов равно

$$n_M / n_{FE}^2 \sim (kT)^{-3/2} \exp\left(\frac{\Delta_M}{kT}\right). \quad (1)$$

Измеренное в области 1,8 — 3 К отношение $I_M (kT)^{3/2} / I_{FE}^2$ слабо уменьшалось с ростом температуры. Оценки Δ_M по формуле (1) дали

значение $\Delta_M = 0,15 \pm 0,1$ мэВ, что не противоречит теоретическому расчету $\Delta_M \sim 0,03R \approx 0,09$ мэВ [4].

4. Молекулярное происхождение M -линии подтверждают также исследования спектров в условиях действия ударной ионизации. При воздействии слабого электрического поля свободные носители набирают кинетическую энергию и при столкновениях со связанными состояниями разрушают их. Из рис.3, где показан дифференциальный спектр, следует, что при малых плотностях возбуждения, когда в спектрах еще отсутствует линия ЭДЖ (кривая 1), в электрических полях в первую очередь уменьшается интенсивность линии M . При больших накачках, когда в спектре присутствует линия L (кривые 2 и 3), электрическое поле вызывает также разрушение капель ЭДЖ, в результате чего несколько увеличивается плотность экситонов и, следовательно, интенсивность I_{FE} . В этих условиях интенсивность линии M уменьшается. Такое поведение спектров служит сильным аргументом против интерпретации линии M в терминах экситон-экситонных (электронных) столкновений или $e-h$ плазмы.

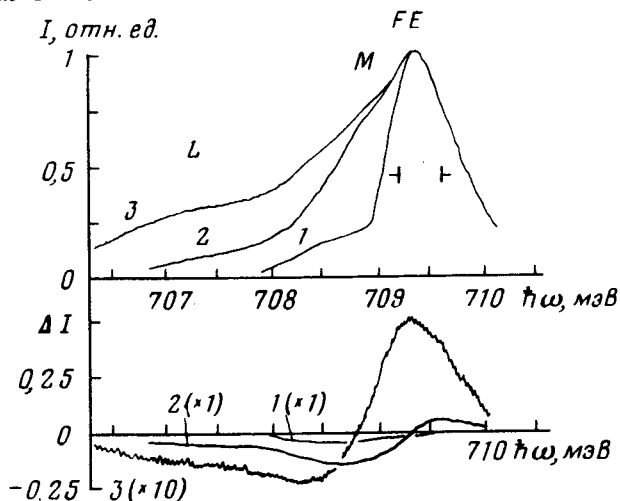


Рис.3. Спектры излучения $Ge <1, 1, 16> I(\hbar, \omega)$ при различных P (Вт/см²): 1 - 0,5; 2 - 6; 3 - 15, и их изменение $\Delta I(\hbar\omega)$ при наложении электрического поля E (В/см) = : 1, 2 - 60; 3 - 20

Наконец, мы сравнили форму исследуемой линии M с контуром линии излучения экситонной молекулы в $Si <100>$. Сравнивались спектры экситонов и молекул, записанные при одинаковых отношениях I_M / I_{FE} и kT/R . Результат такого сравнения представлен точками на рис.1 (кривая 9) для экспериментального контура в $Ge (1, 1, 16)$, измеренного при $T = 2K$. Наблюдающееся хорошее совпадение спектров для Ge и Si подтверждает одинаковое происхождение M -линии. Подчеркнем, что при этом сравнении не использовались какие-либо подгоночные параметры.

В заключение следует отметить, что в интересующей нас спектральной области могут привести свой вклад процессы излучательного рас-

пада экситонных трионов (связанные состояния экситона с электроном или дыркой). В условиях равновесия, при $T \lesssim 2$ К, концентрация трионов должна быть существенно меньше, чем экситонных молекул. Далее, при излучении трионов в процессах отдачи принимает участие более легкая, чем экситон, частица — электрон или дырка. Поэтому линия не прямой аннигиляции триона должна быть в принципе шире, чем экситонной молекулы.

Авторы благодарят Л.В.Келдыша за полезные обсуждения, а также Е.М.Гершензона, Б.Г.Журкина, В.Н.Зверева и Я.Е.Покровского за любезное предоставление кристаллов германия.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
4 июля 1980 г.

Литература

- [1] G.A.Thomas, T.M.Rice. Sol. State Comm., 23, 359, 1977.
 - [2] G.A.Thomas, J.V.Mock, M.Capizzi. Phys. Rev., B18, 4250, 1979.
 - [3] А.Е. Жидков, Я.Е.Покровский, Письма в ЖЭТФ, 30, 499, 1979.
 - [4] W.F.Brinkman, T.M.Rice, B.Bell. Phys. Rev., B8, 1570, 1973.
 - [5] J.C. Hensel, T.G.Phillips, G.A.Thomas. Sol. State Phys., 32, 27, 1977.
 - [6] В.С. Багаев, Т.И.Галкина, О.В.Гоголин, Л.В.Келдыш. Письма в ЖЭТФ, 10, 304, 1969.
 - [7] В.Д.Кулаковский, В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, 25, 248, 1977.
 - [8] B.J.Feldman, H.-h.Chou, G.K.Wong. Sol. State Comm., 24, 521, 1977.
-