Известия НАН Армении, Физика, т. 30, №6, с. 245—248 (1995)

УДК 621.315.592

ОПТИЧЕСКИЕ ПЕРЕХОДЫ В РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКЕ ПРИ НАЛИЧИИ ОДНОРОДНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

В. А. АРУТЮНЯН, С. Л. АРУТЮНЯН, А. А. ДЖИВАНЯН, Г. О. ДЕМИРЧЯН

Гюмрийский филиал Армянского государственного инженерного университета

(Поступила в редакцию 15 февраля 1995 г.)

Рассмотрено влияние однородного электрического поля на оптическое поглощение в размерно-квантованных полупроводниковых пленках. Исследовано изменение энергетического спектра носителей и формы полосы поглощения в предельных случаях слабых и сильных полей.

Влиянию электрического поля на оптическое поглощение в массивных полупроводниках посвящено множество теоретических и экспериментальных работ (см., напр., [1, 2]). В настоящей работе рассмотрено влияние однородного внешнего поля на переходы с поглощением фотона между состояниями дискретного спектра, когда аномально малые размеры образца в одном направлении (по оси z) приводят к квантованию соответствующего поступательного движения носителей. Если в подобной пленке внешнее поле направлено вдоль оси квантования, то в аппроксимации пленки бесконечно глубокой потенциальной ямой для потенциальной энергии носителей во внешнем поле будем иметь:

$$U(z)=\begin{cases} \infty & \text{при} \quad z\leqslant 0, \quad z\geqslant L, \\ Fz & \text{при} \quad 0<z<L, \end{cases} \tag{1}$$

где F—сила, действующая на заряд со стороны внешнего поля, L—толщина пленки. В общем случае решение одномерного уравнения Шредингера с потенциалом (1) дается линейной комбинацией функций Эйри первого ($\Phi_1(x)$) и второго ($\Phi_2(x)$) рода:

$$\Psi(z)=C_1\Phi_1\left[-\left(\frac{E}{F}+z\right)\left(\frac{2m}{\hbar^2}F\right)^{1/3}\right]+C_2\Phi_2\left[-\left(\frac{E}{F}+z\right)\left(\frac{2m}{\hbar^2}F\right)^{1/3}\right], \tag{2}$$

где E и m—соответственно энергия и эффективная масса в направлении z, а C_1 и C_2—нормировочные постоянные. Энергетический спектр частицы в направлении действия поля определяется из граничных условий

$$\Psi(z)|_{z=0}=\Psi(z)|_{z=L}=0, \tag{3}$$

и в случае произвольных полей для него получаем следующее общее выражение:

$$E_n(L)=\pi^{-2/3}(F^2L^2\varepsilon)^{1/3}\alpha_n(L), \quad n=1,2,3,\ldots, \tag{4}$$

где $\varepsilon = \frac{\pi^2\hbar^2}{2mL^2}$ —основной уровень размерного квантования в отсутствие внешнего поля, $\sigma_n(L)$—при заданном L—корень уравнения, получающегося из условия разрешимости однородной системы (3). В предельных случаях слабых и сильных полей из общих выражений (2)—(4) можно получить точный вид волновых функций и энергетического спектра носителей. Соответственно рассмотрим поглощение слабой электромагнитной волны в указанных случаях.

1. Слабые поля ($FL \ll \varepsilon$).

При этом в (2—3) можно воспользоваться асимптотическим разложением функций Эйри для больших значений аргумента. Условие (3) теперь принимает вид

$$\frac{2}{3}\xi_0^{3/2} = \frac{2}{3}\xi_L^{3/2} + \pi n \quad (n = 1.2, \ldots), \tag{3'}$$

где

$$\xi_0 = \pi^{2/3}\frac{E}{FL}\left(\frac{FL}{\varepsilon}\right)^{1/3}; \quad \xi_L = \pi^{2/3}\left(\frac{E}{FL}+1\right)\left(\frac{FL}{\varepsilon}\right)^{1/3},$$

