մոլեկուլի վրա ազդող Մագնուսի ուժով։ λ= 1,35սմ կլանման սպեկտրալ գծի համար որոշված է մթնոլորտում արեգակնային ճառագայթման ռադիոպայծառության ջերմաստիճանի անկյունային կախվածությունը

A POSSIBLE MECHANISM FOR THE EMISSION OF POLARIZED RADIATION FROM THE WATER VAPOUR IN ATMOSPHERE AT THE ROTATION LINE $\lambda = 1.35$ cm AND ITS SOME UTILIZATIONS

H. G. BAKHSHYAN, K. E. KARAPETYAN

It is shown that as H_2O has the property of non-fixed gyroscopic pendulum, the absorption coefficient acquires angular anisotropy due to the action of the Magnus force near 22.235 GHz frequency of the rotation line of water vapour. Owing to that, the intrinsic dipole moments of the H_2O molecule acquire a preferred spatial orientation. For the spectral absorption line $\lambda = 1.35$ cm the angular dependence of radio-bright temperatures of solar radiation in atmosphere was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 134—139 (1990)

УДК 621.315.592

ПОВЕРХНОСТНЫЙ СЛОЙ МОТТОВСКИХ ЭКСИТОНОВ В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Г. АЛЕКСАНЯН, Ал. Г. АЛЕКСАНЯН, Г. С. НИКОГОСЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 27 июня 1989 г.)

Решена задача экситонного состояния вблизи поверхности, учитывающая светоэкситонное взаимодействие и кулоновский потенциал электрон-дырочной пары. Получены аналитические выражения для волновой функции, энергии основного состояния экситона и экситонной поляризации в зависимости от расстояния до поверхности кристалла, которые демонстрируют наличие «мертвой» зоны и ее зависимость от магнитного поля.

К настоящему времени выполнено большое количество экспериментальных работ, которые свидетельствуют о сильном влиянии состояния поверхности на спектр экситонного отражения [1].

В этой связи анализ спектра экситонных состояний, при наличии квантующего магнитного поля, направленного по нормали к поверхности кристалла, значительно расширит возможности экспериментального определения различных параметров полупроводника. В частности, для данных квантовых чисел и параметров области поверхностного заряда, изменением величины магнитного поля можно управлять величиной коэффициента отражения и даже люминесценции.

Для описания поведения экситонов вблизи поверхности большинство авторов пользуются моделью «мертвой зоны», которая, однако, не обладает полнотой описания явлений [2]. В ряде работ [3] для расчета коэффициента отражения используется метод аппроксимации приповерхностного потенциала общего вида ступенчатой кривой, которая не позволяет учесть влияние энергетической структуры экситона и светоэкситонного взаимодействия на спектры отражения.

В работах [4, 5] построена теория экситонного состояния, учитывающая светоэкситонное взаимодествие для модели δ-образного потенциала электрон-дырочного взаимодействия.

В данной работе рассматривается влияние квантующего магнитного поля на волновую функцию и поляризацию моттовских светоэкситонных состояний вблизи поверхности (здесь, в отличие от [5], точечное электрон-дырочное взаимодействие заменено кулоновским).

Ниже, для решения задачи, используется модель прямозонного полупроводника с параболическим изотропным законом дисперсии. Амплитуда электрон-дырочной пары вблизи поверхности кристалла удовлетворяет полуклассическому волновому уравнению

$$\left\{\frac{1}{2m_e}\left(-i\hbar\nabla_e+\frac{e}{c}A_e\right)^2+\frac{1}{2m_h}\left(-i\hbar\nabla_h-\frac{e}{c}A_h\right)^2-V_k(r_e,r_h)\right\}\times$$
$$\times Y(r_e,r_h)-E(R)M(r)=(\varepsilon-E_g)\,Y(r_e r_h). \tag{1}$$

Уравнение (1) получено в приближении макроскопически локального взаимодействия межзонного перехода, монохроматическим возбуждением полей $E(R)$ в присутствии квантующего магнитного поля.

