

ИЗЛУЧЕНИЕ СВОБОДНЫХ ЭКСИТОНОВ И ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫХ КАПЕЛЬ В ГЕРМАНИИ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ

В. С. Багаев, Т. И. Галкина, О. В. Гоголин

В ранее опубликованной работе¹ сообщалось о влиянии одноосного сжатия вдоль направления [111] на спектр излучения экситонов в Ge при высоких уровнях оптического возбуждения.

В настоящей работе излагаются результаты более подробного исследования спектра излучения чистого германия при гелиевых температурах в условиях одноосного сжатия.

Погруженные в жидкий гелий образцы германия с концентрацией остаточных примесей меньше, чем 10^{13}см^{-3} , возбуждались излучением He-Ne лазера, работающего на длине волны $\lambda = 1,15 \text{ мк}$. Образцы ориентировались в направлениях [111], [110] и [100] с точностью до 2° . Измерения проводились в температурном интервале от $1,8^\circ$ до $4,2^\circ \text{К}$.

Результаты и обсуждение

Исследовались положения максимумов линии излучения свободных экситонов ($E_{\text{экс}}$) и линии, приписываемой рекомбинационному излучению конденсированной фазы экситонов ($E_{\text{к}}$), а также интенсивности этих линий в зависимости от величины и направления одноосного сжатия. Результаты измерений для всех трёх

исследовавшихся направлений одноосной деформации $[111]$, $[110]$ и $[100]$ показаны на рисунках 1-3.

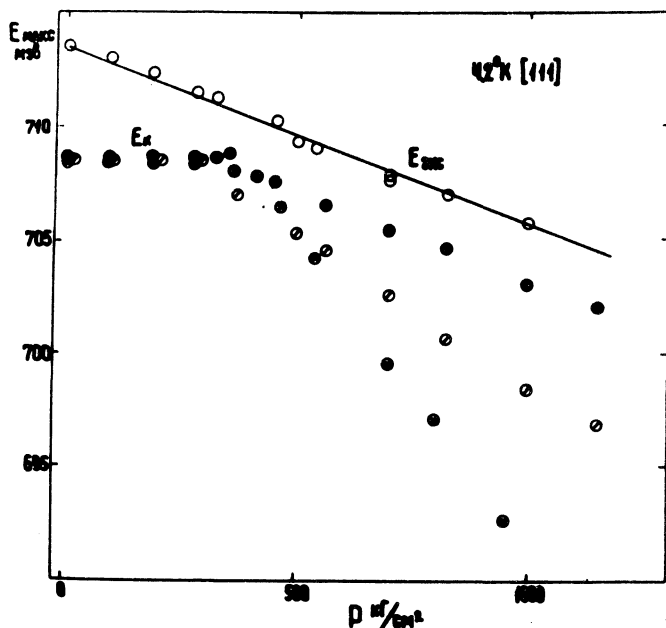
В недеформированных кристаллах спектр излучения аналогичен спектру, полученному в ²: $E_{\text{экс}} = 713,5$ Мэв, $E_{\text{к}} = 708,6$ Мэв (обе линии соответствуют излучению с испусканием продольного акустического фонона). При приложении давления линия излучения свободных экситонов смещается при всех ориентациях практически линейно с давлением в соответствии с результатами работы ³, что отражает, по-видимому, уменьшение ширины запрещённой зоны и неизменность (с точностью до 0,5 Мэв) энергии связи экситона.

Поведение же линии $E_{\text{к}}$ в условиях одноосной деформации качественно иное. При всех ориентациях на рис. 1-3 видны две совершенно различные области: область малых давлений $P < P_c$, в которой $E_{\text{к}}$ практически неизменно или даже слегка возрастает с давлением (рис.3), и область высоких давлений $P > P_c$, где $E_{\text{к}}$ уменьшается параллельно $E_{\text{экс}}$ или даже быстрее (рис.1). Сама величина P_c зависит от направления деформации: она минимальна для направления $[110]$, несколько больше для деформации вдоль $[111]$ и максимальна для направления $[100]$. Таким образом, энергия связи частиц в конденсированной фазе, определяемая по расстоянию $\Delta E = E_{\text{экс}} - E_{\text{к}}$, уменьшается с деформацией и достигает минимума $\Delta E_{\text{мин}}$ при $P = P_c$. Величины $\Delta E_{\text{мин}}$ несколько отличаются друг от друга. Значения P и $\Delta E_{\text{мин}}$ для различных направлений деформаций приведены в таблице 1.

