

ВРЕМЯ ЖИЗНИ НОСИТЕЛЕЙ В ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ МЕЛКИХ ПРИМЕСЕЙ В ГЕРМАНИИ

Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, Н.Г. Птицина

Из исследований субмиллиметровых спектров фотопроводимости Ge, обязанных переходам электронов между возбужденными состояниями мелких примесей, в неравновесных условиях получены времена жизни и концентрации носителей в возбужденных состояниях доноров и акцепторов в зависимости от температуры и интенсивности примесного подсвета.

До сих пор исследование заселенности возбужденных состояний примесей и определение времени жизни электронов в этих состояниях проводить не удавалось, несмотря на важность такой информации для разнообразных фотоэлектрических явлений в полупроводниках. Создание чувствительного спектрометра высокого разрешения с лампами обратной волны в диапазоне волн $2 - 0,25 \text{ мм}$ [1], где осуществляются переходы электронов между возбужденными состояниями примеси, существенно расширяет возможности экспериментов.

Целью этой работы было определение концентрации N и времени жизни τ электронов в возбужденных состояниях доноров (Sb) и акцепторов (В) в чистом Ge с $N_g + N_a \lesssim 10^{13} \text{ см}^{-3}$ как в равновесных условиях при

$T = 4,2 - 10\text{K}$, так и в неравновесных – при фотоионизации примесей фоновым излучением комнатной температуры (интенсивность I возбуждения плавно изменялась на несколько порядков). Подробно исследовались нижние возбужденные состояния доноров, а для акцепторов – лишь представляющее наибольший интерес первое возбужденное состояние, в котором можно было ожидать аномально большого τ [2].

Так как N при низких T очень малы, то для реализации высокой чувствительности регистрировались спектры фотопроводимости [1]. Интенсивность отдельных линий такого спектра, хотя и несет определенную информацию о заселенности возбужденных состояний, непосредственно не может служить средством измерения N и τ . Действительно, даже при достаточно низкой температуре и малом уровне возбуждения фотоотклик при фототермической ионизации возбужденного состояния зависит от многих факторов

$$\Delta U = U\Delta n/n = UP\tau_e NWS_\lambda/h\nu nS, \quad (1)$$

где U – постоянное смещение, P и $\epsilon = h\nu$ – мощность излучения и энергия его кванта, n и τ_e – концентрация и время жизни свободных носителей, N и W – концентрация на стартовом состоянии и вероятность термической ионизации конечного состояния, S_λ – сечение поглощения для данного перехода, S – площадь передней поверхности образца. Однако зависимость $N(I)$ нетрудно определить по экспериментальным значениям $\sigma \times \Delta U(I)$, σ – проводимость, так как в этом произведении лишь N зависит от I (см. 1). При малых I концентрации N остаются равновесными [3], и $\sigma \times \Delta U$ не зависит от I . Это позволяет при малых I привязать экспериментальные значения $\sigma \times \Delta U$ к равновесным значениям N_p [7] и получить численные значения N при различных I .

Энергия связи ϵ и время жизни τ носителя в возбужденном состоянии примеси

	донор						акцептор	
уровень	$2p_0$	$2s$	$3p_0$	$3s$	$2p_{\pm 1}$	$4p_0$	$3d_0$	8 – 01
ϵ , мэв	4,75	3,60	2,56	2,14	1,73	1,67	1,48	4,36
$\tau \cdot 10^9$, сек	3,0	1,25	0,50	0,3	2,0	0,2	0,2	300

Для определения τ из значений неравновесных концентраций нужно знать рекомбинационные потоки через возбужденные состояния. Анализ расчетов [4, 5] с учетом энергетического положения стартовых состояний изучаемых переходов [6] (таблица) показывает, что вероятность перехода с испусканием фона между двумя ближайшими по энергии возбужденными состояниями значительно превышает вероятность других переходов и, кроме того, при $T = 4,2\text{K}$ захват свободных носителей идет, в основном, на более высокие состояния. Поэтому неравновесный ре-

комбинационный поток через исследуемые возбужденные состояния одинаков и равен $I = n/r_c$, что позволяет при известных n и r_c определить времена жизни электронов в возбужденных состояниях.

