

01; 06.2; 06.3

© 1990

ЭФФЕКТЫ ДЕПОЛЯРИЗАЦИИ В СПЕКТРАХ
ФОТОИОНИЗАЦИИ КВАНТОВЫХ ЯМ

Ф.Л. С е р ж е н к о, В.Д. Ш а д р и н

Фотоприемники на структурах с квантовыми ямами (КЯ), принцип действия которых основан на фотоионизации ям, привлекают в последнее время внимание в связи с хорошими перспективами их использования в качестве быстродействующих приемников ИК излучения [1]. Оптимальными с точки зрения поглощения являются „резонансные“ ямы, у которых дно второй подзоны размерного квантования совпадает с верхом ямы. В одноэлектронном приближении вероятность фотоионизации таких ям аномально возрастает вблизи порога поглощения $W(\omega) \sim (\hbar\omega - E_1)^{-1/2}$, где E_1 – энергия ионизации, ω – частота падающего излучения [2, 3]. Между тем, при увеличении концентрации электронов в ямах должны усиливаться эффекты деполаризации падающего излучения. Особенно заметными должны быть эти эффекты для „резонансных“ ям вблизи порога поглощения из-за аномального возрастания вероятности фотоионизации, следовательно, и мнимой части диэлектрической проницаемости (ДП) электронного газа в КЯ. Эффекты деполаризации при фотоионизации КЯ рассматривались ранее в [4, 5]. В работе [4] в основном рассматривалось влияние деполаризации на пороговые характеристики фотоприемника на одиночной КЯ. В [5] получен спектр fotocувствительности КЯ с учетом деполаризации. В настоящей работе, также как и в [5], рассматривается спектр фотоионизации КЯ. Отличие нашего подхода от [5] состоит в том, что рассмотрена дисперсия не только мнимой, но и вещественной части ДП слоя $\epsilon_{zz}(\omega)$ в направлении, перпендикулярном слоям, а также использовано правильное выражение для коэффициента поглощения слоя $\alpha_c(\omega) = \frac{2\omega}{c} J_m \sqrt{\tilde{\epsilon}_{zz}(\omega)}$, где $\tilde{\epsilon}_{zz}(\omega)$ – ДП слоя с учетом деполаризации. Все это приводит к существенному отличию полученных здесь результатов от [5].

Рассмотрим прямоугольную „резонансную“ КЯ с полушириной a и глубиной U_0 . В „резонансных“ КЯ величины a и U_0 связаны между собой условием [2, 3] $U_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{8ma^2}$, где m – эффективная масса электронов, а $E_1 = 0.646 U_0$. Как и в [4], будем считать, что ДП слоя, содержащего электроны $\epsilon_{zz} = \epsilon_1 + i\epsilon_2$, а непоглощающего слоя $\epsilon_{zz} = \epsilon_\infty$, где ϵ_∞ – высокочастотная ДП. Величину $\epsilon_2(\omega)$ можно записать через вероятность фотоионизации $W(\omega)$, вычисленную в [3] в одноэлектронном

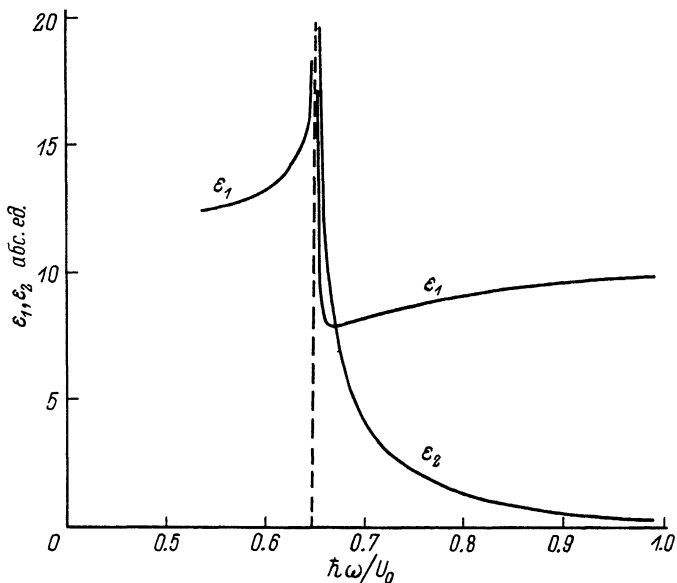


Рис. 1. Зависимость вещественной и мнимой частей диэлектрической проницаемости $\epsilon_{zz}(\omega) = \epsilon_1(\omega) + i\epsilon_2(\omega)$ от энергии $\frac{\hbar\omega}{U_0}$ для концентрации электронов $N_S = \frac{N_0}{2}$.