В качестве координат здесь используются либо r_e и r_h, либо координаты центра масс $R=(m_e r_e+m_h r_h)/(m_e+m_h)$ и относительные координаты $r=r_e r_h$ (с началом отсчета на поверхности образца) в предположении $m_e \ll m_h$, где m_e и m_h — эффективные массы $A_e=\frac{1}{2}[H r_e]$, $A_h=\frac{1}{2}[H r_h]$ — векторные потенциалы электрона и дырки во внешнем магнитном поле H, $M(r)$ — дипольная плотность перехода, E_g — энергия щели, $V_k(r_e, r_h)$ — энергия взаимодействия электрон-дырочной пары.

С помощью преобразования

$$Y(r_e,r_h)=\exp\left\{\iota\left(p+\frac{e}{2c}[Hr]\right)\frac{R}{\hbar}\right\}\exp\left(-\frac{\iota\gamma r p}{2\hbar}\right)\Phi(R,r-\rho_0)$$

задача о поведении экситона в полях $H \perp E$ распадается на две более простые:

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_\rho^2 Q-\frac{\iota e\hbar}{2mc}\gamma H\rho\nabla_\rho Q+\frac{e^2}{8\mu c^2}H^2\rho^2 Q=WQ, \tag{2}$$

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2}{dz^2}\chi+V_{\text{эфф}}\chi-\int\frac{Q^* E(z_R)M(\rho,z)\rho\,d\rho}{\varphi_0(R)\exp\left\{\iota\left(p+\frac{e}{2c}[Hr]\right)\frac{R}{\hbar}\right\}\exp\left(-\frac{\iota\gamma r p}{2\hbar}\right)}=$$
$$=(E_0(z_R)-W)\,\chi, \tag{3}$$

$\hbar$—постоянная Планка с чертой

$$-\frac{\hbar^2}{2M}\nabla^2_{z_R}\theta + E_0(z_R)\theta = \left(\varepsilon - E_g + \frac{(2p + p_H)^2}{2M}\right)\theta, \tag{4}$$

где $\theta = \exp\left[-\left(\frac{2p + p_H}{i\hbar}\right) z_R\right]\gamma_0$, $p_H = (\hbar/a_H)$, $a_H = (\hbar c/eH)^{1/2}$,

$$V_{\text{эфф}} = -\int\limits_0^{\infty} Q^* V_k(R, r)\, Q\rho\, d\rho,\ W = eH\hbar/2\mu c,\ a_Б = \varepsilon_1 \hbar^2/\mu e^2.$$

Здесь $\gamma = (m_h - m_e)/(m_h + m_e)$ p — импульс экситона в магнитном поле $(p \perp H)(H \parallel Z)$. $\Phi(R, r - \rho_0)$, в адиабатическом приближении $\Delta E \ll E$, в цилиндрических координатах представляется в виде $\Phi(R, r - \rho_0) = \psi_0(z, \rho, R)\varphi_0(R)$, $\mu/m \ll 1$, $\psi_0(z, \rho, R) = Q(\rho)\chi(z, z_R)$, $(a_H/a_Б \ll 1)$, z, ρ $(\rho = \rho_r - \rho_0$, $\rho_0 = c[Hp]/eH^2)$ — координата «легкой» подсистемы, R—координата «тяжелой» подсистемы, $\Delta E = -(\hbar^2/2M)\int\psi_0 \nabla^2_R \psi_0 \rho\, d\rho\, dz$.

Уравнение (2), (3) описывают движение частицы массой μ в поле $H(H \perp E)$ вокруг неподвижной дырки с учетом влияния движения центра масс экситона в этом поле, а (4) — движение экситона массой $M = m_e + m_h$ в усредненном, по относительному движению, поле $E_0(R)$.

