

сунке приведена типичная $C-V$ -зависимость. Заметим, что характер зависимости на падающем участке (крутое падение перед минимумом) соответствует результатам работ [1, 2].

Таким образом, установлено существование растущего участка вольтамперной зависимости обратного смещенного барьера Шоттки на тонкопленочной полупроводниковой структуре и показано, что появление этого участка обусловлено наличием перехода пленка—подложка.

Л и т е р а т у р а

- [1] Lehovec K. // Appl. Phys. Lett. 1975. V. 26. N 3. P. 82—84.
- [2] Chen T. H., Shur M. S. // IEEE Trans. Electron. Dev. 1985. V. ED-12. N 5. P. 883—891.
- [3] Зи С. М. Физика полупроводниковых приборов. М., 1973. 655 с.
- [4] Rhoderick E. H. // J. Phys. D: Appl. Phys. 1972. V. 5. N 10. P. 1920—1929.
- [5] Берман Л. С. Емкостные методы исследования полупроводников. Л., 1972. 104 с.

Институт технической механики
АН УССР
Днепропетровск

Получено 21.04.1988
Принято к печати 6.09.1988

ФТП, том 23, вып. 2, 1989

ЭКСИТОННАЯ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ КРЕМНИЯ, ЛЕГИРОВАННОГО ФОСФОРОМ И ГАЛЛИЕМ В КОНЦЕНТРАЦИЯХ $5 \cdot 10^{16} \div 3 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$

Горбунов М. В., Каминский А. С.

В [1] нами были исследованы спектры рекомбинационного излучения (РИ) экситонов, связанных на «изолированных» центрах и парах «изолированных» примесных атомов фосфора и мышьяка в кремнии. В спектрах РИ были выявлены характерные полосы излучения — P_1, P'_1, P''_1, P_2 (ранее полоса P_2 наблюдалась в спектре РИ Si [2], а полоса P''_1 — в Ge<As> [3]). Полосы P_1 и P'_1 объяснены излучательным распадом экситонов, а P_2 — биекситонов, связанных на парах примесных атомов. Полосам P_1 и P'_1 отвечают различные конечные состояния D_2 :¹ полосе P_1 — основное, а полосе P'_1 — возбужденное, в котором один из доноров, входящих в D_2 , находится в возбужденном состоянии G_3 ,⁵. Что касается полосы P''_1 , то нам не удалось в [1] однозначно определить связанный с ней излучательный канал рекомбинации.

В настоящей работе рассматриваются спектры РИ экситонов, связанных на примесных атомах галлия и фосфора в кремнии. При этом особое внимание уделяется происхождению полосы P_1 .

В рассматриваемом интервале концентраций примесей $N_{D(A)}$ можно пользоваться упрощенной моделью экситон-примесной зоны (ЭПЗ) [4], считая, что от $N_{D(A)}$ не зависит набор экситонных состояний, присутствующих в ЭПЗ, а зависит только функция плотности экситонных состояний $\rho(N_{D(A)})$. При этом подавляющее число состояний в ЭПЗ будет приходиться на экситоны, связанные на D и D_2 , а пространственное движение экситонов в ЭПЗ будет происходить в основном при участии фононов, т. е. сопровождаться либо испусканием, либо поглощением фононов.

В [5] были рассчитаны энергия основного состояния экситона, связанного на A_2 в кремнии, как функция расстояния между акцепторами R_A и плотность состояний ρ как функция N_A . Неожиданным оказалось то, что в отличие от мо-

¹ Далее мы будем обозначать k нейтральных доноров (акцепторов) — $D_k (A_k)$, а p экситонов, связанных на k нейтральных донорах (акцепторах), — $\mathcal{E}_p D_k (\mathcal{E}_p A_k)$.

флеккулярных систем при сближении акцепторов величина сдвига уровней связывающего и антисвязывающего состояний ΔA_2 заметно больше, чем величина их расщепления. Вследствие этого функция $\rho(N_A)$ имеет четко выраженный максимум, который по мере увеличения N_A сдвигается в область меньших энергий. При этом $\rho(N_A)$ монотонно возрастает до $\rho_{\max}(N_A)$, а затем убывает. Эти результаты полезны при анализе спектрального распределения РИ в рассматриваемом нами интервале $N_{D(A)}$.