приближении $\epsilon_2(\omega) = \frac{cn_2 W(\omega)}{2\omega(a+\lambda_0)}$, где n_2 - показатель преломления, λ - глубина спада волновой функции электрона под барьер. Используя $W(\omega)$ из [3], получим

$$\epsilon_2(\omega) = \frac{64}{\pi^2} \frac{e^2 a^3 N_S}{(a+\lambda_0)^2} \frac{(U_0 - E_1) U_0^{5/2}}{(\hbar\omega)^4 \sqrt{\hbar\omega - E_1}} \cdot F\left(\frac{\hbar\omega - E_1}{U_0}\right), \quad \omega > \frac{E_1}{\hbar}, \quad (1)$$

где N_S - поверхностная концентрация электронов в яме, а функция $F(x)$ для "резонансных" ям имеет вид

$$F(x) = \frac{x}{x + (1+x) \operatorname{ctg}^2 \left[\frac{\pi}{2} \sqrt{1+x} \right]}.$$

Вещественную часть ДП слоя определим из соотношения Крамера-Кронига:

$$\epsilon_1(\omega) = \epsilon_\infty + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \frac{x \epsilon_2(x)}{x^2 - \omega^2} dx. \quad (2)$$

На рис. 1 приведены зависимости $\mathcal{E}_1(\omega)$ и $\mathcal{E}_2(\omega)$ в окрестности порога поглощения для концентрации $N_s = \frac{N_0}{2}$, где N_0 соответствует полному заполнению ямы, т.е. числу состояний в подзоне от ее дна до верха ямы. Из рисунка видно, что в интересующей нас области вблизи порога поглощения $\mathcal{E}_1(\omega)$ и $\mathcal{E}_2(\omega)$ сравнимы по величине. Существенной является также дисперсия $\mathcal{E}_1(\omega)$. Ввиду сравнимости $\mathcal{E}_1(\omega)$ и $\mathcal{E}_2(\omega)$ для определения коэффициента поглощения слоя, содержащего электроны, следует использовать формулу $\alpha_c(\omega) = \frac{2\omega}{c} \text{Im} \sqrt{\mathcal{E}_1 + i\mathcal{E}_2}$. Даже в той области частот, где $\mathcal{E}_2 \ll \mathcal{E}_1$ и $\alpha_c(\omega) \approx \frac{\omega}{c} \frac{\mathcal{E}_2(\omega)}{\sqrt{\mathcal{E}_1(\omega)}}$, дисперсия показателя преломления приводит к большим значениям коэффициента поглощения слоя, чем вычисленного в [3] без учета этого эффекта. Если структура с КЯ имеет период L , то коэффициент поглощения в пересчете на период структуры равен $\alpha(\omega) = \alpha_c(\omega) \cdot \frac{a_{\text{эф}}}{L}$, где $a_{\text{эф}} = 2(a + \lambda_0)$ — размер локализации волновой функции электрона в первой подзоне размерного квантования в направлении, перпендикулярном слоям.

Обратимся к вычислению эффективной ДП слоя с учетом деполяризации. Запишем, следуя [6], эффективную проводимость слоя в направлении, перпендикулярном слоям $\tilde{\sigma}_{zz}(\omega) = \sigma_{zz}(\omega) \cdot \mathcal{E}_\infty (\mathcal{E}_1(\omega) + i\mathcal{E}_2(\omega))^{-1}$, где $\sigma_{zz}(\omega)$ — проводимость слоя без учета деполяризации, определяемая из уравнения $\mathcal{E}_{zz}(\omega) = \mathcal{E}_\infty + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{zz}(\omega)$. Эффективная ДП слоя равна $\tilde{\mathcal{E}}_{zz}(\omega) = \mathcal{E}_\infty + \frac{4\pi i}{\omega} \tilde{\sigma}_{zz}(\omega)$. Отсюда получаем