С целью учета светоэкситонного взаимодействия к этой системе уравнений следует присоединить уравнение Максвелла, в котором экситонная поляризация играет роль источника поля $E(Z_R)$.

$$\varepsilon_1\omega^2 E(z_R) + c^2\nabla^2_{z_R} E(z_R) = -\frac{\omega^2}{\varepsilon_0} p_{\text{пол.}} \tag{5}$$

Решение уравнения (3), с граничными условиями

$$\chi = 0,\ z = -Mz_R/m_e, (z_h = 0),\ z = Mz_R/m_h,\ (z_e = 0), \tag{*}$$

имеет следующий вид:

$$\chi = \frac{f\cdot\Psi_0}{\varepsilon_0 - \varepsilon}, \qquad f = \int F(z)\, dz,$$

где ε_0, Ψ_0 — энергия и волновая функция, удовлетворяющие однородному уравнению

$$\frac{d^2}{dz^2}\Psi_0 - \frac{2\mu}{\hbar^2}\cdot V_{\text{эфф}}\cdot\Psi_0 + \frac{2\mu}{\hbar^2}\varepsilon_0\Psi_0 = 0 \tag{6}$$

при граничных условиях (*), решение которого приводится в Приложении. В итоге, для значения χ в $z = 0$ получим выражение

$$\chi(0, z_R) = \frac{f}{\varepsilon - \varepsilon_0}\cdot\left(\frac{W^1_{1/2,\beta_1}(0) + W^1_{1/2,\beta_2}(0)}{\varkappa_1 \operatorname{cth}\varkappa_1 c + \varkappa_2 \operatorname{cth}\varkappa_2 b}\right),$$

которое демонстрирует зависимость волновой функции от расстояния до поверхности z_R.

Согласно [4] наиболее общее выражение для экситонной поляризации, в случае отсутствия пространственной дисперсии, упрощается и приводится к виду

$$P_{\text{пол}} = 2\int \operatorname{Re} Y(R, r) M(r)\, dr =$$

$$= \frac{eH}{\pi \hbar c} \cdot \frac{M_0^2 E(z_R)}{(\varepsilon - \varepsilon_0)} \left(\frac{W^1_{1/2, \beta_1}(0) + W^1_{1/2, \beta_2}(0)}{\varkappa_1 \operatorname{cht} \varkappa_1 c + \varkappa_2 \operatorname{cht} \varkappa_2 b} \right). \qquad (7)$$

Здесь используется приближение, согласно которому $M(r)$ отлично от нуля в пределах элементарной ячейки, размеры которой очень малы по сравнению с каким-либо характерным размером экситона, что позволяет размытый дипольный момент заменить на локализованный $M(r) \sim \sim M_0 \delta(r)$ [5]. Причем, $E(z_R)$ является решением уравнения Максвелла (5) с упрощенной правой частью, численное решение которого позволяет непосредственно рассчитать коэффициент отражения.

Из полученного выражения (7) видно, что при приближении к границе поляризация стремится к нулю, что описывает формирование мертвой зоны, а при удалении от границы в глубь образца, выходит на асимптотическое значение.

Таким образом, полученное выражение содержит результаты работ [4, 5] и показывает, что учет кулоновского взаимодействия устраняет существующие в [4, 5] особенности в значении резонансных максимумов на кривых $P(z_R)$ и $E(z_R)$ при $\omega > \omega_T$, где ω_T — «поперечная» эксистонная частота. Следует также отметить, что варьирование магнитного поля позволяет изменять параметры области, приповерхностного слоя, а следовательно, и экситонного контура отражения от поверхности полупроводника.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Решим уравнение (6) при граничных условиях (*).

