

МЕЖПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ  
В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Э. М. КАЗАРЯН, А. О. МЕЛИКЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Рассмотрено взаимодействие сильной электромагнитной волны с полупроводником, содержащим не слишком глубокие (но и не мелкие) доноры и акцепторы. Получены выражения для энергий активации и волновых функций примесей в поле волны. Рассчитан также межпримесный коэффициент поглощения дополнительной слабой волны. Показано, что помимо поглощения, которое существенно отличается для случаев изотропного и анизотропного сдвигов примесных уровней, имеет место также усиление слабой волны.

## 1. Введение

Как известно, квазиэнергетический спектр носителей заряда полупроводниках в поле сильной электромагнитной волны с частотой  $\Omega$ , превышающей ширину запрещенной зоны, существенно перестраивается [1]. При этом характерным является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны.

С другой стороны, в случае, когда частота сильной электромагнитной волны меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, содержащего донорные и акцепторные центры, могут происходить резонансные переходы между связанными электронными состояниями. В работе [2] получено выражение для высокочастотного сдвига основных состояний донора и акцептора для модели мелких водородоподобных примесных центров. Показано, что меняя интенсивность падающего излучения и концентрацию доминирующей примеси, можно варьировать энергии активации мелких примесных центров.

В настоящей работе рассмотрены резонансные переходы в примесном полупроводнике между основными состояниями не слишком глубоких (но и не мелких) доноров и акцепторов, а также рассчитан межпримесный коэффициент поглощения дополнительной слабой волны с частотой  $\omega \sim \Omega$ . Отметим, что при решении задачи в резонансном приближении учитываются электронные переходы лишь между основными связанными состояниями донора и акцептора, что объясняется возможностью достижения в современных квантовых генераторах расстройки резонанса в много меньшей расстройки от основного до ближайшего возбужденного примесного уровня.

2. Энергии активации и волновые функции основных  
примесных состояний в поле сильной волны

Невозмущенные волновые функции локализованных состояний в приближении эффективной массы имеют вид [3]

$$\varphi_A(r) = \left(\frac{\lambda_A}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{M_A}{r} e^{-\lambda_A r} \left(1 - e^{-\frac{r}{r_0}}\right) U_{v_0}(r),$$

$$\varphi_D(\mathbf{r}-\mathbf{R}) = \left(\frac{\lambda_D}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{M_D}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} e^{-\lambda_D |\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \left(1 - e^{-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}{r_0}}\right) U_{co}(\mathbf{r}-\mathbf{R}),$$

$$M_i = \sqrt{1 - 3\rho_i + 2\rho_i^2}, \quad \rho_i = \lambda_i r_0 \quad (i = A, D),$$

где  $U$  обозначает валентную зону,  $s$  — зону проводимости,  $U_{co}$  и  $U_{vo}$  — блоховские амплитуды с квазиимпульсом  $\mathbf{k} = 0$ ,  $R$  — расстояние между донором и акцептором,  $r_0$  — радиус потенциальной ямы, причем при  $r_0 \rightarrow 0$  получаются результаты короткодействующего потенциала Луковского, а при  $r_0 \rightarrow \infty$  — результаты для мелких центров [4],  $\lambda_A$  и  $\lambda_D$  — параметры теории, которые определяются по известным экспериментальным значениям энергии ионизации примесных центров.

Мы ограничимся случаем  $\lambda_D \ll \lambda_A$ , что хорошо выполняется для многих полупроводников, и умеренной концентрацией доминирующей примеси  $n_A$ , когда  $\bar{R} \gg \lambda_D^{-1}$  ( $\bar{R}$  — среднее расстояние между донором и акцептором). Тогда основной вклад в вероятность перехода будут давать переходы в донорно-акцепторных парах с  $R \gtrsim \lambda_D^{-1}$ , так как матричный элемент оператора импульса, определяемый перекрытием волновых функций донора и акцептора, пропорционален  $\exp(-\lambda_D R)$ , а число пар с  $R < \lambda_D^{-1}$  мало. В этом случае энергию взаимодействия пары можно принять равной  $e^2/\epsilon_0 R$  ( $\epsilon_0$  — статическая диэлектрическая проницаемость) и рассматривать ее как сдвиг энергетического уровня акцептора, захватившего электрон электрическим полем ионизированного донора.

