

ЭЛЕКТРОННЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ ТОЧЕК

А. В. Чаплик

С учетом кулоновского взаимодействия рассчитаны спектры двух- и трехэлектронной квазиуменьной систем – квантовых точек. Найдено в аналитическом виде распределение плотности для многоэлектронной системы в модели Томаса–Ферми. В согласии с экспериментом резонансная частота ИК поглощения очень слабо зависит от числа электронов в квантовой точке.

Недавние успехи субмикронной технологии позволили создать и исследовать квазиуменьные полупроводниковые системы – квантовые точки (КТ), в которых движение двумерных электронов ограничено в плоскости границы раздела по обоим направлениям. Типичный геометрический размер КТ составляет несколько тысяч ангстрем, однако реальный размер области, занятой электронами, может быть существенно меньше благодаря действию латерального потенциала. В этих условиях для полупроводников с малой эффективной массой (GaAs, InSb) становится существенным квантование в плоскости границы, так что фактически мы имеем дело с искусственным атомом, число электронов в котором может контролироваться изменяться от единиц до нескольких десятков. Условия получения КТ таковы, что латеральный потенциал "пустого атома" (т. е. исходный вид потенциальной ямы, не заселенной мобильными носителями) можно считать параболическим $V = m \Omega^2 \rho^2 / 2$, где m – эффективная масса, Ω – характерная частота параболы, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$ – расстояние в плоскости от центра КТ. Движению по оси z соответствует, как обычно, ультраквантовый предел, т. е. атом является плоским.

В эксперименте ¹ измерялось поглощение инфракрасного излучения системой КТ, при чем число электронов на точку N менялось от 3 ± 1 до примерно 20. Положение пика поглощения в пределах точности измерений оказалось независимым от N (в противоположность обычным атомам, где изменение номера элемента существенно меняет резонансную частоту).

В настоящем сообщении приводятся результаты расчета в приближении Хартри–Фока спектров гелие- и литиеподобных КТ ($N = 2, 3$), а также дано решение (в аналитическом виде) модели Томаса–Ферми для случая $N \gg 1$. Из последнего, в частности, видно, что с ростом числа электронов в КТ ее радиус меняется таким образом, что частота коллективных колебаний (стоячих плазменных волн) крайне слабо зависит от N . Если интерпретировать пик ИК поглощения, наблюдавшийся в ¹, как поглощение на собственной моде плазменного диска, то становится понятной независимость резонансной частоты от числа электронов в КТ. Косвенно получает подтверждение также параболическая аппроксимация потенциала "пустой" точки.

1. Роль обменно-корреляционных эффектов в спектре КТ определяется отношением кулоновской энергии взаимодействия двух частиц на характерном расстоянии $(\hbar/m \Omega)^{1/2}$ к расстоянию между осцилляторными уровнями $\hbar \Omega$. Этот параметр можно написать в виде $(Ry^* / \hbar \Omega)^{1/2}$, где в эффективную ридберговскую энергию входит перенормированный заряд $\tilde{e}^2 = 2e^2 / \epsilon_1 + \epsilon_2$, $\epsilon_{1,2}$ – диэлектрические постоянные сред, на границе раздела которых расположены двумерные электроны. В более сложных ситуациях (трехслойная система, структура металл–диэлектрик–полупроводник) взаимодействие не является чисто кулоновским и тогда в фурье–представлении \tilde{e}^2 зависит от передачи импульса q . С ростом числа электронов растет также номер последнего занятого уровня $n_{max} \sim \sqrt{N}$; соответственно, вклад обмена и корреляции в энергию внешних электронов падает как $(Ry^* / \hbar \Omega)^{1/2} N^{-1/4}$. Оказывается, что для электронов в параболической двумерной потенциальной яме (при произвольном законе взаимодействия!) частота разрешенного оптического перехода между основным и первым возбужденным состоянием системы равна своему "одноэлектронному" зна-

чению Ω . Действительно, вычисляя обычным путем кулоновский W_C и обменный W_A интегралы с волновыми функциями первого возбужденного состояния двумерного изотропно-го осциллятора, можно убедиться, что при произвольном $\tilde{e}^2(q)$ сдвиг основного, синглетного, состояния ΔE_0 совпадает с суммой $W_A + W_C$, а энергия наимизшего триплетного уровня равна $\hbar\Omega + W_C - W_A - \Delta E_0 = \hbar\Omega - \partial\Delta E_0/\partial\Omega$; отсчет энергий от основного состояния. Таким образом, частота резонансного синглет-синглетного перехода не изменяется при учете межэлектронного взаимодействия по крайней мере в первом порядке теории возмущений (для сравнения, в атоме гелия это изменение составляет $\approx 50\%$).