Таблица 1

направление сжатия	P кГ/см ²	$\Delta E_{\text{мин}}$ МЭВ
$[111]$	320	2,5
$[110]$	230	3,5
$[100]$	700	3

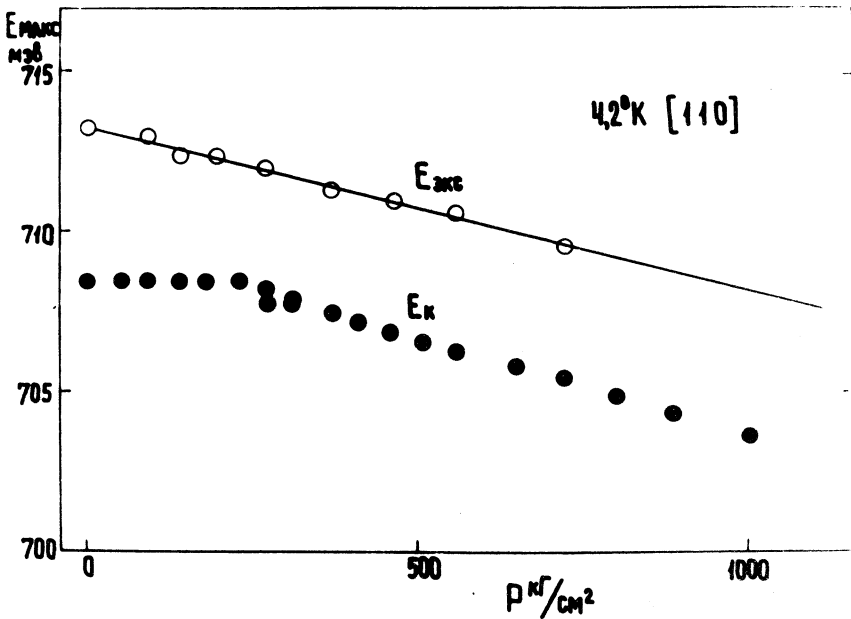
Наклон кривых $E_K(P)$ в области $P > P_c$ сильно меняется от образца к образцу и зависит, по-видимому, от степени однородности деформаций. Последнее утверждение



Р и с. 1. Сдвиги максимумов $E_{\text{экс}}$ и E_K в функции давления, приложенного в направлении $[111]$.

специально было проверено: для деформаций вдоль оси $[111]$ измерения проводились на образцах кубической формы, где распределение давлений должно было быть максимально однородным, и на образцах в виде тонких пластинок с заведомо сильно неоднородными деформациями. Результаты показаны на рис. 1. Видно, что при однородной деформации в области $P > P_c$ E_K смещается практически параллельно $E_{\text{экс}}$, т.е. $\Delta E(P) = \Delta E_{\text{экс}} = \text{const}$, а при неоднородной деформации E_K смещается значительно быстрее $E_{\text{экс}}$.

Наконец, отметим, что качественно различным было и поведение интенсивностей излучения в линии свободных экситонов и линии E_K на образцах с неоднород-

