

ИЗМЕНЕНИЕ МЕХАНИЗМА РЕКОМБИНАЦИИ В УЗКОЩЕЛЕВЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ОДНООСНОМ СЖАТИИ

Ф.Т.Васько, С.Г.Гасан-заде, М.В.Стриха,
Г.А.Шепельский

При одноосном сжатии темп оже-рекомбинации падает, а излучательной – растет, что обусловлено перестройкой зонного спектра узкощелевого полупроводника. Это позволяет повысить предельное время жизни и, кроме того, идентифицировать механизм рекомбинации.

Малая ширина запрещенной зоны ϵ_g и большое отношение эффективных масс дырок и электронов в узкощелевых полупроводниках (InSb , $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ для $x > 0,16$) обуславливают конкуренцию нескольких механизмов рекомбинации. Вклад каждого из каналов рекомбинации – излучательного, междузонного ударного (оже-рекомбинация) и примесного (рекомбинация Шокли–Рида) – зависит от температуры T , величины ϵ_g и концентрации рекомбинационных центров^{1,2}. Принципиальное значение имеют собственные механизмы рекомбинации (излучательная и оже-рекомбинация), определяющие верхний теоретический предел времени жизни носителей тока. Однако, вопрос о конкуренции этих механизмов в низкотемпературной ($T < 100$ К) области остается для узкощелевых полупроводников открытым². В настоящей работе показано, что из-за трансформации энергетического спектра при одноосном сжатии может измениться доминирующий механизм рекомбинации, так что, с другой стороны, деформация может служить методом идентификации механизма рекомбинации.

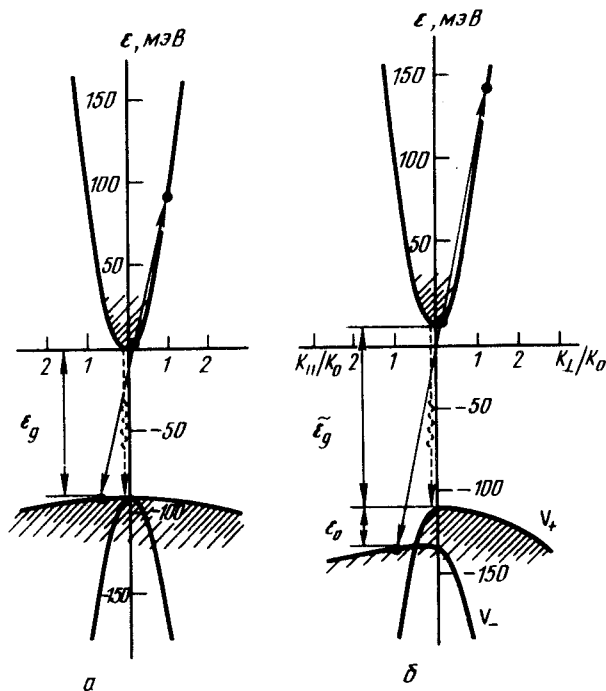


Рис. 1. Энергетический спектр $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,20$): а – $P = 0$; б – $P = 2$ кбар, $P \parallel [001]$. Стрелками показаны рекомбинационные переходы: штриховые линии – излучательные, сплошные – безызлучательные. Характерный волновой вектор $k_0 \approx 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$

Подчеркнем, что существенные изменения темпа рекомбинации возникнут уже при малой деформации (когда ϵ_g увеличивается незначительно), поскольку, величина расщепления валентной зоны ϵ_0 сравнивается со средней энергией дырок $3T/2$. При сжатии состояния тяжелых и легких дырок смешиваются³ (теперь удобно говорить о V_{\pm} -состояниях), а их эффективные массы значительно изменяются (см. рис. 1) и равны $m/(\gamma_1 \pm 2\gamma)$ для продольного и $m/(\gamma_1 \mp \gamma)$ для поперечного направлений (m – масса свободного электрона, $\gamma_1, \gamma \approx \gamma_2, \gamma_3$ – параметры Латтинжера в изотропном приближении). Поскольку эффективные массы V_{\pm} -зоны заметно уменьшаются по сравнению с массой тяжелых дырок недеформированного материала (равной $m/(\gamma_1 - 2\gamma)$), то с ростом ϵ_0 большая часть дырок локализуется в области малых импульсов, так что прямые излучательные переходы будут идти из зоны проводимости более интенсивно, т.е. время излучательной рекомбинации падает с ростом сжатия. В отсутствие деформации оже-процесс с переходом электрона в состояние тяжелых дырок является практически беспороговым⁴. При сжатии кулоновский матричный элемент дает конечный вклад, но из-за уменьшения эффективных масс пороги оже-процессов резко возрастут для всех каналов, кроме случая перехода электрона в состояние V_{-} -зоны с импульсом параллельным направлению деформации (эта ветвь энергетического спектра по-прежнему характеризуется массой тяжелой дырки). Так как концентрация V_{-} -дырок уменьшается с ростом сжатия, то частота доминирующего оже-процесса будет (в противоположность излучательной рекомбинации) падать.