Для того чтобы подробно проследить за эволюцией спектра при изменении $N_{D(A)}$, нами исследовались образцы (размером $100 \times 4 \times 2$ мм), в которых концентрация примесей плавно изменялась от $5 \cdot 10^{16}$ до $3 \cdot 10^{17}$ см^{-3} . Методика эксперимента описана в [1].

Рассмотрим полученные результаты. С увеличением N_P от 10^{14} до $2 \cdot 10^{16}$ и N_{Ga} от 10^{14} до $4 \cdot 10^{16}$ см^{-3} полосы РИ α_1 и α практически не уширяются (ширина на полувысоте полосы α_1 равна ~ 15 , а α — ~ 50 мкэВ) [6, 1]. При этом интенсивность этих неуширенных полос быстро падает при приближении N_P и

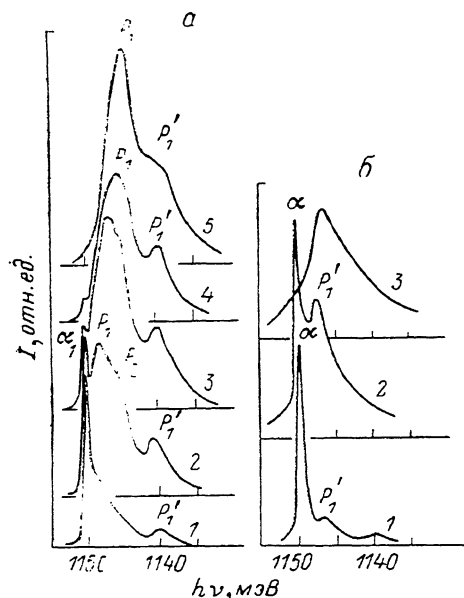


Рис. 1. Бесфонные компоненты спектров РИ экситонов, связанных на примесных атомах фосфора и галлия в кремнии, при 4.2 К. α — Si <P>; $N_P \cdot 10^{-16}$, см^{-3} : 1 — 6, 2 — 10, 3 — 15, 4 — 20, 5 — 25; β — Si <Ga>; $N_{Ga} \cdot 10^{-17}$, см^{-3} : 1 — 1.1, 2 — 2.0, 3 — 3.0.

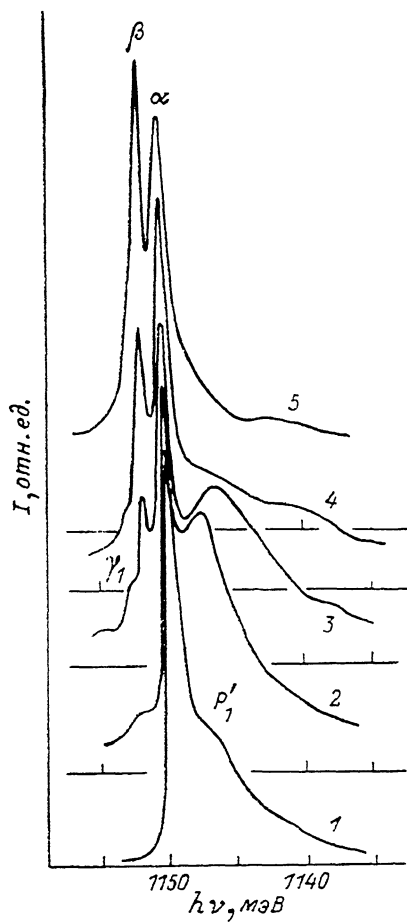


Рис. 2. Спектры РИ экситонов, связанных на атомах галлия ($N_{Ga} = 2 \cdot 10^{17}$ см^{-3}), полученные при различных температурах.

Т, К: 1 — 2, 2 — 4.2, 3 — 9, 4 — 14, 5 — 20.

N_{Ga} к указанным верхним значениям. В интервале концентраций, рассматриваемом в настоящей работе, полосы РИ α и α_1 значительно шире, чем в области меньших концентраций и, вероятно, включают в себя излучение как ΔD_1 , так и ΔD_2 . Поскольку эти два канала рекомбинации в данном случае трудно разделить, мы оставим для этих полос старые обозначения.