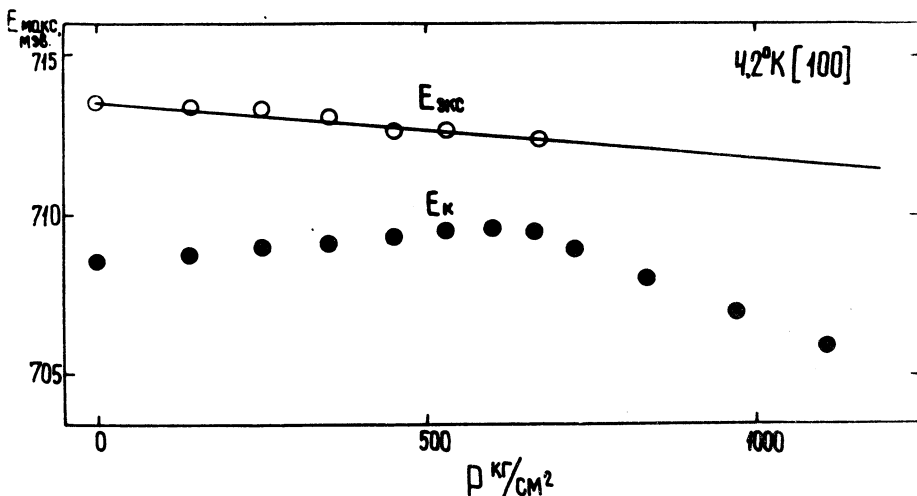


Р и с. 2. Сдвиги максимумов $E_{\text{экс}}$ и E_K в функции давления, приложенного в направлении [110].

ным распределением деформаций. При всех ориентациях давления интенсивность линии E_K падала в 30–40 раз уже при $P = 350$ кг/см². Интенсивность же линии $E_{\text{экс}}$ сначала слегка возрастает в том же интервале давлений, а затем падает в 2–3 раза³. На образцах же с максимально однородной деформацией интенсивность в линии E_K в интервале давлений от нуля до $P \approx 350$ кг/см² практически не меняется.

Изменение ΔE с давлением качественно может быть понято на основе представлений о связи ΔE с зонной структурой деформированного Ge, использо-

ванных в¹. Расщепление валентной зоны и неодинаковый сдвиг минимумов зоны проводимости приводит к уменьшению плотности состояний на дне электронной и дырочной зон. При заданной концентрации электронов и дырок в конденсированной фазе это привело бы



Р и с. 3. Сдвиги максимумов $E_{\text{экс}}$ и $E_{\text{к}}$ в функции давления, приложенного в направлении [100].

к росту давления Ферми-газов электронов и дырок и нарушению равновесия капли. В результате плотность частиц в конденсированной фазе, а вместе с ней и энергия связи должны уменьшаться. Уменьшение это должно происходить при давлениях $P \leq P_c$, где P_c — такое давление, при котором расщепление валентной зоны и относительный сдвиг минимумов зоны проводимости, неэквивалентных при заданном направлении деформации, становятся больше энергии Ферми соответственно дырок и электронов. При этом различия в значениях P_c и ΔE должны определяться характером расщепления зон при различных направлениях деформа-

ции. Качественно такое соответствие имеется. Наиболее сильное изменение плотности состояний для зоны проводимости происходит при деформации вдоль оси [11], когда из четырёх эквивалентных минимумов наименьшим становится один. При этом падение ΔE оказывается наибольшим. В случае сжатия в направлении [110] эквивалентными остаются два минимума в зоне проводимости. Поэтому величина P_c и уменьшение ΔE меньше, чем при деформации вдоль оси [11]. Наконец, в случае сжатия в направлении [100] все четыре минимума зоны проводимости остаются эквивалентными и весь эффект связан с расщеплением валентной зоны, которое меньше, чем сдвиги зоны проводимости при двух других направлениях деформации. Поэтому величина P_c оказывается существенно большей.

Эти качественные рассуждения можно пояснить расчётом на простейшей модели⁴, в которой предполагается, что энергия в металлической капле складывается из энергий Ферми электронов и дырок, обменной энергии и кулоновской энергии притяжения электрона и дырки:

$$E(n) = -\frac{\alpha e^2}{2} n^{4/3} + \frac{3\pi^2}{10} \frac{\hbar^2}{m_0} A \left(\frac{3}{8} n \right)^{1/3} n \quad (1)$$

где $A = \left(\frac{m_0}{m_k^*} + \frac{m_0}{m_e^* \sqrt{4\pi}} \right)$

ϵ - диэлектрическая проницаемость, m_e^* и m_k^* - эффективные массы плотности состояний электронов и дырок; $\sqrt{4\pi}$ - число эквивалентных экстремумов в зоне проводимости, α - феноменологически введённый параметр, учитывающий некоторую неопределённость в написании кулоновской энергии. Обменная энергия также считается включённой в первый член.

