

[6] Шур В. Я., Груверман А. Л., Корovina Н. В. и др. ФТТ, 1988, т. 30, № 1, с. 299—302.

[7] Попов Ю. А., Субботин А. Л., Шур В. Я. Сегнетоэлектрики и пьезоэлектрики. Калинин, 1988, с. 96—101.

[8] Струков Б. А., Леванюк А. П. Физические основы сегнетоэлектрических явлений в кристаллах. М.: Наука, 1983. 240 с.

Уральский государственный
университет им. А. М. Горького
Свердловск

Поступило в Редакцию
3 мая 1988 г.

УДК 538.94;621.315

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ВИСМУТА

А. Т. Гаджиев, Ф. М. Гашимбаев, Н. Б. Мустафаев

Теоретическое исследование поглощения света свободными носителями в размерно-квантованных пленках висмута проведено в [1, 2]. При этом электронный спектр описывался стандартными моделями: параболической (ПМ) [1] и непараболической (НПМ) [2]. В [3] предложена модель энергетического спектра носителей, учитывающая характерные особенности висмута. Эта модель Абрикосова—Коэна (АКМ) широко используется при изучении свойств массивного висмута [4]. В [5] АКМ применялась для расчета гальваномагнитных коэффициентов тонких пленок висмута. В настоящей работе рассмотрено поглощение света свободными электронами при межподзонных переходах в размерно-квантованной пленке висмута на основе АКМ. Полученные результаты качественно отличаются от результатов работ [1, 2]. Как показано ниже, эти отличия сводятся в основном к следующему.

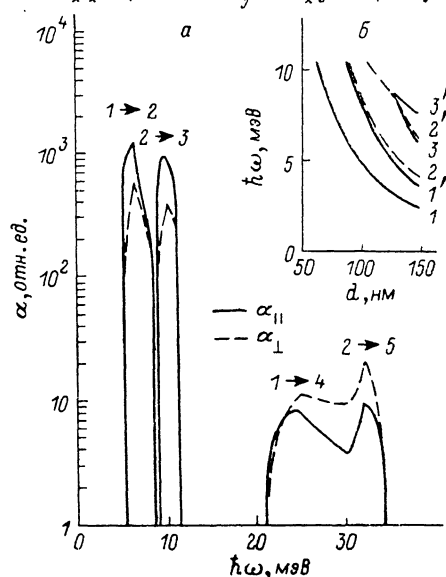
1) Если на пленку, поверхность которой перпендикулярна тригональной оси z , падает свет, поляризованный в плоскости пленки ($\mathbf{x} \perp z$), то в случае АКМ поглощение на свободных электронах имеет место даже в пренебрежении малым углом наклона изоэнергетической поверхности электронов к бинарно-биссекторной плоскости. В рамках же ПМ и НПМ переходы между размерными электронными подзонами становятся разрешенными только при учете угла наклона или же спин-орбитального взаимодействия [2].

2) В случае ПМ переходы между подзонами n и n' происходят на резонансной частоте, равной энергетическому расстоянию между минимумами подзон. Спектр поглощения в бесстолкновительном приближении представляет собой набор резонансных линий нулевой ширины, соответствующих нечетным значениям $\Delta n = n' - n$. Учет непараболическости приводит к уширению резонансных линий. Образовавшиеся полосы поглощения не пересекаются друг с другом [2]. В рамках же АКМ вследствие большего, чем в НПМ, уширения резонансных линий допускается пересечение полос поглощения.

3) В рамках ПМ и НПМ в резонансе максимум коэффициента поглощения α не ограничен (без учета столкновений). В случае АКМ из-за значительной анизотропии и сильной непараболическости спектра α всегда имеет конечное значение. Величины $\alpha_{\perp} (\mathbf{x} \perp z)$ и $\alpha_{\parallel} (\mathbf{x} \parallel z)$ одного порядка, в то время как для стандартных моделей имеет место соотношение $\alpha_{\parallel} \gg \alpha_{\perp}$ [2].