Из (3′) для энергии носителей получаем:

$$E_n = \varepsilon n^2 - \frac{FL}{2}. \tag{5}$$

Для нормировочных постоянных C_1, C_2 и волновой функции частицы при этом соответственно получаем следующие выражения:

$$C_1 \cong \sqrt{\frac{2\hbar}{L}}\left(\pi^2\frac{2m}{\hbar^2}F\right)\left(\frac{E}{FL}\right)^{1/4}\cos\left(\frac{2}{3}\xi_0^{3/2}+\frac{\pi}{4}\right),$$

$$C_2 = -C_1\operatorname{tg}\left(\frac{2}{3}\xi_0+\frac{\pi}{4}\right), \tag{6}$$

$$\Psi_n(z) \cong \sqrt{\frac{2}{L}}\left(1-\frac{FL}{4E_n}z\right)\sin\frac{\pi n}{L}z.$$

В случае перпендикулярного падения волны на пленку для коэффициента поглощения получаем:

$$\gamma(\omega,F) = \frac{e^2\mu|(\mathbf{ep})_{cv}|^2}{\hbar^3 c^3 m_0^2 \varkappa\omega L}\sum_{n_c n_v}\left|\left[1-\frac{FL}{4}\left(\frac{1}{\varepsilon_c n_c^2}+\frac{1}{\varepsilon_v n_v^2}\right)\right]\right|^2 \times$$
$$\times |f(n_c n_v)|^2 \Theta(\hbar\omega + FL - E_g - \varepsilon_c n_c^2 - \varepsilon_v n_v^2), \tag{7}$$

где m_0—масса свободного электрона, e—его заряд, μ—приведенная эффективная масса электронно-дырочной пары в направлении квантования, $\varkappa$—показатель преломления, E_g—ширина запрещенной зоны, а c и ω—соответственно скорость и частота света. Функция $f(n_c, n_v)$ представляет собой известный «пленочный фактор» (см., напр., [3]), причем индексы c и v соответственно относятся к электронам зоны проводимости и дыркам валентной зоны, $\theta(x)$ — ступенчатая функция Хевисайда. Величина $(\mathbf{ep})_{cv}$ представляет собой матричный элемент произведения векторов поляризации фотона $\mathbf{e}=\mathbf{e}(e_x,e_y,0)$ и импульса электрона $\mathbf{p}$ в плоскости пленки, построенный на двумерных блоховский амплитудах. В зависимости от правил отбора, обусловленных спецификой кристалла, $(\mathbf{ep})_{cv}$ будет описывать либо «разрешенные», либо «запрещенные» «двумерные» межзонные переходы.

Как видно из (7), наличие даже слабого поля приводит к смещению порога поглощения в длинноволновую область. «Модулирующий» полевой множитель перед $f(n_c,n_v)$ с увеличением поля медленно убывает. При заданном же значении поля этот множитель наряду с известной зависимостью $f(n_c,n_v)$ от n_c и n_v (см., напр., [4]) с ростом «пленочных» индексов вносит дополнительное уменьшение в коэффициент поглощения.

2. Сильные поля $(FL\gg\varepsilon)$.

Из чисто качественных соображений ясно, что в случае сильного однородного поля для первых низших уровней можно учесть отражение носителей только от одной поверхности пленки. Ограничившись представляющим наибольший интерес случаем основного состояния, по аналогии с [5] выберем следующую приближенную волновую функцию:

$$\Psi_1(z)=B(L-z)\exp\left(-\frac{\beta(L-z)^2}{2}\right),$$

$$\text{где} \qquad B=\sqrt{\frac{\beta^3}{\pi}}\cdot 4, \quad \beta=\left(\frac{4mF}{3\hbar^2}\right)^{2/3}. \tag{8}$$

Соответствующая энергия основного состояния E_1 теперь дается выражением:

$$E_1=FL\left[\frac{2{,}345}{\pi^{2/3}}\left(\frac{\varepsilon}{FL}\right)^{1/3}-1\right], \tag{9}$$