На рис. 1 показана эволюция спектров РИ, полученных при малых уровнях возбуждения образцов (т. е. когда концентрация связанных экситонов $n \ll N_{D(A)}$) при увеличении N_P и N_{Ga} . На рис. 2 приведены спектры РИ кремния, легированного галлием, полученные при различных температурах. Из рис. 1, а видно, что по мере увеличения N_P число экситонов, связанных на «изолированных» центрах и парах с большими R , убывает (интенсивность полосы α_1 падает). Одно-

временной полоса P_1 , представляющая в спектре РИ экситоны, связанные на парах с меньшими R , сдвигается в сторону меньших энергий и становится доминирующей в спектре РИ, а на длинноволновом краю спектра возгорается полоса P'_1 . Причем спектральное положение полосы P'_1 в рассматриваемом интервале концентраций практически не изменяется. При $N_p \sim 4 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ полоса P_1 сливается с полосой P'_1 [1]. В случае кремния, легированного галлием, изменения, происходящие в спектре при увеличении N_{Ga} , те же, хотя и менее выражены (рис. 1, б).

То, что в спектре излучения экситонов, связанных на D и D_2 , имеется три максимума (полосы α_1 , P_1 , P'_1), нельзя объяснить, считая, что спектральное распределение РИ определяется только функцией плотности состояний ρ (которая, как отмечалось выше, имеет один максимум). Этот факт связан, как показано в [1], с диссипативными перескоками экситонов в ЭПЗ. При этом, поскольку число пар с большими R всегда больше, чем с малыми, первые по отношению ко вторым играют роль антенны.

Появление в спектре РИ полосы P_1 можно объяснить, если предположить, что экситоны из основного состояния $\mathcal{E}D$ и $\mathcal{E}D_2$ «перескакивают» в основное состояние $\mathcal{E}D_2$ с меньшими R (с меньшей энергией) [1]. Для объяснения появления полосы P'_1 на длинноволновом краю спектра РИ таких процессов явно недостаточно. Полоса P'_1 , по нашему мнению, связана с наличием у $\mathcal{E}D_2$ с малыми R возбужденных состояний с энергиями, попадающими в область энергий основных состояний $\mathcal{E}D_2$ с большими R . В результате перескоков экситонов в такие возбужденные состояния $\mathcal{E}D_2$ с малыми R и последующей их термализацией в основное состояние число $\mathcal{E}D_2$ в основном состоянии с малым R будет увеличиваться, что вызовет в спектре РИ появление полосы P'_1 . Это предположение подтверждается тем, что величины смещения этих полос по отношению к полосам P_1 как в случае $\text{Si}\langle P \rangle$ (рис. 1, а), так и в случае $\text{Si}\langle \text{Ga} \rangle$ (рис. 1, б) близки к энергиям возбуждения экситонов, связанных на примесных атомах P и Ga соответственно. В случае же $\text{Si}\langle \text{B} \rangle$ полоса P_1 отсутствует [2], что коррелирует с отсутствием у экситона, связанного на атомах бора, возбужденного состояния. Сделанное предположение о происхождении полосы P'_1 согласуется также с приведенными на рис. 2 спектрами РИ экситонов, связанных на атомах галлия, полученными при различных температурах. Как видно из этого рисунка, при повышении температуры полоса P'_1 исчезает и спектральное распределение РИ становится похожим на распределение плотности экситонных состояний в ЭПЗ. Это естественно, так как вклад экситонов с малыми R в РИ при высоких температурах мал. Линии β и γ , возгорающиеся при повышении температуры на коротковолновом краю спектра (рис. 2), связаны с возбужденными состояниями экситонов, связанных на атомах галлия [6].

Мы благодарны В. И. Роговому и Б. Н. Лейферову за содействие при выполнении работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] Горбунов М. В., Каминский А. С. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. В. 3. С. 1093—1104.
- [2] Oktyabrsky S. R., Zhurkin B. G. // Sol. St. Commun. 1985. V. 54. P. 875—878.
- [3] Горбунов М. В., Каминский А. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. В. 3. С. 852—865.
- [4] Лифшиц И. М. // УФН. 1964. Т. 83. С. 617—663.
- [5] Pan D. S., Smith D. L., McGill T. C. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. P. 3581—3588.
- [6] Горбунов М. В., Каминский А. С., Сафонов А. Н. // ЖЭТФ. 1988. Т. 94. В. 2. С. 247—257.

Институт радиотехники и электроники
АН СССР
Москва

Получено 10.05.1988
Принято к печати 6.09.1988