

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. К. Шейнкман, А. В. Любченко, Два параллельных механизма захвата носителей на один рекомбинационный центр, *Докл. АН СССР*, 1966, том 167, номер 4, 795–798

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.9.169

15 марта 2025 г., 13:43:32



М. К. ШЕЙНКМАН, А. В. ЛЮБЧЕНКО

ДВА ПАРАЛЛЕЛЬНЫХ МЕХАНИЗМА ЗАХВАТА НОСИТЕЛЕЙ НА ОДИН РЕКОМБИНАЦИОННЫЙ ЦЕНТР

(Представлено академиком А. В. Шубниковым 21 VII 1965)

Неоднократно описанное существование нескольких параллельных каналов рекомбинации в полупроводниках связано с наличием в них нескольких сортов соответствующих центров (уровней). Нам не были известны случаи, когда рекомбинация носителей шла бы по нескольким каналам через один тип рекомбинационных центров. В настоящем сообщении показано, что такая ситуация наблюдается в CdS, где захват дырки на так называемый очувствляющий рекомбинационный r -центр может параллельно идти двумя путями — через определенное возбужденное состояние и минуя его.

Согласно общепринятой модели ⁽¹⁾, инфракрасное (и.-к.) гашение фототока в CdS обусловлено переводом дырки с r -центра в ν -зону либо непосредственно квантом $h\nu_1 = 1,4$ эв, либо сначала на уровень возбуждения (квантом $h\nu_2 = 0,9$ эв) с последующим термическим довозбуждением — переходы 1 и 2 на рис. 1а. Часть освободившихся дырок далее быстро рекомбинирует со свободными электронами через s -центры быстрой рекомбинации ⁽¹⁻³⁾.

Мы исследовали кинетику и.-к. гашения методами ^(2, 3) при освещении монокристаллов CdS слабо поглощаемой подсветкой с наложенным на нее коротким $\Delta t_{и} \ll \tau$ (τ — наименьшее из времен релаксации фототока) слабым и.-к. импульсом из обоих максимумов гашения (1,4 и 0,9 эв):

Для прямого перехода ⁽¹⁾ амплитуда уменьшения концентрации свободных электронов в импульсе гашения равна ^(2, 3)

$$v_1 = g_s \gamma_1 I_1 P_r,$$

где γ_1 — сечение захвата и.-к. кванта 1,4 эв; I_1 — полное число квантов в импульсе, падающих на 1 см^2 ; P_r — концентрация дырок на r -центрах, а g_s — доля полного числа освободившихся дырок ($\gamma_1 I_1 P_r$), которые захватывались на s -центры. Амплитуда для комбинированного перехода 2

$$v_2 = g_s \gamma_2 I_2 P_r B \exp(-E_B \beta) [A + B \exp(-E_B \beta)]^{-1},$$

где γ_2 и I_2 — сечение захвата и количество квантов 0,9 эв; A — вероятность возвращения возбужденной дырки в основное состояние; $B \exp(-E_B \beta)$ — вероятность термического перехода дырки с уровня E_B в ν -зону; $\beta = 1/kT$;

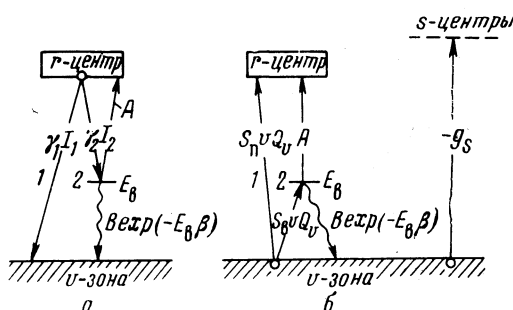


Рис. 1. а — оптические и термические переходы дырки в r -центре при поглощении и.-к. квантов 1,4 и 0,9 эв (переходы 1 и 2). б — два параллельных процесса (канала) захвата дырки на r -центр (переходы 1 и 2)

T — абсолютная температура. Частотный фактор B связан с сечением захвата дырки на возбужденный уровень r -центра $S_B : B = S_B v Q_v$; v — тепловая скорость дырки; Q_v — статистический фактор v -зоны. Очевидно, зависимость

$$\frac{A}{B} \exp(E_B \beta) = \left[\frac{v_1}{v_2} \left(\frac{v_2}{v_1} \right)_{\infty} \left(1 + \frac{A}{B} \right) - 1 \right] = \psi(T),$$

где v_2 и v_1 измеряются на опыте, $(v_2/v_1)_{\infty}$ — предельное значение v_2/v_1 при высоких T , позволяет найти E_B и A/B (здесь существенно, что $A/B \ll 1$ — см. ниже).