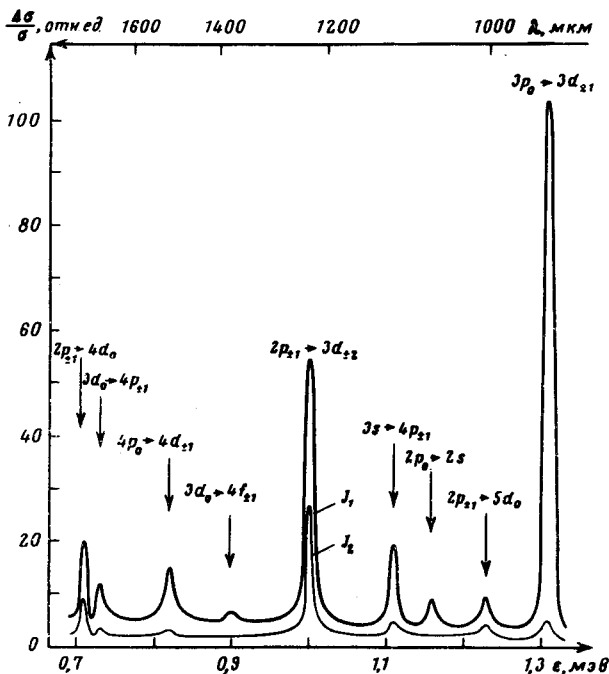


Рис. 1. Участок спектра фотопроводимости n -Ge ($N_g = 10^{13} \text{ см}^{-3}$, $N_a = 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$) при двух уровнях фонового фотовозбуждения образца $I_1 \ll I_2$. $T = 4,2\text{K}$

На рис. 1 показан участок спектра фотопроводимости n -Ge при малой интенсивности I фонового фотовозбуждения образца, которая соответствует равновесной заселенности стартовых состояний переходов, и при $I_2 \gg I_1$, соответствующей сильно неравновесной заселенности. Видно, что относительная интенсивность линий в неравновесной ситуации существенно отличается от равновесной. На приведенном участке спектра при $I = I_2$ в спектре доминируют линии со стартовым состоянием $2p_{\pm 1}$. На рис. 2 приведены зависимости $\sigma \times \Delta U$ от σ (σ при $T = 4,2\text{K}$ пропорциональна I) для линий $3p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$, $2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$, $2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}$. Экспериментальные значения $\sigma \times \Delta U$ при малых I привязаны к N_p . То, что W не зависит от I , проявилось в экспериментах по измерению отношения интенсивностей линий с общим стартовым состоянием $2p_0$: $2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$, $2p_0 \rightarrow 4d_{\pm 1}$, $2p_0 \rightarrow 5d_{\pm 1}$, $2p_0 \rightarrow 5g_{\pm 1}$ и $2p_{\pm 1}$: $2p_{\pm 1} \rightarrow 4d_0$, $2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}$, $2p_{\pm 1} \rightarrow 5d_0$, а также других подобных серий переходов.

На рис. 3 представлены температурные зависимости отношения интенсивностей линий $3p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$ и $2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$ ("▲" - I_1 , "Δ" - I_2 , $I_1 \ll I_2$), а также линий $2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}$ и $2p_0 \rightarrow 5d_{\pm 1}$ ("●" - I_1 , "○" - I_2). Значения $\Delta U_1/\Delta U_2$ на рис. 3 пропорциональны отношению заселенностей стартовых состояний переходов (N_{3p_0}/N_{2p_0} и $N_{2p_{\pm 1}}/N_{2p_0}$). Это следует из (1), так как для первой пары переходов конечное состояние общее, а для второй - энергии конечных состояний малы и очень близки друг к другу, так что $W_{3d_{\pm 2}} = W_{5d_{\pm 1}} \approx 1$. Если теперь учесть, что кратность вырождения

дения уровня $2p_{\pm 1}$ вдвое больше, чем $2p_0$ и $3p_0$, и привязать зависимости рис. 3 при $T \rightarrow \infty$ к 1 для N_{3p_0}/N_{2p_0} и к 2 для $N_{2p_{\pm 1}}/N_{2p_0}$, то получим шкалу относительных концентраций справа на рис. 3. Видно, что при малом I зависимости экспоненциальны; показатель экспоненты с точностью $\approx 5\%$ соответствует разности энергий стартовых состояний.

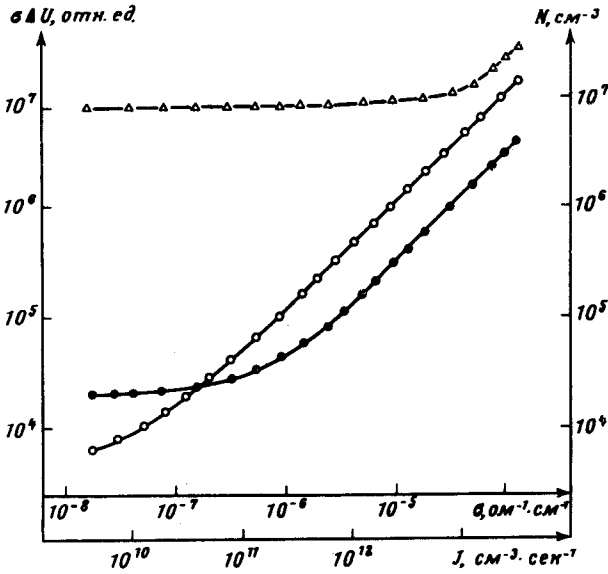


Рис. 2. Зависимости $\sigma \times \Delta U$ от σ при $T = 4,2\text{K}$ для переходов: " Δ " — $2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$, " \bullet " — $3p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}$, " \circ " — $2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}$

