

ВЛИЯНИЕ ВЫРОЖДЕНИЯ ЗОН НА ОБРАЗОВАНИЕ МНОГОЧАСТИЧНЫХ
ЭКСИТОННО-ПРИМЕСНЫХ КОМПЛЕКСОВ (Ξ_m ПК)

В.Д.Кулаковский

Исследовано влияние одноосной деформации на спектры рекомбинационного излучения (РИ) Ξ_m ПК в Si(P) и Si(B). Показано, что вырождение зон является необходимым условием образования Ξ_m ПК.

В спектрах РИ легированного кремния при высоких уровнях возбуждения появляется серия узких линий, впервые обнаруженная и объясненная рекомбинацией экситонов в Ξ_m ПК в работе [1]. Эта интерпретация получила развитие в [2 — 5]. Исследуя характер расщепления линий РИ Ξ_m ПК при одноосной деформации авторы работы [6] пришли к выводу, что расщепление зон не влияет на образование Ξ_m ПК. Позднее, однако, авторы [7, 8] на основании изучения расщепления этих линий при одноосной деформации и в магнитном поле вообще отклонили модель Ξ_m ПК.

Нами проведено детальное исследование влияния одноосной деформации на спектры РИ Ξ_m ПК в Si(P) ($N_P = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) и в Si(B) ($N_B = 3 \cdot 10^{12} \div 5 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$). Одноосная деформация осуществлялась по методике, описанной в [9]. Для оптического возбуждения использовался GaAs-лазер мощностью 100 мвт, спектральным прибором служил двойной монохроматор с дисперсией в рабочей области 10 Å/мм, приемником РИ — охлаждаемый ФЭУ-62, для которого обеспечивался режим счета фотонов.

В недеформированном кремнии вырождены обе зоны. Упругая деформация вдоль [111] расщепляет валентную зону на две двукратно вырожденные только по спину, а зону проводимости оставляет без изменения (6 долин). В этом случае при $T = 1,8\text{К}$ линии РИ Ξ_m ПК, включающих одну или две дырки (т. е. с $m = 1$ (BE) для Si(B) и с $m = 1$ (α_1) и 2 (α_2) для Si(P) не расщепляются (рис. 1) и наблюдаются в спектре при всех исследованных деформациях ($P < 70 \text{ кГ/мм}^2$). Линии РИ Ξ_m ПК с тремя и четырьмя дырками (BE_2 и BE_3 для Si(B) и α_3 и α_4 для Si(P)) при малых деформациях расщепляются на дублеты, и полностью исчезают из спектра при $P > 10 \text{ кГ/мм}^2$. Величина расщепления этих линий близка к расщеплению валентной зоны Δ_v .

Эти экспериментальные результаты хорошо описываются в рамках оболочечной модели Ξ_m ПК [3], согласно которой электроны и дырки заполняют оболочки в соответствии с принципом Паули и с учетом симметрии примесных центров. Ожидаемые на основании этой модели схемы переходов в Ξ_m ПК для недеформированных и слабо деформированных вдоль [111] Si(P) и Si(B) показаны на рис. 2. При 1,8К и $\Delta_v > 0,2 \text{ мэВ}$ следует рассматривать лишь переходы из основных состояний. При этом картина расщепления находится в полном соответствии с наблюдаемой

экспериментально. Заметим, что переходы из $(1/2, -1/2)$ в $(\pm 3/2)$ и из $(1/2, -1/2, \pm 3/2)$ в $(3/2, -3/2)$ запрещены. Отношение интенсивностей линий в дублетах ($\approx 1/2$ или ≈ 1) отражает отношение статвесов для дырок $(\pm 1/2)$ и $(\pm 3/2)$ в исходном комплексе. При более высоких температурах дублетная структура наблюдается и для линий α_1 и α_2 , что находится в согласии с [8] и отражает наличие термодинамически равновесных комплексов, включающих дырки $(\pm 3/2)$. Однако в отличие от авторов [8], мы обращаем внимание на то, что отношение $e^{\Delta/kT}$ для интенсивностей линий в дублете справедливо лишь для α_1 ; для α_2 оно близко к $\left(1 + \frac{1}{4} e^{\Delta/kT}\right)$ и очень слабо зависит от температуры для α_3 и α_4 , что находится в полном согласии с ожидаемым из схемы переходов (рис. 2).