$$\begin{aligned} \tilde{\mathcal{E}}_1(\omega) &= \text{Re} \tilde{\mathcal{E}}_{zz}(\omega) = \mathcal{E}_\infty \left(2 - \frac{\mathcal{E}_\infty \mathcal{E}_1}{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2} \right), \\ \tilde{\mathcal{E}}_2(\omega) &= \text{Im} \tilde{\mathcal{E}}_{zz}(\omega) = \frac{\mathcal{E}_\infty^2 \mathcal{E}_2}{\mathcal{E}_1^2 + \mathcal{E}_2^2}. \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициент поглощения структуры равен

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \frac{\sqrt{2} \omega a_{\text{эф}}}{cL} \sqrt{\sqrt{\tilde{\mathcal{E}}_1^2 + \tilde{\mathcal{E}}_2^2} - \tilde{\mathcal{E}}_1}. \quad (4)$$

Соотношение (4) вместе с (1)–(3) дает возможность найти коэффициент поглощения с учетом деполяризации. На рис. 2 приведены графики функций $\tilde{\alpha}(\omega)$ и $\alpha(\omega)$ для „резонансной“ слоистой структуры $\text{GaAs} - \text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ с параметрами: $U_0 = 0.192$ эВ, $m = 0.065 m_0$, $\mathcal{E}_\infty = 10.9$, $L = 250$ Å. При этом $a = 27$ Å, $a_{\text{эф}} = 100$ Å, порог фотоионизации соответствует длине волны $\lambda_1 = 10$ мкм, величина периода структуры выбрана из условия слабого перекрытия волновых функций электронов в соседних ямах. При данной концентрации $\tilde{\alpha}(\omega)$ меньше чем $\alpha(\omega)$ в при-

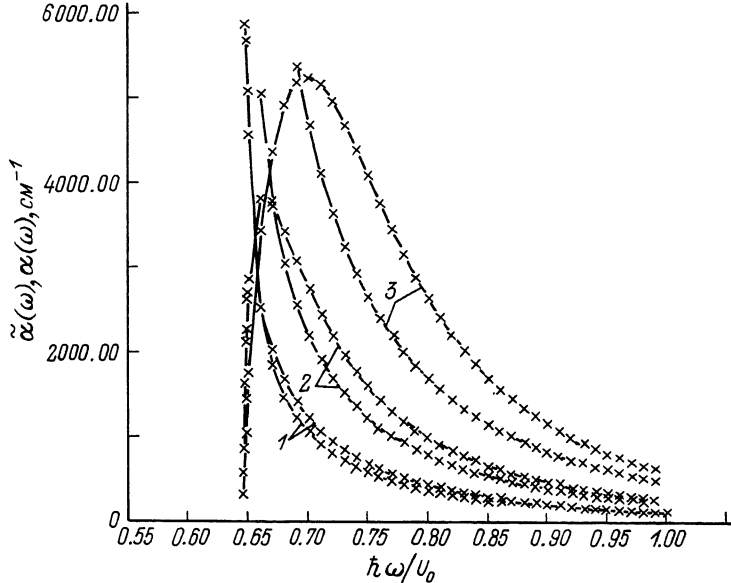


Рис. 2. Зависимость коэффициента поглощения структуры с „резонансными“ квантовыми ямами и с коротковолновой границей $\lambda_1 = 10$ мкм от энергии фотонов. Пунктир – с учетом дисперсии $\epsilon_r(\omega)$. Сплошная линия – с учетом деполяризации.

$$1 - N_s = \frac{N_0}{6}, \quad 2 - N_s = \frac{N_0}{3}, \quad 3 - N_s = \frac{2N_0}{3}.$$

пороговой области частот и превосходит $\alpha(\omega)$ вне этой области. Отметим, что этот результат не зависит от выбора величины L . Таким образом, эффект деполяризации сказывается в уменьшении коэффициента поглощения только вблизи порога. В этой части полученной нами результат существенно отличается от результата работы [5], в которой получено, что $\tilde{\alpha}(\omega) < \alpha(\omega)$ при всех частотах и $\tilde{\alpha}(\omega) \leq \alpha_{max}$, где α_{max} – величина, не зависящая от концентрации электронов в яме. Максимум поглощения достигается на частоте ω_m , причем $(\omega_m - \omega_1) \sim N_s$, что совпадает с результатами [4] и отличается от [5]. Что касается значения коэффициента поглощения в максимуме, то эта величина увеличивается при росте N_s (рис. 2).

