

# ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННОЕ МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЁТКАМИ

Г.Б. ИБРАГИМОВ

Институт Физики АН Азербайджана,  
370143, Баку, пр. Г. Джавида, 33

Получено, что в поле интенсивной звуковой волны должно наблюдаться заметное уменьшение поглощения на основной частоте. Действие звуковой волны приводит к возникновению дополнительных максимумов в поглощении, связанных с наличием квазиуровней зонных состояний в интенсивном звуковом поле, причём энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется энергией кванта звука.

В последнее время заметно возрос интерес к изучению взаимодействия звуковых волн с электронами кристаллов [1-3], помещённых в квантующее магнитное поле. Исследование влияния интенсивной звуковой волны на межзонное магнитопоглощение в полупроводниках [1] показывает, что при определённых условиях форма линии коэффициента поглощения может определяться полем внешней звуковой волны. В работе [2] показана возможность резонансного взаимодействия ультразвука с электронами сверхрешётками. В настоящей работе рассматривается влияние интенсивной звуковой волны на межзонные магнитооптические переходы в полупроводниковых сверхрешётках.

Сверхрешетка предполагается акустически одномерной, длина свободного пробега электрона превышает длину звуковой волны. В этом случае взаимодействие электрона со звуковой волной можно рассматривать, как поглощение и испускание электронами акустических фононов.

В квантующем магнитном поле ( $H \parallel OZ, OZ$  ось  $CP$ ) электроны сверхрешетки в поле звуковой волны описываются уравнением Шредингера с гамильтонианом

$$H = H_0 + H_1, \quad (1)$$

где

$$H_0 = \frac{P_x^2 + \left( P_y - \frac{e}{c} \cdot H_x \right)^2}{2 \cdot m} + E_z(P_z),$$

$$H_1 = \frac{1}{2} \cdot V_{c,v}^0 \left[ e^{iqx} e^{-i\omega t} + e^{-iqx} e^{i\omega t} \right], \quad [V_{c,v}^0] = \frac{2IE_{c,v}^2}{\rho_0 v^3}$$

Здесь  $E_v, E_c$  - константы деформационного потенциала дырки и электрона, соответственно,  $\rho_0$  - плотность сверхрешетки,  $v$ -скорость звука,  $I$ -поток энергии звуковой волны,  $q$  - волновой вектор звуковой волны ( $q \perp H$ ).

Для  $E_z(P_z)$  обычно используют модельный спектр в приближении сильной связи [4]

$$E_z(P_z) = -\frac{\Delta}{2} \cos\left(\frac{P_z d}{\hbar}\right) \quad (2)$$

Волновые функции электрона в зоне проводимости найдены в виде разложения по собственным функциям  $Q_a^c(r)$  оператора  $H_0$

$$\varphi_a^c(r, t) = \sum_{a'} B_{aa'}^c(t) Q_{a'}^c(r) e^{-\frac{i t}{\hbar} E_a^c} \quad (3)$$

$B_{aa'}^c(t)$  связан с матричным элементом оператора взаимодействия электрона со звуковой волной на волновых функциях зонного электрона [3]

$$B_{aa'}^c(t) = \delta_{k_x k_x'} \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(k_x - k_x')x} \exp\left\{ -\frac{i}{\hbar} V_{c,v}^0 U_n \int_0^t \cos(qx + i\omega t_1) dt_1 \right\} dx \quad (4)$$

Собственные функции  $Q_a^c(r)$  и энергии  $E_a^c$  оператора  $H_0$  имеют вид [5]

$$Q_a = \exp[i(K_x X + K_z Z) \varphi(y - y_0)]$$

$$E_a = \left( N + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_c - \frac{\Delta}{2} \cos dk_z$$

$\alpha(K_x, K_z, N)$  - квантовые числа носителя в квантующем магнитном поле. Для простоты, ограничимся рассмотрением оптических переходов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости.

Число переходов электронов из нулевого уровня Ландау валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в единицу времени в единице объёма с поглощением света в поле звуковой волны имеет вид

$$W = \frac{e^2 |A_0|^2}{\hbar^2 c V} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right| \sum_{k_x, k_z, p} J_p^2(\rho) \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp \left\{ -\Gamma_{cv} |t| - \frac{it}{\hbar} (\Delta \cos dk_z + S_p) \right\} \quad (5)$$

где  $A_0$  - амплитуда электромагнитной волны,  $P_{cv}$  - матричный элемент оператора импульса на волновых функциях зонных электронов,  $J_p(\rho)$  - функции Бесселя действительного аргумента,  $V$  - объём основной области кристалла

$$\rho^2 = \frac{2I(E_c - E_v)^2}{\rho_0 v^3 (\hbar \omega)^2} \quad (6)$$

$$S_p^+ = E_g + \frac{\hbar \omega_n}{2} - \hbar \Omega + p \hbar \omega$$

здесь  $\omega_n = \frac{eH}{\mu c}$  - циклотронная частота,  $\omega$  - частота звука,