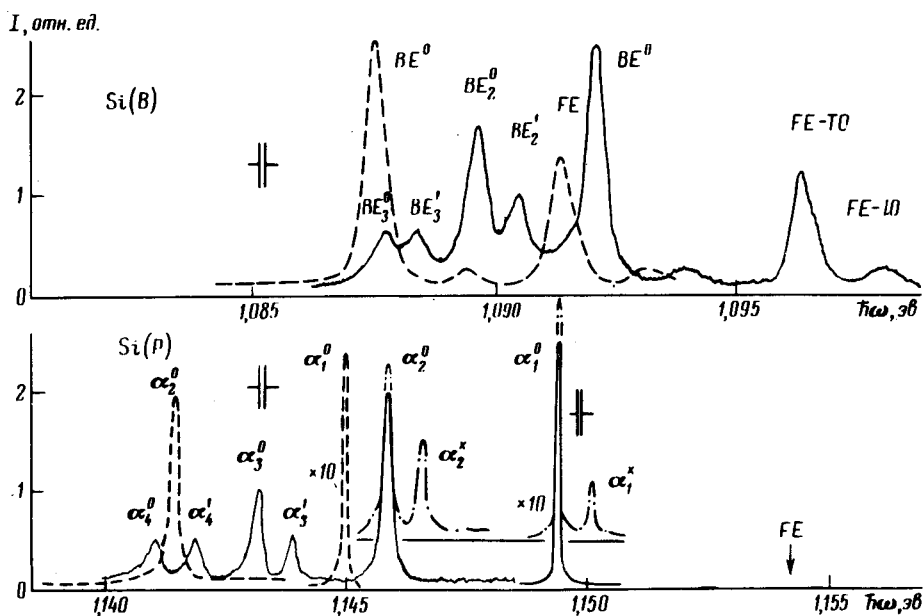


Рис. 1. Спектры РИЭПК в деформированном вдоль $[111]$ кремнии. $T = 1,8\text{K}$, сплошные линии — $P = 2 \text{ кГ/мм}^2$, пунктир — $P = 6 \text{ кГ/мм}^2$; штрих-пунктир — $T = 7\text{K}$, $P = 2 \text{ кГ/мм}^2$

Исчезновение линий РИЭПК, содержащих больше двух дырок, в сильно деформированных кристаллах свидетельствует о том, что образование таких комплексов оказывается энергетически невыгодным в случае невырожденной валентной зоны. По положению линии BE_2 в спектре РИ Si(B), отвечающей переходу в основное состояние ЭПК, можно проследить за уменьшением энергии связи второго экситона $\delta^{(2)}$ в комплексе с ростом деформации. $\delta^{(2)}$ уменьшается на величину, близкую к Δ_v , при всех давлениях вплоть до исчезновения РИЭПК из спектра, происходящее при $\delta^{(2)} \lesssim 1 \text{ мэВ}$, когда эти комплексы становятся

термодинамически невыгодными. Таким образом, энергия связи \mathcal{E}_2 ПК, включающего дырки только из зоны $(\pm 1/2)$, не превышает 1 мэв.