Остановимся подробнее на причинах расхождения результатов настоящей работы и [5]. В статье [5] использовалась формула

$$\tilde{\alpha}(\omega) = \frac{\omega}{cn_x} \text{Im} \epsilon_{эф}(\omega), \quad (5)$$

справедливая при $\text{Im } \epsilon_{\text{эф}} \ll \text{Re } \epsilon_{\text{эф}} = n_x^2$, где эффективная ДП структуры $\epsilon_{\text{эф}}(\omega)$ определялась из соотношения (в наших обозначениях)

$$\frac{a_{\text{эф}}}{\epsilon_1 + i\epsilon_2} + \frac{L - a_{\text{эф}}}{\epsilon_\infty} = \frac{L}{\epsilon_{\text{эф}}} \quad (6)$$

При этом в [5] полагалось $\epsilon_1 = \epsilon_\infty = \epsilon_0$, где ϵ_0 - статическая ДП полупроводника, т.е. вовсе не учитывалась дисперсия $\epsilon_1(\omega)$. Отметим, что формула (6) применима для слабопоглощающих, в смысле $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$, слоев. Между тем, в [5] это соотношение применялось и для области, в которой $\epsilon_2 \gg \epsilon_1$. Например, положение максимума $\tilde{\alpha}(\omega)$ в [5] соответствует частоте, при которой $\epsilon_2 = \epsilon_0 \frac{L}{L - a_{\text{эф}}}$. Полагая в (5) и (6) $\epsilon_2 \ll \epsilon_1$ и $\epsilon_1 = \epsilon_\infty = \epsilon_0$, приходим к выражению $\tilde{\alpha}(\omega) = \frac{\omega \epsilon_2 a_{\text{эф}}}{c n_x L}$,

т.е. к формуле для коэффициента поглощения [3] без учета как деполяризации, так и дисперсии $\epsilon_1(\omega)$. Таким образом, применение (5) и (6) на самом деле не дает возможности последовательно учесть эффект деполяризации в спектрах поглощения.

Что касается результатов [4], то качественно они соответствуют полученным в данной статье, несмотря на использование формулы $\tilde{\alpha}(\omega) \sim \text{Im } \tilde{\epsilon}_{zz}$. Такое согласие связано в основном с тем, что в [4] учтена дисперсия $\epsilon_1(\omega)$.

В заключение отметим, что учет деполяризации в спектрах фотоионизации КЯ приводит к уменьшению $\tilde{\alpha}(\omega)$ вблизи порога вплоть до $\tilde{\alpha}(\omega_1) = 0$, однако в широкой области спектра следствием эффекта деполяризации является увеличение $\tilde{\alpha}(\omega)$ по сравнению с коэффициентом поглощения без учета экранировки. При увеличении концентрации электронов в яме максимум $\tilde{\alpha}(\omega)$ сдвигается вправо (деполяризационный сдвиг) и растет по величине. В рассматриваемой модели этот рост ограничен только степенью заполнения ямы электронами. Конечно, вопрос об оптимальной концентрации N_g можно решить только при совместном исследовании как фотоэлектрических, так и пороговых характеристик фотоприемника на основе структуры с КЯ.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Levine B.F., Vethena C.G., Hasnain G., Walker J., Malic R.J. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N. 12. P. 747-749.
- [2] В у л ь Ф.Я., Ш и к Ф.Я., Ш м а р ц е в Ю.В. // Письма в ЖТФ. Т. 12. № 5. С. 257-261.
- [3] О с и п о в В.В., С е р ж е н к о Ф.Л., Ш а д р и н В.Д. // ФПП. 1989. Т. 23. С. 809-812.
- [4] G o o s e n K.W., L y o n S.A. // Appl. Phys. 1988. V. 63. P. 5149-5153.