В трехэлектронной КТ взаимодействие частиц приводит уже в первом порядке к сдвигу и расщеплению резонансной линии, но малые численные коэффициенты делают эффект довольно слабым. Ближайшее к основному состояние со спином $3/2$ (запрещенный переход) имеет энергию $\hbar\Omega - (11,16)\Delta$, $\Delta \equiv \tilde{e}^2(\pi m \Omega / 2\hbar)^{1/2}$; результат относится к случаю гетероперехода, когда $\tilde{e}^2(q) = \text{const}$. Ближайшие дублетные возбужденные состояния, оптически связанные с основным, образуют квартет с энергиями $\hbar\Omega - \gamma_i\Delta$, $i = 1 \dots 4$, $\gamma_1 = 13/32$, $\gamma_2 = 3/16$, $\gamma_3 = 7/64$, $\gamma_4 = 3/32$. В противоположность обычным атомам со сгущающимся спектром здесь резонансная линия связана с переходом электрона из последней полностью заполненной оболочки в ближайшую незаполненную (так же, как в модели КТ с потенциалом типа прямоугольной ямы, см. ²).

2. При $N \gg 1$ применима модель Томаса—Ферми, которая в случае гетероперехода приводит к уравнению

$$\Delta(e, \varphi) = - \frac{4}{a_0^*} [E_F - e\varphi(\rho, z) - V(\rho)] \delta(z) \sigma(R - \rho) \quad (1)$$

$$\sigma(x > 0) = 1, \quad \sigma(x < 0) = 0.$$

Здесь $e\varphi + V$ — полная потенциальная энергия электрона, $V(\rho)$ — ее параболическая часть, E_F — уровень Ферми, $a_0^* = \hbar^2/m\tilde{e}^2$ — эффективный боровский радиус, R — радиус КТ. Поверхностная плотность заряда $n_s(\rho) = (m/\hbar^2)[E_F - e\varphi(\rho, 0) - V(\rho)]$ обращается в нуль при $\rho = R$, т. е. следует решать (1) как уравнение с подвижной границей: найти $n(\rho)$ регулярное в нуле, обращающееся в нуль в произвольной точке R , а затем определить R из условия $\int n_s(\rho) d\rho = N$.

Такое решение удается с помощью разложения Фурье—Бесселя:

$$e\varphi(\rho, z) = \sum_{j=1}^{\infty} A_j(z) J_0(k_j \rho); \quad J_0(k_j R) = 0, \quad (2)$$

где J_0 — нулевая функция Бесселя, $k_j R \equiv \lambda_j$ — ее j -й (в порядке возрастания) корень. Для коэффициентов $A_j(z)$ возникает уравнение

$$A_j''(z) - k_j^2 A_j = B_j + A_j(0) \delta(z), \quad (3)$$

где B_j — коэффициенты разложения константы $\Delta V(\rho)$ по набору $J_0(k_j \rho)$. Решив уравнение (3) и вычисляя затем $\int n_s(\rho) d\rho$, получим неявную зависимость радиуса КТ от числа электронов в ней:

$$N = 8(m\Omega/\hbar)^2 R^3 a_0^* \sum_{j=1}^{\infty} R/\lambda_j^3 (2R + \lambda_j a_0^*). \quad (4)$$

В двух предельных случаях имеем:

а) $R \ll a_0^*$ — невзаимодействующие электроны; $\sum \lambda_j^{-4} = 1/32$, $N = (m\Omega/2\hbar^2)^2 R^4$. Такой предел существует, если $1 \ll N \ll (\hbar\Omega/R_y^*)^2 R^4$. Такой предел существует, если $1 \ll N \ll (\hbar\Omega/R_y^*)^2$. Деполяризационный сдвиг Δ_p резонансной частоты $\omega_{res} = \sqrt{\Omega^2 + \Delta_p^2}$ оценивается как частота собственной моды двумерного плазменного диска:

$\Delta_p^2 \sim \bar{n}_s \tilde{e}^2 / mR$, $\bar{n}_s = N / \pi R^2$, т. е. получается $\Delta_p \sim N^{1/8}$;

в) $R \gg a_0^*$; $N \approx 0,3 (m\Omega / \hbar)^2 R^3 a_0^*$. Теперь должно выполняться условие $N \gg \gg (\hbar\Omega / Ry^*)^2$. Тогда $R \sim N^{1/3}$, $\Delta_p \sim N^0 = \text{const}$, т. е. резонансная частота перестает зависеть от числа частиц в КТ. В эксперименте $\hbar\Omega / Ry^* \approx 2$, т. е. случай в) реализуется при $N \gg 4$.

Аналогичный расчет для одномерных каналов в параболической модели дает следующую связь между линейной плотностью частиц и "электронной шириной" канала d , определяемой уравнением $n_s (\pm d/2) = 0$:

$$N_L = \frac{8}{\pi^4} \left(\frac{m\Omega}{\hbar} \right)^2 d^3 a_0^* \sum_{j=0}^{\infty} (2j+1)^{-3} [2d + (2j+1)\pi a_0^*]^{-1} .$$

В пределе $d \gg a_0^*$ имеем $N_L = (7/2\pi^4) \zeta(3) (m\Omega / \hbar)^2 d^2 a_0^*$, деполяризационный сдвиг $\Delta_p \sim (N_L \tilde{e}^2 / md^2)^{1/2}$ снова не зависит от N_L .

Благодарю А.Г.Аронова за полезные замечания.

Литература

1. Sikorski C., Merkt U. Phys. Rev. Lett., 1989, in press.
2. Bryant G.W. Ibid., 1987, 59, 1140.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 июня 1989 г.