$$\langle \mathbf{k} + \mathbf{q} | V | \mathbf{k} \rangle = \frac{4\pi}{\Omega_0} \int_0^r dr \cdot r^2 J_i \left(|\mathbf{k}| r \right) J_i \left(|\mathbf{k} + \mathbf{q}| r \right) V(r) P_i(\cos \theta) \left(2l + 1 \right), (2)$$

где Ω_0 — объем элементарной ячейки, J_l — функция Бесселя, P_l — полиномы Лежандра, θ — угол между векторами **k** и **k**+**q**.

Расчеты проводились на ЭВМ ЕС-1045. Хорошая сходимость собственных значений энергии достигалась при размерах детерминанта порядка 130×130.

Используя теоретико-групповые правила отбора и условия совместности наряду с полученными из эксперимента максимумами $\epsilon_2(E)$, удалось построить количественную зонную схему кристаллов Cdl₂ с учетом эффектов спин-орбитального взаимодействия, представленную на рис. 3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Robertson J. J. Phys. C, 1979, 12, р. 4753. [2] Довгий Я. О., Китык И. В. Укр. физ. журн., 1984, 29, с. 884. [3] Александров Ю. М. и др. Препринт ФИАН СССР № 164. М., 1979. [4] Довгий Я. О., Пидзырайло Н. С., Брилинский М. И., Кудрявец С. П. Укр. физ. журн., 1969, 14, с. 1805. [5] Субашиев В. К., Ле Хан Бин. Письма в ЖЭТФ, 1970, 12, с. 139. [6] Довгий Я. О., Китык И. В., Рудь Н. А. Изв. АН СССР. Неорган. мат., 1984, 49, с. 353. [7] Bachelet G. B., Haman D. R., Schluter M. Phys. Rev., 1982, 26B, p. 4199.

Поступила в редакцию 14.11.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 3

УДК 621.315.592

О ТЕМПЕРАТУРНОМ ГАШЕНИИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В НЕЛЕГИРОВАННЫХ ПЛЕНКАХ a-St: H

И. А. Курова, Н. Н. Ормонт, В. Д. Подругина, К. Б. Читая

(кафедра физики полупроводников)

Температурное гашение межзонной фотопроводимости ($T\Gamma M\Phi$) в нелегированных пленках a-Si: Н наблюдалось в ряде работ [1-6]. С учетом того, что межзонная фотопроводимость определяется неравновесными электронами, подвижность которых намного больше подвижности дырок, $T\Gamma M\Phi$ в ранних работах [1-4] интерпретировалось в рамках модели Роуза [7]. Предполагалось, что в запрещенной зоне a-Si: Н имеются по крайней мере два типа центров с разными сечениями захвата для электронов. При увеличении температуры происходит их перезарядка и электроны из зоны проводимости рекомбинируют на центрах с большим сечением захвата для электронов.

В работах [5, 6] предложена другая модель рекомбинации и возникновения ТГМФ в нелегированных пленках *a*-Si : Н с малой концентрацией оборванных связей. Она предполагает захват возбужденных электронов и дырок в «хвосты» плотности состояний соответствующих зон, туннелирование электронов на уровни нейтральных оборванных связей D^0 и затем межцентровую рекомбинацию электронов, находящихся на отрицательно заряженных центрах D^- , с дыркой, локализованной в «хвосте» плотности состояний валентной зоны. Активация дырки в валентную зону теплом или светом (соответственно

возникает температурное или оптическое гашение фотопроводимости) увеличивает вероятность рекомбинации электрона вследствие захвата дырки на состояние в «хвосте», расположенное ближе к центру с захваченным электроном D^- . На такой механизм рекомбинации указывают опыты по исследованию фотопроводимости при наличии микроволнового излучения (спин-зависящий фотопроводимости). Однако в работах [8, 9] делается вывод о том, что прямая рекомбинация возбужденных электронов на уровни нейтральных оборванных связей является основным механизмом рекомбинации электронов в нелегированных пленках *a*-Si; Н при температурах выше 200 К.

Нами предприняты исследования эффекта температурного гашения фотопроводимости в нелегированных, отожженных при 170°С пленках a-Si: H с целью выяснения модели рекомбинации электронов. Пленки были изготовлены методом разложения моносилана в высокочастотном тлеющем разряде и имели следующие характеристики: оптическая ширина запрещенной зоны $E_g^0 = 1,8$ эВ, коэффициент поглощения при λ=0,63 мкм $\alpha \simeq 1,03 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3};$ толщина пленки =0,9 мкм; концентрация оборванных связей в отожженных пленках считалась малой. В работе измерялась температурная зависимость фотопроводимости при разных подсветках: от гелий-неонового лазера (hv=1,9 эВ) и от лампы накаливания через фильтры GaAs или Si $(h_{v_{max}} \simeq 1.4$ и 1.1 эВ соответственно).