Для типичного образца CdS № 17 $\psi(T)$ приведена на рис. 2а, кривая 1. Для исследованных 7 образцов E_B лежали в пределах $E_B = (0,39 \pm 0,02)$ эв и $A/B = 10^{-7} \div 3 \cdot 10^{-9}$. Заметим, что это значение E_B вдвое превышает оценку E_B , данную в (1, 4), где, однако, прямых измерений этой величины не проводилось. В недавней работе (10) авторы находят в CdS энергию активации 0,41 эв, но дают ей другое объяснение.

Измеряя v_1 и v_2 методами (2, 3), мы определили также сечения γ_1 и γ_2 . Они оказались мало различающимися: $\gamma_1 \simeq (1 \div 5) \cdot 10^{-16}$ см² и $\gamma_2 \simeq 0,3 \cdot 10^{-16}$ см². Зная γ_2 и полуширину полосы гашения (0,2 эв), можно найти силу осциллятора для перехода дырки на уровень возбуждения, а отсюда, считая обратный переход излучательным (5), оценить A . Эта оценка дает $A \sim 10^7$ сек⁻¹. Следовательно, $B \sim 10^{15}$ сек⁻¹ и $S_B \sim 10^{-11}$ см² (при $v = 10^7$ см/сек и $Q_v = 3 \cdot 10^{19}$ см⁻³). Полученное большое значение B представляется, однако, вполне возможным, если сопоставить его с теоретическими результатами для F -центра (5).

Из описанной модели r -центра* (рис. 1а) вытекает важное следствие для процесса захвата дырки на r -центр. Действительно, если в процессе захвата в основное состояние дырка обязательно проходит через возбужденное состояние E_B (переход 2, рис. 1б), то наличие термического выброса оттуда в v -зону (так называемый тепловой барьер, см. (6-8)) приведет к очевидной температурной зависимости сечения захвата дырки на центр

$$S_1 = S_B \left[1 + \frac{B}{A} \exp(-E_B \beta) \right]^{-1}.$$

Следовательно, при больших T , когда длинноволновое и.к. гашение (v_2) перестает зависеть от T ($B \exp(-E_B \beta) \gg A$), сечение S_1 , наоборот, должно экспоненциально падать с ростом T с энергией активации E_B . Падение S_1 приведет к резкому падению вероятности захвата дырки на r -центры g_r , которая пропорциональна S_1 (2), а это, в свою очередь, вызовет температурное гашение стационарного фототока I_{ϕ} с энергией активации E_B , поскольку рекомбинация будет идти теперь через s -центры быстрой рекомбинации. На опыте, однако, мы ни разу не наблюдали подобного явления. Сильное температурное гашение, как обычно, имело место при значительно более высоких температурах ($T > 400^\circ$ К) и его энергия активации составляла $1,0 \div 1,2$ эв.

Кинетические методы (2) позволили нам непосредственно измерить $g_r(T)$ для всех 7 кристаллов. Для образца № 17 $g_r(T)$ и $I_{\phi}(T)$ приведены на рис. 2б. Как видим, в актуальной области температур ($-80 \div +20^\circ$ С) уменьшение g_r и I_{ϕ} с ростом T не превышает 40% и далее g_r и I_{ϕ} не падают.

Выход из описанной ситуации мы нашли, предположив, что одновременно с процессом захвата через возбужденное состояние E_B (переход 2, рис. 1б) дырка может попадать в основное состояние и другим путем, минуя это возбужденное состояние — переход 1 рис. 1б с сечением захвата S_{Π} . Такой переход в принципе может быть как прямым, т. е. излучательным, так и осуществляться через другое (другие) возбужденное состояние (не

* Она аналогична модели V' -центра в щелочно-галогидных кристаллах.

E_B); существенно лишь, что в этом процессе тепловой барьер в рассматриваемой температурной области не проявляется.

Если считать, что оба механизма захвата 1 и 2 конкурируют и, кроме того, дырки захватываются на s -центры, можно получить следующую зависимость для $g_r(T)$:

$$\frac{A}{B} \exp(E_B \beta) = \left[\frac{\alpha g_{r\infty} (1 - g_r)}{g_r - g_{r\infty} + g_r (1 - g_{r\infty}) \alpha (1 + B/A)^{-1}} - 1 \right]^{-1} = \Phi(T),$$

где $g_r(T)$ измеряется на опыте (см. рис. 2б), $g_{r\infty}$ — предельное значение $g_r(T)$ при высоких T ; $\alpha = S_B / S_{II}$ — отношение сечений для обоих процессов захвата. Зависимость $\log \Phi$ от $1/T$ — кривая 2 рис. 2а — с учетом, как