Описанные выше изменения рекомбинационных процессов получаются при расчетах темпа излучательной ($1/\tau_R$) и оже-рекомбинации ($1/\tau_A$), проведенных в рамках кейновской модели с учетом одноосной деформации вдоль оси $[001]$. При этом законы дисперсии и волновые функции записывались на основе³, а интегралы перекрытия и оптические матричные элементы – аналогично^{4,5}. Из-за анизотропии этих величин возникающие далее интегралы упрощаются лишь вблизи порогов рассматриваемых процессов, когда получаются простые оценки деформационных зависимостей при малых и больших ϵ_0/T . Для времени излучательной рекомбинации в материале n -типа имеем:

$$\frac{1}{\tau_R} = \frac{e^2}{\hbar c} \sqrt{\kappa} \left(\frac{\mathcal{P}}{c}\right)^2 \frac{\tilde{\epsilon}_g}{\hbar} \frac{n}{N(\epsilon_0/T)}, \quad (1)$$

где κ – диэлектрическая проницаемость, \mathcal{P} – кейновский междузонный матричный элемент, n – концентрация электронов, $\tilde{\epsilon}_g$ – ширина запрещенной зоны при деформации, а характерная концентрация $N(\epsilon_0/T)$ описывает увеличение числа дырок в V_{+} -зоне. Функция $N(\epsilon_0/T)$ (а следовательно и τ_R) монотонно изменяется с деформацией, причем отношение $N(0)/N(\infty)$ близко к 2. Время оже-комбинации определяется выражением:

$$\frac{1}{\tau_A} = \frac{R}{\hbar} \left[\frac{n^2}{M_{+}(\epsilon_0/T)} \exp(-E_t^{(+)} / T) + \frac{n^2}{M_{-}(\epsilon_0/T)} \exp(-E_t^{(-)} / T) \right], \quad (2)$$

$$E_t^{(+)} = \left(\frac{\gamma_1}{2\gamma} - \frac{1}{2} \right) \tilde{\epsilon}_g, \quad E_t^{(-)} = \left(\frac{\gamma_1}{2\gamma} - 1 \right) (\tilde{\epsilon}_g + \epsilon_0),$$

в котором R – эффективный ридберг, $M_{\pm}(\epsilon_0/T)$ – факторы, имеющие размерность квадрата концентрации (пропорциональные $(\epsilon_g m / \gamma \hbar^2)^3$ и слабо зависящие от других параметров), а $E_t^{(\pm)}$ определяют пороги (т.е. минимальные значения суммы кинетических энергий участвующих в процессе электронов и дырок) через возрастающую за счет гидростатической компоненты деформации ширину запрещенной зоны $\tilde{\epsilon}_g$ (см. рис. 1б). Поскольку $(\gamma_1 / 2\gamma - 1) \ll \ll 1$, то процесс с оже-переходом электрона в V_{+} -зону подавлен из-за высокого порога, а процесс с переходом в V_{-} -зону, как и в недеформированном материале, характеризуется малым порогом. Основная деформационная зависимость (2) $M_{-}(\epsilon_0/T) \sim \exp(\epsilon_0/T)$ возникает из-за

уменьшения концентрации дырок в V_- -зоне, так что время оже-рекомбинации заметно возрастает при $\tilde{\epsilon}_0 \sim T$.