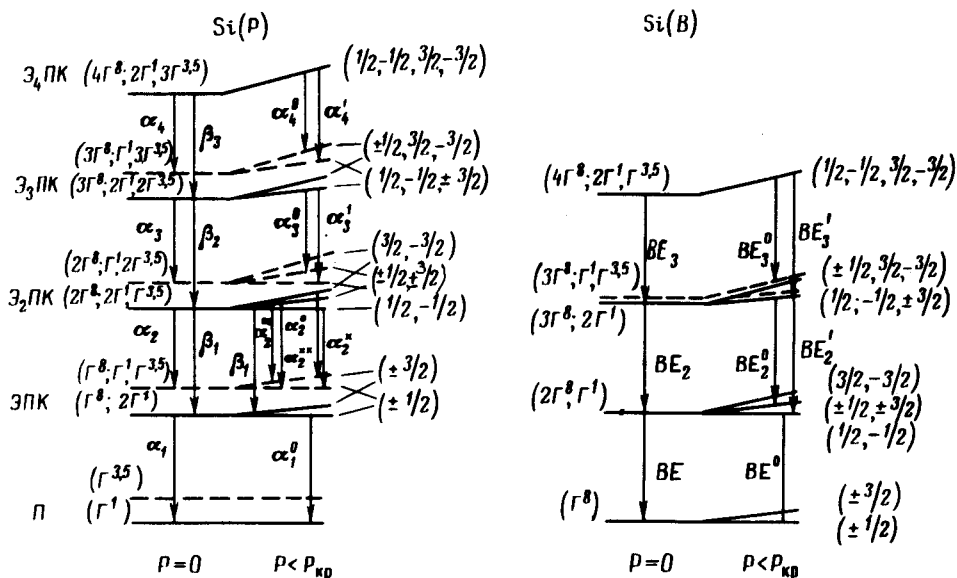


Рис. 2. Схемы переходов при рекомбинации электронно-дырочных пар в Э ПК в недеформированном ($P = 0$) и слабо деформированном ($P < P_{кр}$) вдоль $[111]$ кремнии. Переходы из $(2\Gamma^1, \Gamma^{3.5}, 4\Gamma^8)$ в $(2\Gamma^1, 3\Gamma^8)$ и в $(\Gamma^1, \Gamma^{3.5}, 3\Gamma^8)$ для Si(B) обозначены одним символом, так как отвечающие им линии РИ экспериментально не разрешались из-за малого расщепления конечного состояния

Влияние частичного снятия вырождения зоны проводимости можно проследить, исследуя спектры РИ Si, деформированного вдоль $[110]$ и $[100]$, когда остается соответственно 4 и 2 долины, а расщепление валентной зоны такое же, как и при $P \parallel [111]$. Из рис. 3 видно, что в этих случаях по сравнению с $P \parallel [111]$ в α -спектрах Si (P) нет дополнительных линий, даже при 10K, а в РИ Si (B) присутствует лишь одна дополнительная линия BE^* . Величины расщепления линий в дублетах близки к Δ_v . Такой результат легко объясняется в рамках оболочечной модели. Бесфононные линии α_i отвечают переходам $(2\Gamma^1, (i-1)\Gamma^{3.5}) \rightarrow (\Gamma^1, (i-1)\Gamma^{3.5})$ [3]. Состояние Γ^1 лишь двукратно вырождено по спине и не расщепляется при деформации. Состояния $\Gamma^{3.5}$ расщепляются. Это приводит к наблюдаемому экспериментально расщеплению β -линий, отвечающих рекомбинации электронов $\Gamma^{3.5}$ с испусканием фонона. К сожалению, нам не удалось исследовать расщепление β -линий детально, из-за наложения в этой области спектра линий РИ Э_м ПК на остаточных примесях бора.

В Si (B) ЭПК и Э₂ПК также не содержат электронов $\Gamma^{3.5}$. Не наблюдается расщепления и линии BE_3 , поскольку в Э₃ПК лишь один элек-

трон $\Gamma^{3,5}$. Заметим, что в относительно чистых кристаллах ($N_B \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$) из-за большого времени междолинной релаксации экситонов [10] наблюдается РИ "горячих" связанных экситонов, отвечающее расщепленному состоянию $\Gamma^{3,5}$. Из сопоставления зависимостей положения линий BE и BE^* от давления с картиной расщепления Γ^1 и $\Gamma^{3,5}$ [11] следует, что долин-орбитальное расщепление состояний Γ^1 и $\Gamma^{3,5}$ в $\text{Si}(B)$ мало ($< 0,3 \text{ мэв}$), что и следовало ожидать в случае слабо возмущающего акцепторного центра, каким является бор.