Расчеты согласно методу, изложенному в [2], для волновых функций и квазиэнергий двухуровневой системы донор — акцептор в поле волны  $A = A_0 \cos(\Omega t - \mathbf{q}\mathbf{r})$  дают

$$E_D^{1,2} = E_D - \hbar\epsilon \mp \sqrt{\hbar^2\epsilon^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

$$E_A^{1,2} = E_A + \hbar\epsilon \mp \sqrt{\hbar^2\epsilon^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

(1)

$$\Lambda = \frac{eA_0}{m_0c} \frac{\mathbf{e}\mathbf{P}_{cv}(0)}{\hbar} (\lambda_A \lambda_D)^{1/2} M_A M_D \frac{e^{-\lambda_D R}}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{r_0}}\right) \left[ \frac{1}{q^2 + \lambda_A^2} - \frac{1}{\left(\lambda_A + \frac{1}{r_0}\right)^2 + q^2} \right],$$

$$\dot{\varphi}_D = C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_A^2 t\right) \varphi_A + C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_D^2 t\right) \varphi_D,$$

$$\dot{\varphi}_A = C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_A^1 t\right) \varphi_A - C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_D^1 t\right) \varphi_D,$$

(2)

$$C_{1,2} = \frac{\epsilon \pm \sqrt{\epsilon^2 + |\Lambda|^2}}{2\sqrt{\epsilon^2 + |\Lambda|^2}}, \quad \epsilon = \frac{1}{2\hbar} \left(E_D - E_A + \frac{e^2}{\epsilon_0 R} - \hbar\Omega\right),$$

$$E_A' = E_A - \frac{e^2}{\epsilon_0 R}, \quad \mathbf{P}_{cv}(0) = \int U_{co}^* \mathbf{P} U_{vo} d\mathbf{r}.$$

Все обозначения аналогичны обозначениям [2].

Полученные волновые функции ортонормированы, а при  $A_0 \rightarrow 0$  формулы (1) и (2) дают соответствующие невозмущенные значения. Отметим, что в случае мелких примесных центров ( $r_0 \rightarrow \infty$ ) получаются результаты, рассмотренные в [2].

### 3. Коэффициент поглощения дополнительной слабой волны

Воспользовавшись волновыми функциями (2), рассмотрим поглощение дополнительной слабой волны  $A_1 \cos(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})$ , ( $\omega \sim \Omega$ ) двухуровневой системой донор-акцептор, находящейся в поле сильной волны. Будем исходить из формулы для коэффициента поглощения [5]

$$K(\omega) = \frac{2\pi\hbar c}{N\omega} \frac{w}{|A_1|^2},$$

где  $w$  — вероятность перехода в единицу времени,  $N$  — показатель преломления среды. Учитывая слабую волну как возмущение, выражение для коэффициента поглощения для определенной пары донор-акцептор (расстояние между которыми —  $R$ ) будет иметь вид

$$K_R(\omega) = B(\mathbf{e}_1 \mathbf{P}_{cv}(0))^2 \frac{e^{-2\lambda_D R}}{R^2} (1 - e^{-\frac{R}{r_0}})^2 \times \\ \times [C_1^2 (2\zeta_k + \hbar\Omega - \hbar\omega) - C_2^2 (2\zeta_k - \hbar\Omega + \hbar\omega)], \quad (3)$$

где

$$B = \frac{4\pi^2 e^2}{N c \omega m_0^2} \lambda_A \lambda_D (M_A M_D)^2 \left\{ (k^2 + \lambda_A^2)^{-1} - \left[ \left( \lambda_A + \frac{1}{r_0} \right)^2 + k^2 \right]^{-1} \right\},$$

$\mathbf{e}_1$  — единичный вектор в направлении слабого поля,  $\epsilon_R = \hbar \sqrt{\epsilon^2 + |\Delta|^2}$ .

Считая  $R$  меняющимся непрерывно, при  $n_A \gg n_D$  запишем выражение для спектральной плотности поглощения:

$$K(\omega) = N_D \int_0^\infty K_R(\omega) W(R) dR, \quad (4)$$

где  $N_D$  — полное число доноров,  $W(R)$  — функция распределения пар по значениям  $R$ . Предполагая распределение примесей в кристалле случайным, возьмем в качестве функции распределения пар по  $R$  закон распределения непосредственного соседа [6]

$$W(R) = 4\pi R^2 n_A \exp\left(-\frac{4}{3} \pi R^3 n_A\right).$$

Приведем выражения для коэффициента поглощения для некоторых представляющих интерес предельных случаев.

а) Если  $|\omega - \Omega| \gg 2\Delta$ , что соответствует поглощению добавочного поля без учета высокочастотных сдвигов уровней, то из (4) получаем

$$K_1(\omega) = B \frac{2^4 \pi^2 \varepsilon_0 F_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_1} (1 - e^{-\frac{R_1}{r_0}})^2 e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_1^2} R_1^4, \quad (5)$$

где

$$R_1 = \frac{e^2}{\varepsilon_0} (\hbar\omega - E_A - E_D)^{-1}.$$

Как видно из (5), в случае мелких примесных центров получается формула (27) работы [7] (см. также [8, 9]).