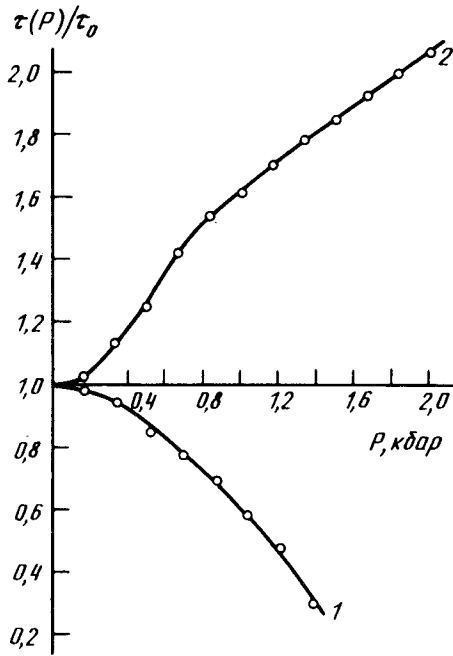


Рис. 2. Деформационные зависимости времени жизни носителей тока в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$, $P \parallel [001]$, $\tau_0 = \tau(0)$: 1 — $x = 0,29$, $T = 170$ К; 2 — $x = 0,20$, $T = 120$ К. Параметры образцов при 77 К: 1 — $n = 1,5 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 2,9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$; 2 — $n = 5,1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 1,6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$

Экспериментальные зависимости времени жизни от деформации $\tau(P)$ были получены из измерений стационарной фотопроводимости в диапазоне температур $T = 77-250$ К и деформаций $P = 0-2,0$ кбар на образцах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ n -типа с составом $x \sim 0,30$ ($\epsilon_g \sim 0,25$ эВ) и $x \leq 0,20$ ($\epsilon_g \leq 0,10$ эВ). Выбор состава диктовался тем обстоятельством, что в температурном диапазоне собственной проводимости время жизни носителей тока для состава $x \sim 0,30$ определяется излучательной, а для $x \leq 0,20$ — оже-рекомбинацией². Это подтверждалось соответствующими экспоненциальными зависимостями $\tau(T)$ и сравнением расчетных и измеренных значений τ . Таким образом, в температурном диапазоне $T > 160$ К для $x \leq 0,30$ и $T > 110$ К для $x \leq 0,20$ удается практически исключить из рассмотрения вклад примесной рекомбинации. Методика эксперимента описана в⁶.

Для образцов с $x \approx 0,27-0,30$ в температурном диапазоне 160–250 К наблюдается спад τ , в то время как для состава $x \leq 0,20$ — явный рост τ с увеличением деформации (рис. 2)¹. Наблюдаемые зависимости $\tau(P)$ — экспериментальные кривые 1 и 2 согласуются (с точностью 30 ÷ 50 %) с формулами (1) и (2) соответственно, причем для максимальных значений отношения $\epsilon_0/T \sim 2,5$, реализованных в эксперименте, τ изменяется в 2 – 2,5 раза. Важно, что сам характер изменения τ с деформацией (рост или спад) однозначно определяет механизм собственной рекомбинации. Зависимости (1) и (2) позволяют также оценить предельное время жизни $1/\tau = 1/\tau_R + 1/\tau_A$, которое при оптимальном выборе P и T может существенно возрастать по сравнению с τ в недеформированном кристалле.

¹) Следует отметить, что у наиболее чистых образцов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x < 0,20$) оже-рекомбинация доминирует и в области примесной проводимости ($T \sim 70-80$ К). В этом случае также имеет место рост $\tau(P)$.

Литература

1. *Kinch M.A. et al.* J. Appl. Phys., 1973, 44, 1649.
2. *Баженев Н.Л. и др.* ФТП, 1982, 16, 109.
3. *Бир Г.Л., Пикус Г.Е.* Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. М.: Наука, 1972.
4. *Гельмонт Б.Л.* ЖЭТФ, 1978, 75, 536.
5. *Васько Ф.Т.* ФТП, 1985, 19, 88; *Баханова Е.В., Васько Ф.Т.* ФТП, 1987, 21, 1068.
6. *Гасан-заде С.Г. и др.* ФТП, 1983, 17, 1913.

Институт полупроводников
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
1 августа 1989 г.