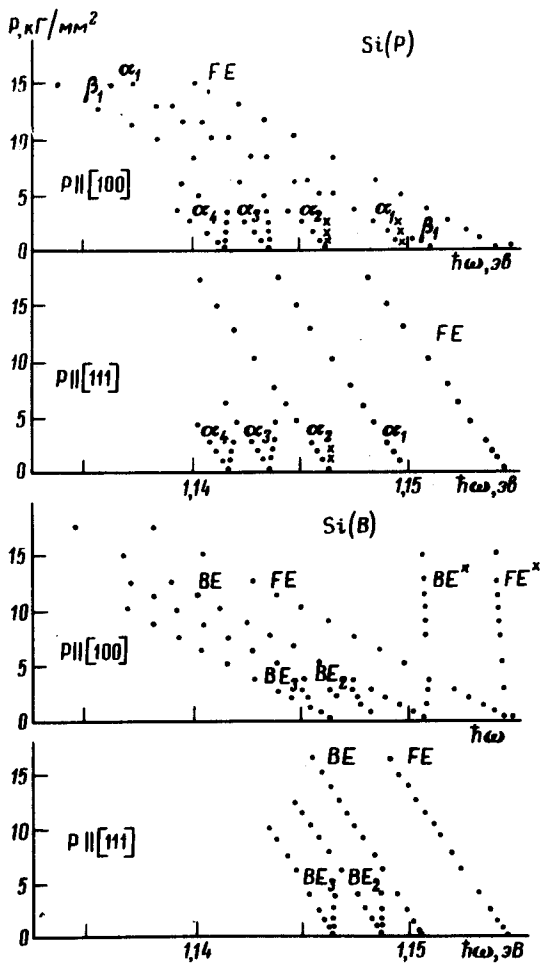


Рис. 3. Картина расщепления линий РИ ЭПК при деформации вдоль $[111]$ и $[100]$ при $T=1,8 \text{ К}$. Дополнительные линии при $T=7 \text{ К}$ указаны крестиками. Значения энергий для β_1 , BE_i и FE получены добавлением к измеренным в TO -области спектра величины $\hbar\omega_{TO} = 58,05 \text{ мэв}$

Энергия связи ЭПК в $\text{Si}(P)$ δ сильно уменьшается при деформации по осям $[110]$ и $[100]$. В недеформированном Si , $\text{Si}[111]$, $\text{Si}[110]$ и $\text{Si}[100]$ δ составляет соответственно $\delta_0 = 4,5$; $\delta_{111} = 4,3$; $\delta_{110} = 3,3$ и $\delta_{100} = 2,9 \pm 0,2 \text{ мэв}$. Если многэлектронные состояния есть результат заполнения одноэлектронных состояний нейтрального донора, то изменение δ связано с уменьшением долин-орбитального расщепления из-за снятия вырождения зоны проводимости, и следует ожидать, что $\delta_{111} - \delta_{110} \approx \delta_{110} - \delta_{100}$ [11]. Если кулоновское отталкивание для электронов, расположенных в перпендикулярных долинах, сильно ослаб-

лено [12], то должно выполняться неравенство $\delta_{111} - \delta_{110} \ll \delta_{110} - \delta_{100}$. Из эксперимента следует, что $\delta_{111} - \delta_{110}$ несколько больше $\delta_{110} - \delta_{100}$, поэтому мы полагаем, что такое ослабление невелико. Энергия связи электронов $\Gamma^{3,5}$ не зависит от направления и степени деформации [11]. Это согласуется с наблюдаемым в деформированном Si постоянством а) энергии связи второго экситона в Ξ_2 ПК равной $\hbar\omega_{FE} - \hbar\omega_{\beta} \approx 4 \text{ мэВ}$ (рис. 3) и б) энергетических расстояний между линиями a_i . Однако остается до конца не ясным, почему, во-первых, $\delta_{111} - \delta_{110} > \delta_{110} - \delta_{100}$ и во-вторых, почему в ЭПК в Si (P) расщепление между $2\Gamma^1$ и $\Gamma^1, \Gamma^{3,5}$ уменьшается при $P \parallel [100]$ в два, а не в три раза, как это следует из рассмотрения состояний нейтрального донора [11].

В заключение хочу выразить благодарность Г.Е.Пикусу, В.Б.Тимофееву, В.М.Эдельштейну и Т.Г.Тратас за полезные обсуждения.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 января 1978 г.

Литература

- [1] А.С.Каминский, Я.Е.Покровский, Н.В.Алкеев. ЖЭТФ, **59**, 1937, 1970.
- [2] K.Kozai, M.Gershenzon Phys. Rev., **B9**, 723, 1974.
- [3] G.Kirczenov. Can J. Phys., **55**, 1787, 1977.
- [4] M.L.W.Thewalt. Can. J. Phys., **55**, 1463, 1977.
- [5] R.R.Parsons. Sol. State. Comm., **22**, 671, 1977.
- [6] Н.В.Алкеев, А.С.Каминский, Я.Е.Покровский. ФТТ, **17**, 843, 1975.
- [7] R.Sauer. J.Weber. Phys. Rev. Lett., **36**, 48, 1976.
- [8] R.Sauer. J.Weber. Phys. Rev. Lett., **39**, 770, 1977.
- [9] В.Д.Кулаковский. В.Б.Тимофеев. Письма в ЖЭТФ, **25**, 487, 1977.
- [10] В.Д.Кулаковский, И.Б.Левинсон, В.Б.Тимофеев. ФТТ, **20**, №2, 1978.
- [11] Г.Л.Бир, Г.Е.Пикус. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках, М., изд. Наука, 1972.
- [12] П.Д.Алтухов, К.Н.Ельцов, Г.Е.Пикус, А.А.Рогачев. Письма в ЖЭТФ, **26**, 468, 1977.