Равновесная плотность электронов и дырок n_0 может быть определена из условия минимума энергии

$$\left. \frac{\partial E}{\partial n} \right|_{n=n_0} = 0. \quad \text{Проведя элементарные выкладки, нетрудно}$$

определить среднюю энергию на одну пару частиц:

$$\epsilon = \frac{E(n_0)}{n_0} = - \frac{16}{15\sqrt{3}} \left(\frac{\gamma}{3} \right)^{2/3} \frac{Q^2}{\Lambda} \epsilon_0, \quad (2)$$

где $\epsilon_0 = \frac{e^4 m_0}{2^4 \hbar^2}$

и энергии Ферми электронов и дырок

$$\epsilon_{e2} = \frac{20}{3} \frac{m_0}{m_e} \frac{\delta}{\Lambda \sqrt{2/3}}; \quad (3)$$

$$\epsilon_{e\kappa} = \frac{20}{3} \frac{m_0}{m_h} \frac{\delta}{\Lambda} \quad (4)$$

При приложении одноосных деформаций разных ориентаций меняется число эквивалентных экстремумов ∇ и расщепляется валентная зона, что эффективно можно учесть, считая, что уменьшается $m_h = m_h(P)$. Поэтому параметры Λ и ∇ различны для разных ориентаций деформации:

$$A_{111} : A_{110} : A_{100} : A_0 = 1,62 : 1,32 : 1,3 : 1$$

A_0 - значение Λ в отсутствии деформаций.

Отношение энергий связи при различных направлениях деформаций обратно пропорционально Λ в соответствии с (2):

$$\epsilon_m : \epsilon_{110} : \epsilon_{100} : \epsilon_0 = 0,62 : 0,76 : 0,74 : 1 \quad (5)$$

Экспериментальные значения энергий, отсчитанных от ширины запрещенной зоны, равны: $\epsilon_m = 5,5$ Мэв;

$$\epsilon_{110} = 6,5 \text{ Мэв}; \quad \epsilon_{100} = 6 \text{ Мэв}; \quad \epsilon_0 = 8 \text{ Мэв}.$$

Их отношение

$$0,68 : 0,81 : 0,75 : 1$$

находится в достаточно хорошем согласии с (5). Используя эти значения энергий связи, формулы (3),

(4) и известные³ величины $\frac{dE^{\pm}}{dP}$ (E^- - положение низшего из экстремумов, а E^+ - более высокого),

можно определить отношения P_c для различных направлений деформации:

$$\frac{P_c}{P_c'} = \frac{E_c}{E_c'} \frac{\left| \frac{dE^+}{dP} - \frac{dE^-}{dP} \right|}{\left| \frac{dE^+}{dP} - \frac{dE^-}{dP} \right|}; \quad (6)$$

где штрих указывает на другое направление деформации.

Вычисленные отношения критических давлений равны:

$$\frac{P_{110}}{P_{100}} \approx 0,5; \quad \frac{P_{111}}{P_{100}} \approx 0,25; \quad \frac{P_{110}}{P_{111}} \approx 0,45$$

Таким образом, формула (6) правильно указывает на то, что критические давления для направлений деформаций $[111]$ и $[110]$ должны быть меньше P_c для направления $[100]$. Неправильное же отношение P_{111}/P_{100} , по-видимому, обусловлено грубостью применённой расчётной модели.

Необходимо отметить, что хотя формула (1) не пригодна для абсолютных вычислений концентраций, она правильно указывает на тенденцию к уменьшению равновесной плотности конденсированной фазы при приложении одноосных деформаций.

В заключение авторы пользуются случаем выразить благодарность Л. В. Келдышу за многочисленные плодотворные обсуждения и ценные советы. Авторы благодарны также К. В. Киселёвой за определение кристаллографической ориентации образцов и Т. С. Сахоненко за помощь в эксперименте.

Поступила в редакцию

9 января 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Багаев В. С., Галкина Т. И., Гоголин О. В., Келдыш Л. В. Письма в ЖЭТФ, 10, 309, (1969).
2. Покровский Я. Е., Свистунова К. И. Письма в ЖЭТФ, 9, 435 (1969).
3. Balslev I. Phys. Rev. 143, 636 (1966).
4. Ансельм А. И. "Введение в теорию полупроводников", 1962.