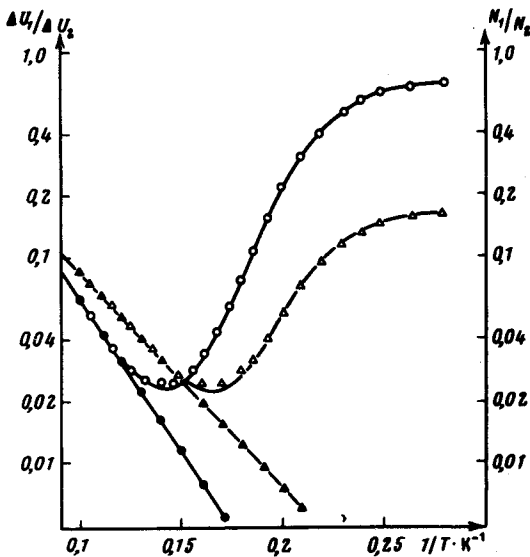


Рис. 3. Температурные зависимости отношения интенсивностей двух пар линий фотопроводимости при двух уровнях фонового фотовозбуждения образца " Δ ", " Δ " — $\Delta U_{3p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}} / \Delta U_{2p_0 \rightarrow 3d_{\pm 1}}$ при I_1 и I_2 , соответственно; " \bullet ", " \circ " — $\Delta U_{2p_{\pm 1} \rightarrow 3d_{\pm 2}}$; : $\Delta U_{2p_0 \rightarrow 5d_{\pm 1}}$ при I_1 и I_2 , соответственно

Это свидетельствует о равновесном распределении электронов по возбужденным состояниям примеси при малых I . При больших I зависимости

рис. 3 отходят от экспоненциальных ниже некоторой T , когда заселенность уровня $2p_{\pm 1}$ или $3p_0$, в отличие от $2p_0$, становится неравновесной и, наконец, при еще более низкой T насыщаются, так как заселенность всех уровней становится неравновесной и не зависит от T . Сплошные кривые рис. 3 рассчитаны нами в предположении τ не зависящего от T . Совпадение расчета с экспериментом свидетельствует, в частности, что при $T \lesssim 8\text{ К}$ τ для всех исследуемых состояний почти не зависит от T .

Из данных рис. 2 и рис. 3 получены времена жизни электронов в возбужденных состояниях доноров $2p_0$, $3p_0$, $2p_{\pm 1}$. Подобные измерения были проведены и для других возбужденных состояний донора, а также для первого возбужденного состояния акцептора (см. таблицу). τ_c определялось нами из измерений зависимости от частоты амплитудной модуляции (Ω) субмиллиметрового излучения, а n , p , N_g и N_a — из измерений эффекта Холла. Видно, что τ в состоянии $2p_{\pm 1}$ превышает время жизни не только в вышележащих состояниях $4p_0$ и $3d_0$, но и в нижележащих $3p_0$ и $3S$. Это связано, по-видимому, с тем, что уровень $2p_{\pm 1}$ самый низкий по энергии среди уровней с отличной от нуля проекцией момента и фононный переход с него на более низкие уровни затруднен. Интересно также, что время жизни носителя в первом возбужденном состоянии акцептора оказалось на два порядка больше, чем у донора.

В заключение отметим, что полученные значения τ являются нижней границей истинных значений, так как часть рекомбинационного потока может замыкаться, минуя данное возбужденное состояние. Для низких возбужденных состояний времена жизни τ существенно больше, чем значения [1], оцененные по ширине исследуемых линий в чистых образцах ($\approx 10^{-10}$ сек), а для относительно высоких уровней доноров $4p_0$ и $3d_0$ эти значения близки.

Педагогический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
9 мая 1977 г.

Литература

- [1] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, Н.Г.Птицина. ЖЭТФ, **64**, 587, 1973.
- [2] В.Ф.Гантмахер, В.Н.Зверев, ЖЭТФ, **70**, 1891, 1976.
- [3] Е.М. Гершензон, Л.А.Орлов, Н.Г.Птицина. Письма в ЖЭТФ, **22**, 207, 1975; Е.М. Гершензон, Г.Н.Гольцман, Л.А.Орлов, Н.Г.Птицина. Proc. XIII Int Conf. Phys. Semicond, Roma, 1976.
- [4] M. Lax. Phys. Rev. **119**, 1502, 1960; В.Н.Абакумов, И.Н.Яссиевич: ЖЭТФ, **71**, 657, 1976.
- [5] F. Belssnay, G. Pataki. Phys. Stat. Sol., **13**, 499, 1966; В.А. Brown, S. Rodrigues. Phys. Rev., **153**, 890, 1967.

- [6] Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, А.И.Елантьев. ЖЭТФ, 72, 1062, 1977;
Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман, М.Л.Кагане. ЖЭТФ, 72, 1466, 1977.
- [7] Блэкмор. Статистика электронов в полупроводниках. М., изд. Мир,
1964.
-