Рис. 1. Температурные зависимости стационарной фотопроводимости пленки *a*-Si:Н при разных интенсивностях подсветки: $\lambda = = 0,63$ мкм, $I = 6 \cdot 10^{13}$ (*I*), $1 \cdot 10^{15}$ (*2*) и 2 · 10¹⁶ (*3*) фотон/(см² · c)

Рис. 2. Температурные зависимости стационарной фотопроводимости при разном спектральном составе подсветки: hv = 1.97 эВ (1), $hv_{max} = 1.4$ (2) и 1,1 (3) эВ

На рис. 1 показаны температурные зависимости фотопроводимости одного из исследованных образцов при разных интенсивностях лазерной подсветки I (I изменялась с помощью поляризационного фильтра). Видно, что с увеличением I глубина гашения уменьшается. При этом температура начала гашения смещается в сторону высоких температур и фотопроводимость при температуре начала гашения $\sigma_{\rm Tr}$ изменяется экспоненциально с энергией активации $\Delta E = 0.48 \pm 0.05$ эВ. Эта энергия согласно модели [5] указывает на энергетическое положение центров захвата дырок относительно E_v . При учете температурной зависимости эффективной дрейфовой подвижности электронов в зоне проводимости ($\mu_e^* \sim \exp{\{-0.13 \ 3B/kT\}}$ [10]) $E_h - E_v = 0.36 \pm \pm 0.05$ эВ. Эта величина согласуется с эффективной энергией активации центров захвата дырок в «хвосте» зоны, определенной по темпе-

97'

ратурной зависимости эффективной дрейфовой подвижности дырок [10].

На рис. 2 показаны температурные зависимости фотопроводимости этого же образца при подсветке от лампы накаливания через фильтры GaAs и Si. Видно, что в последнем случае температурное гашение отсутствует. В первом случае глубина его мала, а температура начала гашения смещается в сторону более высоких температур. Обнаруженный эффект мы качественно объясняем на основе модели с междентровой рекомбинацией носителей. Так как толщина пленок была 0,9 мкм, то для всех использованных подсветок возбуждение было объемным: даже при $\lambda = 0,63$ мкм $\alpha d^{\sim} 1$. Таким образом, наличие температурного гашения невозможно объяснить влиянием поверхности при более сильном межзонном поглощении ($\lambda = 0.63$ мкм). Действие различных подсветок состоит в следующем. В случае лазерной подсветки возбуждаются свободные электроны и дырки. Дырки термализуются и локализуются на состояниях в «хвосте» валентной зоны с эф-фективной энергией активации $E_h - E_v \simeq 0,4$ эВ. В случае подсветки через фильтры, т. е. при hvmax < Eg, возбуждение электронов идет в основном с локальных центров в запрещенной зоне. Согласно [11], возбуждение электронов светом с энергией кванта hv~1,1 эВ идет с нейтральных оборванных связей D⁰. (Максимум плотности состояний D⁰ находится при энергиях 0,6-0,7 эВ выше потолка валентной зоны.) Таким образом, скорость тепловой генерации дырок с D+ в валентную зону в том же температурном интервале будет значительно меньше, чем при межзонной подсветке, и температурного гашения фотопроводимости не будет. Для подсветки через фильтр из GaAs наблюдается слабое температурное гашение, так как в этом случае возможны слабое возбуждение электронов в зону проводимости с состояний «хвоста» валентной зоны и локализация дырок на уровнях с эффективной энергией активации, меньшей чем 0,6 эВ. Таким образом, обнаруженная в нелегированных отожженных пленках a=Si:H зависимость глубины температурного гашения фотопроводимости от длины волны возбуждающего света качественно объясняется моделью рекомбинации носителей, предложенной в работах [5, 6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Vanier P. E., Delahoy A. E., Griffth R. W. J. Appl. Phys., 1981, 52, p. 5235. [2] Vanier P. E. Appl. Phys. Lett., 1982, 41, p. 986. [3] Persans P. D., Fritzsche H. J. Phys., 1981, 42, p. C-4-597. [4] Persans P. D. Phil. Mag., 1982, **B46**, p. 435. [5] Dersch W., Schweitzer L., Stuke J. Phys. Rev. B, 1983, 28, p. 4678. [6] Fuhs W., Welsch H. M., Booth D. C. Phys. Stat. Sol. (b), 1983, 120, p. 197. [7] Бьюб Р. Фотопроводимость твердых тел. М.: ИЛ, 1962. [8] Strect R. A. Appl. Phys. Lett., 1982, 41, p. 1080. [9] Street R. A., Zesch J., Thompson M. J. Appl. Phys. Lett., 1983, 43, p. 672. [10] Spear W. E., J. Non-Cryst. Sol., 1983, 59-60, p. 1. [11] Jackson W. B., Amer N. M. Phys. Rev. B, 1982, 25, p. 5559.

Поступила в редакцию 07.01.85