Заменим эффективный потенциал в малой области вокруг начала относительной системы координат, модельным псевдопотенциалом, имеющим вид ямы с плоским дном:

$$V_{\text{эфф}} = \begin{cases} -\dfrac{e^2}{\varepsilon_1 (l + |z|)}, & z < -b,\ z > c, \\[2ex] -\dfrac{e^2}{\varepsilon_1 (l + |b|)}, & -b < z < 0,\ c = \dfrac{M z_R}{m_e},\ b = \dfrac{M z_R}{m_h} \\[2ex] -\dfrac{e^2}{\varepsilon_1 (l + |c|)}, & 0 < z < c,\ l = a_H / \sqrt{2},\ (\rho_0 \ll a_H), \\ & \qquad l = \rho_0, \qquad (\rho_0 \gg a_H), \end{cases}$$

и аппроксимируем решение уравнения (6) следующими функциями с учетом граничных условий (*):

$$\Psi_0 = A \operatorname{sh} \varkappa_1 (z - c),\ 0 < z \leqslant c,\ \varkappa_1 = \left(-\frac{2\mu}{\hbar^2} \left[\frac{e^2}{\varepsilon_1 (l + |c|)} + \varepsilon_0 \right] \right)^{1/2} \quad (a)$$

$$\Psi_0 = B\,\mathrm{sh}\,\varkappa_2(z+b),\; -b \leqslant z < 0,\; \varkappa_2 = \left(-\frac{2\mu}{h^2}\left[\frac{e^2}{\varepsilon_1(l+|b|)} + \varepsilon_0\right]\right)^{1/2}, \quad (б)$$

где A и B — функции от z_R.

Из условия непрерывности волновых функций (а) и (б) в $z=0$

$$B = -\frac{A\,\mathrm{sh}\,\varkappa_1 c}{\mathrm{sh}\,\varkappa_2 b}. \quad (е)$$

Условия непрерывности в $z=0$ первых производных аппроксимирующих решений (а) и (б), с соответствующими действительными решениями уравнения (8), удовлетворяющие граничным условиям (*), имеют вид:

$$\begin{cases} A\varkappa_1\,\mathrm{ch}\,\varkappa_1 c = W^1_{1/2,\beta_1}(+0), \; W^1_{1/2,\beta_1}(c) = 0 & (c) \\ B\varkappa_2\,\mathrm{ch}\,\varkappa_2 b = W^1_{1/2,\beta_2}(-0), \; W^1_{1/2,\beta_2}(-b) = 0, & (d) \end{cases}$$

где $W_{1/2\,\beta}(x)$ — функция Уиттекера, являющаяся решением уравнения (8) при обозначениях

$$\varepsilon_0 = -\frac{h^2}{2\mu}\cdot\frac{1}{a_Б^2\beta^2}, \qquad x = \frac{2(l+|z|)}{a_Б\beta}. \quad (f)$$

Вычитывая (d) из (c) с учетом (е), получим

$$A = \frac{W^1_{1/2,\beta_1}(+0) - W^1_{1/2,\beta_2}(-0)}{\dfrac{\mathrm{sh}\,\varkappa_1 c}{\varkappa_1\,\mathrm{cth}\,\varkappa_1 c + \varkappa_2\,\mathrm{cth}\,\varkappa_2 b}},$$

$$\Psi_0(0, z_R) = -\frac{W^1_{1/2,\beta_1}(0) + W^1_{1/2,\beta_2}(0)}{\varkappa_1\,\mathrm{cth}\,\varkappa_1 c + \varkappa_2\,\mathrm{cth}\,\varkappa_2 b}. \quad (д)$$

Соответствующее выражение для энергии ε_0 дается формулой (f) с β, являющимся решением уравнения

$$\Psi_0(0, z_R) = W_{1/2,\beta}(0). \quad (к)$$

В некотором приближении вблизи поверхности ($z_R \to 0$) можно получить следующую зависимость для ε_0:

$$\beta = -\frac{2a}{a_Б}\,\frac{\varkappa_{10}\,\mathrm{cht}\,\varkappa_{10} c + \varkappa_{20}\,\mathrm{cht}\,\varkappa_{20} b}{W^1_{1/2,\beta_1}(0) + W^1_{1/2,\beta_2}(0)},$$

$$\varepsilon_0 = -\frac{eHh}{4\mu c}\cdot\left(\frac{W^1_{1/2,\beta_1}(0) + W^1_{1/2,\beta_2}(0)}{\varkappa_{10}\,\mathrm{cth}\,\varkappa_{10} c + \varkappa_{20}\,\mathrm{cth}\,\varkappa_{20} b}\right), \quad (q)$$

$$\varkappa_{10} = \left(-\frac{2}{a_Б(l+|c|)}\right)^{1/2}, \qquad \varkappa_{20} = \left(\frac{2}{a_Б(l+|b|)}\right)^{1/2}.$$