б) Рассмотрим область  $|\omega - \Omega| \gtrsim 2\Lambda$ . В случае изотропного сдвига  $\Lambda(R) = \Lambda(R_0) = \text{const}$  коэффициент поглощения при  $\frac{e^2}{\varepsilon_0 R_0} \gg \hbar\Lambda$  принимает вид

$$K_2(\omega) = \pm B \frac{2^4 \pi^2 \varepsilon_0 P_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{r_0}})^2 \times \\ \times e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_0^2} R_0^2 \sqrt{\frac{\Lambda(R_0)}{\pm (\omega - \Omega) - 2\Lambda(R_0)}}, \quad \begin{matrix} \omega > \Omega + 2\Lambda, \\ \omega < \Omega - 2\Lambda, \end{matrix} \quad (6)$$

где

$$R_0 = \mp \frac{e^2}{\varepsilon_0} (E_D - E_A - \hbar\Omega)^{-1}.$$

в) В области  $|\omega - \Omega| \lesssim 2\Lambda$  ход коэффициента поглощения существенно отличается для изотропного и анизотропного сдвигов уровней. Для изотропного высокочастотного сдвига коэффициент поглощения

$$K_3(\omega) = 0$$

в области  $4\Lambda$ . Если же положить  $\Lambda(R) = \Lambda(R_0) \cos \theta_1$ , где  $\theta_1$  — угол между  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{P}_{cv}(0)$ , то при  $e^2/\varepsilon_0 R_0 \gg \hbar\Lambda$  получаем

$$K_4(\omega) = \pm B \frac{5 \pi^4 \varepsilon_0 P_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{r_0}})^2 \times \\ \times e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_0^2} R_0^2 (a \cos^2 \theta + b \sin^2 \theta), \quad \begin{matrix} \omega < \Omega + 2\Lambda, \\ \omega > \Omega - 2\Lambda, \end{matrix} \quad (7)$$

где  $\theta$  — угол между  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{e}_1$ ,  $\mathbf{e}$  — единичный вектор в направлении сильного поля.

$$a = x^3, \quad b = \frac{6}{5} x \left( 1 - \frac{5}{12} x^2 \right), \quad x = \frac{\omega - \Omega}{2\Lambda(R_0)}.$$

Таким образом, наличие сдвига примесных уровней в рассматриваемом случае приводит к тому, что поглощение становится анизотропным и при  $\theta = 0$  практически отсутствует в интервале  $\Lambda$ .

Знак минус в формулах (6), (7) соответствует усилению. Это вынужденное излучение частоты аналогично трехфотонным процессам, имеющим место в обычных двухуровневых атомных системах. Для небольших интенсивностей внешнего поля трехфотонное излучение можно представить

как последовательность трех процессов: поглощение фотона из сильной волны, излучение в слабую волну и снова поглощение из сильной волны. Атом при этом переходит из нижнего состояния в верхнее состояние. Закон сохранения энергии в данном случае имеет вид  $\omega = 2\Omega - (E_D - E_A)$ .

В заключение отметим, что при фиксированной частоте  $\Omega$ , меняя напряженность сильного поля и концентрацию доминирующей примеси, можно варьировать энергии активации примесей, что, по-видимому, даст дополнительную возможность управления интенсивностью и разрешением пиков межпримесного поглощения и усиления.

Ереванский политехнический  
институт им. К. Маркса  
Институт физических исследований  
АН АрмССР

Поступила 5.1.1979

### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. С. А. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян. ФТП, 12, 2393 (1978).
3. В. Д. Продан, Я. А. Рознерица. ФТП, 9, 148 (1975).
4. J. M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., 97, 869 (1955).
5. Оптические свойства полупроводников  $A^3B^5$ . Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и Н. Бира, М., 1970.
6. G. M. Döhler. Phys. Stat. Sol. (b), 45, 705 (1971).
7. А. Э. Юнович. Сб. Излучательная рекомбинация в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1972.
8. M. R. Lorenz, T. N. Morgan, G. D. Pettit. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, Изд. Наука, Л., 1969, т. 1, стр. 524.
9. F. Willtams. Phys. Stat. Sol. (b), 25, 493 (1968).

### ՄԻՋԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄ ԿԻՍԱԼԶԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՒԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Է. Մ. ԶԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Ն. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Քննարկված է ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխազդեցությունը ոչ այնքան խոր (բայց ոչ ծանծաղ) դոնորներ և ակցեպտորներ պարունակող կիսահաղորդիչների հետ: Ստացված են խառնուրդների ակտիվացման էներգիաների և ալիքային ֆունկցիաների արտահայտությունները արտաքին դաշտում: Հաշվված է նաև միջխառնուրդային կլանման գործակիցը լրացուցիչ թույլ ալիքի համար: Ցույց է տրված, որ բացի կլանումից, որը էապես տարբերվում է խառնուրդային մակարդակների համասեռ և ոչ համասեռ շեղման դեպքերի համար, առկա են նաև թույլ լույսի ուժեղացում:

### INTERIMPURITY ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS IN THE FIELD OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

E. M. KAZARYAN, A. O. MELIKYAN, H. R. MINASYAN

The interaction of a strong electromagnetic wave with a semiconductor containing adequately shallow donor and acceptor centers is discussed. Expressions are obtained for activation energies and wave functions of impurities in the wave field. The interimpurity coefficient of an additional weak wave absorption is also calculated. It is shown that except the absorption, which is essentially different for the isotropic and nonisotropic level shifts, the amplification of the weak wave also takes place.