Как известно, поверхность Ферми электронов в висмуте состоит из трех долин, повернутых вокруг оси z на 120° и наклоненных к бинарно-биссекторной плоскости под углом $\theta = 6^\circ 23'$ [4]. Нами рассмотрен случай,

когда поверхность пленки перпендикулярна оси z . Волновые функции электронов в одной долине искались в виде одностоячей матрицы с элементами $C_j U_j f(z) \exp(ik\rho)$ (индекс « j » принимает значения от 1 до 4), где $k=(k_x, k_y, 0)$, $\rho=(x, y, 0)$, ось x направлена вдоль бинарной оси, y — вдоль биссекторной оси (углом наклона θ пренебрегается), U_j — блоховские множители. Неизвестные коэффициенты C_j и функция $f(z)$ определялись из решения системы четырех дифференциальных уравнений, полученных при помощи эффективного гамильтониана АКМ. Условие размерного квантования имеет квазиклассический вид $k_z = \pi n/d$ (n — квантовое число, d — толщина пленки), если на обеих границах пленки U_j имеет одно и то же значение \bar{U}_j . При этом



Частотная зависимость коэффициента поглощения α света в пленке висмута толщиной 100 нм (а) и зависимость частоты поглощения света от толщины d пленок (б).

а: цифрами указаны переходы $n \rightarrow n'$, обуславливающие поглощение; б: кривые 1, 1' образуют полосу частот поглощения, соответствующую переходам $1 \rightarrow 2$; 2, 2' — переходам $2 \rightarrow 3$; 3, 3' — переходам $3 \rightarrow 4$.

зона проводимости и валентная зона описываются волновыми функциями

$$\psi_{k,n}^j = \exp(ik\rho) \left(A_{k,n}^j \sin \frac{\pi n z}{d} + B_{k,n}^j \cos \frac{\pi n z}{d} \right). \quad (1)$$

Явный вид $A_{k,n}^j$, $B_{k,n}^j$ определяется параметрами АКМ и блоховскими множителями. Отметим, что на границах пленки $A_{k,n}^j \neq B_{k,n}^j = 0$.

Спектр электронов имеет вид

$$\left(E_{k,n} - \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \right) \left(E_{k,n} + E_g + \mu \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} \right) = (\hbar k_x V_x)^2 + \left(\hbar \frac{\pi n}{d} V_z \right)^2, \quad (2)$$

где μ характеризует незеркальность зон L_α и L_β в направлении y .

Рассмотрены прямые оптические переходы между электронными размерными подзонами $n \rightarrow n'$. Матричный элемент перехода $M_{nn'}$ для поляризации света $\mathbf{\kappa} \parallel x$ отличен от нуля, если номера подзон n и n' имеют разную четность. Для поляризации $\mathbf{\kappa} \parallel y$ $M_{nn'} = 0$ для любых n и n' . Это обусловлено тем, что в рамках АКМ ближайшие в точке L зона проводимости и валентная зона не взаимодействуют в направлении y . Суммирование по трем долинам дает при $\mathbf{\kappa} \perp z$ следующее выражение для коэффициента поглощения:

$$\alpha_1 = \frac{3}{2} \frac{4(\mu+1) V_x}{N(\mu-1) c \hbar d} \left(\frac{4e\epsilon_0}{\pi} \right)^2 \sqrt{\frac{m_y}{(\mu-1) E_g}} \times \sum_{n,n'} \frac{(n'n)^2 / (n'^2 - n^2)^2}{\epsilon_0^4 (n'^2 - n^2)^2 - \zeta^4} J_{nn'}(\omega, E_F), \quad (3)$$

где N — показатель преломления, E_F — энергия Ферми, $\epsilon_0 = \pi \hbar V_x / E_g d$, $\zeta = \hbar \omega / E_g$, а $J_{nn'}(\omega, E_F)$ выражается через эллиптические интегралы и тождественно обращается в нуль раньше, чем знаменатель в (3).