$\mu^{-1} = \mu_h^{-1} + \mu_e^{-1}$ ,  $\mu_e$ ,  $\mu_h$  - эффективные массы электрона и дырки,  $\Omega$  - частота света,  $E_g$  - ширина запрещённой зоны,  $\Gamma_{cv}$  - связано с вероятностью рассеяния носителей на акустических колебаниях кристаллической решётки и его учёт необходим для устранения расходимостей вероятностей переходов, возникающих из-за особенности плотности состояний носителей в квантующем магнитном поле. В случае упругого рассеяния  $\Gamma_{cv}$  имеет вид [3]

$$\Gamma_{cv} = \frac{\gamma}{\sin k_z d} \quad (7)$$

$$\gamma = \frac{(E_c^2 + E_v^2) \cdot K_0 T}{4\pi \rho_0 v^2 \hbar R^2 \Delta d}$$

где  $R^2 = c\hbar/eH$  - квадрат магнитной длины,  $T$  - абсолютная температура.

В результате коэффициент поглощения света, связанный с переходом из нулевого уровня валентной зоны на нулевой уровень Ландау зоны проводимости в поле интенсивной звуковой волны, можно записать в виде

$$\alpha = \frac{e^2}{2\pi c \Omega n_0 R^2 d \Delta} \left| \frac{P_{cv}}{m_0} \right|^2 \sum_p J_p^2(\rho) J(S_p^+) \quad (8)$$

$$a = \frac{2\Delta}{\hbar \gamma}$$

$$J(S_p^+) = \int_0^a \frac{dx}{1 + \left(1 - \frac{x^2}{a^2}\right) (x + \bar{S}_p^+)}$$

$$\bar{S}_p^+ = \frac{S_p^+}{\hbar \gamma}$$

где  $n_0$  - показатель преломления.

Если пренебречь взаимодействием электронов с колебаниями кристаллической решетки ( $\Gamma_{cv}=0$ ) и со звуковой волной ( $\rho=0$ ), то  $\alpha(\Omega)$  совпадает с выражением для коэффициента поглощения света в полупроводниках со сверхрешеткой в квантующем магнитном поле, полученным в [5]. Для следующих параметров СР:  $\rho_0=5$  г/см<sup>3</sup>,  $E_c=7$  эВ,  $E_v=1$  эВ,  $v=3 \cdot 10^5$  см/с,  $\omega=10^{10}$  с<sup>-1</sup>,  $I=1$  Вт/см<sup>2</sup>,  $\rho=11$  и влияние интенсивной звуковой волны на процессы межзонного поглощения света может оказаться существенным. Известно, что функция Бесселя  $J(\rho)$  принимает максимальное значение при  $\rho=0$ . При значениях  $\rho > 0$ , как легко видеть из (8) в поле интенсивной звуковой волны должно наблюдаться заметное уменьшение на основной частоте.

$\alpha(\Omega)$  имеет максимумы при  $S_p^+ = 0$  (разнесённые по частоте для различных  $P$ ), которые связаны с наличием квазиуровней в интенсивном звуковом поле, причём энергетическое расстояние между соседними максимумами определяется энергией кванта звука.

[1] Э.П. Синявский, Е.Ю. Сафранов. ФТП, 1990, т. 32, №9, с. 2836-2838.  
 [2] С.В. Крючков. ФТП, 1990, т. 24, № 11, с. 2054-2056.  
 [3] Г.Б. Ибрагимов. Fizika, 1997, т. 3, № 3, с.6-8. III Всероссийская конференция по физике полупроводников. Полупроводники 97.

[4] В.М. Поляновский. ФТП, 1980, т.14, №7, с.1399-1401.  
 [5] I.A. Chaikovski, G.M. Shmelev and N.A. Enaki. Phys. Stat. Sol., 1991, 108, № 2, p. 559-566.

H.B. İbrahimov

## YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ MAQNİT SAHƏSİNDƏ ZONALARARASI UDULMAYA İNTENSİV SƏS DALĞALARININ TƏSİRİ

İntensiv səs dalğaları sahəsində fundamental udulmada azalma müşahidə olunur. Səs dalğalarının təsiri udulmada əlavə piklərin yaranmasına gətirir, bu isə səs dalğaları sahəsində kvazisəviyyələrin olması ilə əlaqədardır və piklər arasında energetik məsafə səs kvantının enejiisi ilə müəyyən olunur.

**ВЛИЯНИЕ ИНТЕНСИВНОЙ ЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ НА МЕЖЗОННОЕ МАГНЕТОПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ...**

**Н.В. Ibragimov**

**INFLUENCE OF SOUND WAVE STRENGTH ON INTERBAND MAGNETOABSORPTION  
IN SEMICONDUCTORS WITH SUPERLATTICE**

It is obtained that in the field of intensive sound wave must be observed marked decrease of absorption on base frequency. Effect of sound wave leads to the appearance of additional peak of absorption due to presence of quasi-levels of band states in intensive sound field and energy distance between neighbor maximums is determined by the sound quantum energy.

*Дата поступления: 08.04.99*

*Редактор: Ф.М. Гашимзаде*