(Здесь используется разложение функции Уиттекера при большом β, где сохраняется член порядка не выше ($a_H/a_Б$)) Выражение (q) демонстрирует наличие «мертвой» зоны у границы кристалла—поверхностной области, где энергия связи (и волновая функция) экситона стремится к нулю.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Сейсян Р. П.* Спектроскопия диамагнитных экситонов, Изд. Наука, М., 1984.
2. *Hopfild J. J. Thomas D. J.* Phys. Rev., 132, 563, (1963).
3. *Киселев В. А.* ФТТ, 21, 1069 (1979); ФТТ, 20, 2173 (1978); Письма в ЖЭТФ, 29, 369 (1979).
4. *Stahl A.* Phys. Stat. Sol. (b) 106, 575 (1981).
5. *Никогосян Г. С.* ФТП, 21, 958 (1987).

ՄՈՏՏԻ ԷՔՍԻՏՈՆՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՍԱՅԻՆ ՇԵՐՏԸ ՈՒԺԵՂ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ

Ա. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, ԱԼ. Գ. ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Գ. Ս. ՆԻԿՈՂՈՍՅԱՆ

Կառուցված է մակերևույթային էքսիտոնային վիճակների տեսությունը, որը հաշվի է առնում լուսաէքսիտոնային փոխազդեցությունը և էլեկտրոն-խոռոչ զույգի կուլոնային պոտենցիալը։ Ստացված են ալիքային ֆունկցիայի, էքսիտոնի հիմնական վիճակի էներգիայի և էքսիտոնային բևեռայնության անալիտիկ արտահայտությունները, կախված մակերևույթից ունեցած հեռավորությունից, որոնք ցուցադրում են «մեռյալ» գոտու առկայությունը և նրա կախվածությունը մագնիսական դաշտից։

THE SURFACE LAYER OF MOTT EXCITONS IN A STRONG MAGNETIC FIELD

A. G. ALEKSANYAN, AL. G. ALEKSANYAN, G. S. NIKOGOSYAN

A theory of excitonic state near the surface is constructed, which allows for both the light-exciton interaction and the Coulomb potential of an electron-hole pair. Analytical expressions for the wave functions, ground-state energy of an exciton and the exciton polarization are obtained as functions of the distance to crystal surface. These expressions demonstrate the presence of "dead" band and its dependence on the magnetic field.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 3, 139—145 (1990)

УДК 546.61

АНИЗОТРОПИЯ ТЕРМОЭДС В ДЕФОРМИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ *p-GaAs*

И. Ф. СВИРИДОВ

Одесский институт народного хозяйства

(Поступила в редакцию 16 марта 1989 г.)

В работе приведены экспериментальные и расчетные данные анизотропной термоэдс в деформированных образцах арсенида галлия *p*-типа проводимости с концентрацией дырок 10^{17}—10^{19} см$^{-3}$ в области температур от 90 до 500 К. Показано, что анизотропия термоэдс в деформированных образцах *p-GaAs* зависит от степени легирования исходных кристаллов и от их ориентации. При температуре около 110 К в деформированных образцах *p-GaAs* наблюдается максимум зависимости $\Delta\alpha = f(T)$ в направлении <III> и минимальное значение — в направлении <100>.

Изучение анизотропной термоэдс в деформированных образцах *p-GaAs* при различных температурах и ориентациях позволяет внести некоторую ясность в вопрос не только об эффективных массах дырок, но и в оценку вкладов различных механизмов рассеяния в кинетические коэффициенты. Настоящая статья и посвящена данному вопросу.