Зависимость $\alpha_1(\omega)$ при гелиевых температурах, рассчитанная по формуле (3) для пленки толщиной 100 нм, показана на рисунке а. При этом

использовались параметры АКМ из [4] и результаты расчета толщинной зависимости E_F из [5]. Отметим, что область частот поглощения определяется условием $E_{k, n} \leq E_F < E_{k, n'}$. Рисунок, б иллюстрирует изменение положения полос поглощения с толщиной пленки. При $d > 80$ нс дно подзоны 2 оказывается ниже E_F , переходы $2 \rightarrow 3$ становятся разрешенными и происходит расщепление полосы поглощения. При $d > 120$ нм дно подзоны 3 ниже E_F , поэтому появляется полоса поглощения, соответствующая переходам $3 \rightarrow 4$.

Поглощение света свободными носителями в пленках висмута, по видимому, наблюдалось в [6], хотя авторы и не акцентируют внимание на этом из-за сложности однозначной идентификации эффектов размерного квантования на фоне интерференционных.

Л и т е р а т у р а

- [1] Cotter A. A. J. Phys. C, 1975, vol. 8, N 23, p. 4135—4146.
- [2] Zaluzny M., Lukasik A. Phys. St. Sol. (b), 1986, vol. 137, N 2, p. 607—617; Zaluzny M. J. Phys. C, 1986, vol. 19, N 8, p. L177—L180.
- [3] Abrikosov A. A. J. Low Temp. Phys., 1972, vol. 8, N 3—4, p. 315—338; Cohen M. H. Phys. Rev., 1961, vol. 124, N 2, p. 387—395.
- [4] Беловолов М. И., Брандт Н. В., Вавилов В. С., Пономарев Я. Г. ЖЭТФ, 1977, т. 73, № 2, с. 721—731.
- [5] Mustafaev N. B., Shakhhtakhtinskii M. G., Shteinshreiber V. J., Gadzhiev A. T. Thin Sol. Films, 1986, vol. 137, N 1, p. 7—10.
- [6] Claessen L. M., Jansen A. G. M., Wyder P. Phys. Rev. B, 1986, vol. 33, N 12, p. 7947—7955.

Институт физики АН АзССР
Баку

Поступило в Редакцию
4 мая 1988 г.

УДК 621.315.592

Физика твердого тела, том 30, в. 10, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 10, 1988

АНИЗОТРОПНОЕ ОТРИЦАТЕЛЬНОЕ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ КВАЗИДВУМЕРНЫХ δ -ЛЕГИРОВАННЫХ СЛОЕВ GaAs

Г. М. Гусев, Э. Д. Квон, Д. И. Лубышев, В. П. Мигаль,
В. Н. Овсяк, В. В. Преображенский, С. И. Стенин

Несколько лет назад в физике двумерных электронных систем появился новый интересный объект — квазидвумерный δ -легированный слой электронов (или дырок), создаваемый на основе технологии молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [1, 2]. В этой системе электроны движутся в симметричной V-образной потенциальной яме, образующейся при экранировании ими потенциала примесей. Отличительные особенности указанного слоя: заполнение электронами сразу 4—5 уровней размерного квантования, сильная зависимость подвижности от номера уровня, а также важная роль межподзонного рассеяния.

В настоящей работе впервые исследовано отрицательное магнетосопротивление (ОМС) δ -легированных слоев. Установлено, что это магнетосопротивление наблюдается как при нормальной к плоскости слоя ориентации магнитного поля, так и в продольном магнитном поле и обусловлено эффектами слабой локализации. Предположено, что продольное ОМС существует и при наличии размерного квантования за счет межподзонного рассеяния. Исследуемые структуры с δ -легированием выращивались в модернизированной серийной установке МЛЭ «ПМА-12». На атомарно-чистой поверхности (100) полуизолирующего GaAs при температуре 480 °С со скоростью 1,2 мкм/ч выращивались структуры, состоящие из специально