а для коэффициента поглощения, при той же геометрии, теперь получаем:

$$\gamma(\omega,L)=\frac{64}{9}\left(\frac{3}{2}\right)^{4/3}\frac{e^2\mu(\varepsilon_c\varepsilon_v)^{1/3}(FL)^{2/3}}{\hbar^2cm_0^2\varkappa\omega L[\varepsilon_c^{2/3}+\varepsilon_v^{2/3}]}\times$$

$$\times\exp\left\{-\left(\frac{2}{3}\right)^{2/3}\frac{1}{\pi}\left[\left(\frac{FL}{\varepsilon_v}\right)^{2/3}+\left(\frac{FL}{\varepsilon_c}\right)^{2/3}\right]\Theta(\hbar\omega+\Delta_c+\Delta_x-E_g),\right. \tag{10}$$

где $\Delta_{cv}=FL\left[1-\frac{2{,}345}{\pi^{2/3}}\left(\frac{\varepsilon_{cv}}{FL}\right)\right]^{1/3}$ соответственно смещение дна зоны проводимости и потолка валентной зоны, вызванное полем. Как видно из (10), коэффициент поглощения экспоненциально убывает с увеличением поля. Что же касается частотной зависимости, то наличие поля приводит здесь к существенному уменьшению пороговой частоты, а в пределе, к «слипанию» дна зоны проводимости и потолка валентной зоны. Так что при удачном выборе материала и размеров пленки не исключается возможность осуществления перехода полупроводник—полуметалл.

Отметим, что качественно подобное поведение коэффициента поглощения наблюдается и в случае аппроксимации пленки осцилляторным потенциалом. В этом случае для коэффициента поглощения получается следующее выражение:

$$\gamma(\omega,F)\sim\exp\left\{-\frac{1}{2\hbar^2}\left[\left(\frac{FL}{\varepsilon_c}\right)^2+\left(\frac{FL}{\Xi_v}\right)^2-\frac{2F^2L^2}{\Xi_c\Xi_v}\right]\right\},$$

которое с незначительной погрешностью в рассмотренных выше предельных случаях сводится к результатам (7) и (10).

ЛИТЕРАТУРА

1. **В. А. Тягай, О. В. Снитко.** Электроотражение света в полупроводниках. Киев, Наукова думка, 1989, 302 с.
2. **A. G. Aronov, A. S. Ioselevich.** Exciton Electrooptics, с. 267, 1982.
3. **В. Г. Коган, В. З. Кресин.** ФТТ, 11, 3230 (1969).
4. **Э. М. Казарян, Р. Л. Энфиаджян.** ФТП, 5, 2002 (1971).
5. **В. М. Галицкий, Б. М. Карнаков, В. И. Коган.** Задачи по квантовой механике. М., Наука, с. 21, 1981.

ՕՊՏԻԿԱԿԱՆ ԱՆՑՈՒՄՆԵՐԸ ՉԱՓԱՅԻՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՈՒՄ ՀԱՄԱՍԵՌ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Ս. Լ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Ա. ՋԻՎԱՆՅԱՆ, Գ. Հ. ԴԵՄԻՐՃՅԱՆ

Քննարկված է համասեռ էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը օպտիկական անցումների վրա չափային քվանտացված կիսահաղորդչային թաղանթում։ Ստացված են լիցքակիրների ալիքային ֆունկցիաները և էներգետիկ սպեկտրի տեսքը թույլ և ուժեղ դաշտերի սահմանային դեպքերում։ Երկու դեպքում էլ դաշտի աճը բերում է կլանման շեմային հաճախության շեղմանը դեպի ցածրհաճախային տիրույթ և կլանման գործակցի նվազմանը։

OPTICAL TRANSITIONS IN A SIZE-QUANTIZED SEMICONDUCTOR FILM IN HOMOGENEOUS ELECTRIC FIELD

V. A. HAROUTUNIAN, S. L. HAROUTUNIAN, H. A. JIVANIAN, G. H. DEMIRJIAN

The influence of homogeneous electric field on the optical transitions in a size-quantized semiconductor film is considered. The wave functions and energetic spectrum of carriers are obtained in the limiting cases of weak and strong fields. In both cases the field increasing causes a displacement of threshold frequency to the low-frequency range and a decrease of absorption coefficient.