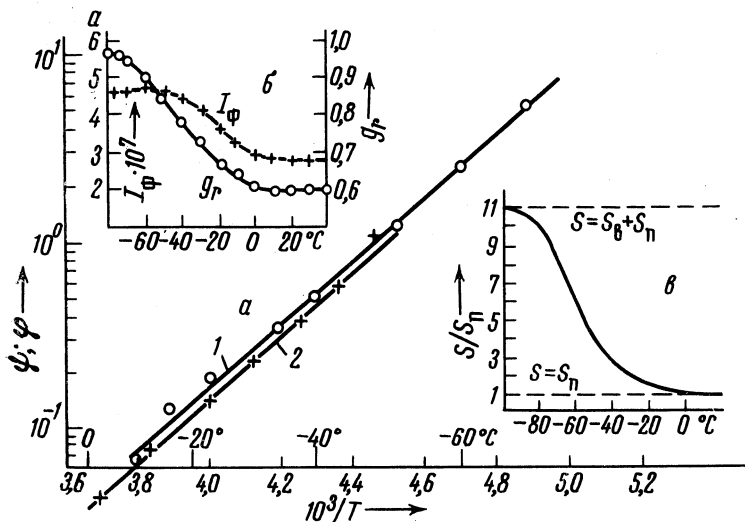


Рис. 2. а — температурные зависимости выражений ψ (1) и Φ (2), полученных соответственно из процесса и.к. гашения фототока и процесса рекомбинации g_r . б — температурные зависимости стационарного фототока I_Φ и вероятности захвата дырки на r -центры g_r ; в — температурная зависимость сечения захвата дырки на r -центр S при наличии двух параллельных процессов захвата; $\alpha = 10$, $B/A = 10^8$, $E_B = 0,38$ эв

и ранее, $A/B \ll 1$ позволяет найти величины E_B и A/B . Значения α находятся из выражения

$$\alpha = \left(1 + \frac{A}{B} \right) \frac{g_{r0} - g_{r\infty}}{g_{r\infty} (1 - g_{r0}) - (g_{r0} - g_{r\infty}) A/B},$$

где g_{r0} — предельное значение $g_r(T)$ при низких температурах.

Полученные таким образом E_B и A/B для всех образцов лежали в пределах $E_B = (0,34 \div 0,37)$ эв, $A/B = 10^{-7} \div 5 \cdot 10^{-9}$, что хорошо согласуется со значениями E_B и A/B , полученными выше из процесса и.к. гашения. Можно думать, что уровень E_B соответствует самому низкому возбужденному состоянию дырки в r -центре, в которое она попадает в результате многоступенчатого процесса ⁽⁹⁾; дальнейший же переход A является излучательным.

Значения α (с учетом точности измерения g_r) лежали в пределах $\alpha = 5 \div 20$ для всех образцов. По известным значениям α , E_B и B/A была построена температурная зависимость сечения захвата дырки на r -центр

$$S = S_{II} \left\{ 1 + \alpha \left[1 + \frac{B}{A} \exp(-E_B \beta) \right]^{-1} \right\},$$

которая приведена на рис. 2в.

Доказанную в настоящей работе возможность одновременного существования двух различных механизмов (каналов) захвата носителя на центр следует учитывать как при интерпретации процессов рекомбинации и люминесценции на примесных центрах в полупроводниках, так и при изучении свойств различных F - и V -центров в щелочно-галогидных кристаллах.

Авторы выражают благодарность акад. АН УССР Б. Е. Лашкареву и доктору физ.-матем. наук Э. И. Рапба за интерес к работе и ее обсуждение.

Институт полупроводников
Академии наук УССР

Поступило
19 VII 1965

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ R. V u b e, Phys. Rev., **99**, 1105 (1955); Фотопроводимость твердых тел, ИЛ, 1962, гл. II. ² В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман, ФТТ, **7**, 1717 (1965). ³ В. Е. Лашкарев, А. В. Любченко, М. К. Шейнкман, ДАН, **161**, 1310 (1965). ⁴ I. Auth, E. Niekisch, H. Puff, Zs. phys. Chem., **212**, 175 (1959). ⁵ Huang Kun, A. Rhys, Proc. Roy. Soc., **204**, 406 (1950). ⁶ И. Адирович, Некоторые вопросы теории люминесценции кристаллов, М., 1951, гл. VII. ⁷ А. В. Ржанов, ФТТ, **3**, 3692 (1961). ⁸ G. Pataki, Acta Phys. Hung., **16**, 29 (1963). ⁹ M. Lax, J. Phys. Chem. Sol., **8**, 66 (1959); Phys. Rev., **119**, 1502 (1960). ¹⁰ F. Cardon, R. V u b e, J. Appl. Phys., **35**, 3344 (1964).