Uzbek Journal of Physics
Vol.20(№5) 2018 PP.287-290

ШИРИНА КВАЗИСТАЦИОНАРНЫХ УРОВНЕЙ И ПЛОТНОСТЬ СОСТОЯНИЙ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА

Б.Т. Абдулазизов, А.Б. Давлатов, Ш.Т. Иноятов, А.А. Хакимов

Наманганский государственный университет, 160119, Наманган, Узбекистан
bt_abdulazizov@mail.ru
(Получена 04.09.2018)

Икки ўлчамли электрон гази учун ҳолатлар зичлигини содда аналитик модели таклиф этилган. Гетеротузилма квант ўрасидаги боғланган электронни квазистационар ҳолатларини кенгайиши ҳисобга олинган. Ферми энергияси ортиб боришида ҳолатлар зичлигини кескин зинасимон ўзгариши аста силлиқланиб бориши кўрсатилган.

Предлагается простая аналитическая модель плотности состояний двумерного электронного газа. Учтены уширения квазистационарных состояний электрона в квантовой яме гетероструктур. Показано, что с ростом энергии Ферми резкие ступенчатые изменения плотности состояний постепенно сглаживаются.

A simple analytical model of the density of states of two-dimensional electron gas has been proposed. Broadening the quasi-stationary states of electron in quantum dot of heterostructures is taken into account. It is shown, with the increase of Fermi energy the stepped character of density of states becomes gradually smooth.

I. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время большое внимание уделяется изучению свойств двумерного электронного газа в квантовых ямах (КЯ) полупроводниковых гетероструктур. Такие структуры представляются весьма перспективными для твердотельной электроники. Пространственное квантование энергетических уровней носителей в КЯ приводит к существенному изменению их дисперсии, следовательно, и плотности состояний (ПС). В двумерном газе электронов ПС является ступенчатой [1]. В реальных образцах ступени плотности состояний частично размыты, а в «грязных» образцах полностью подавлены. Вид ПС сильно зависит также от непараболичности зоны проводимости [2, 3, 4]. В работе [4] изучена ПС двумерного электронного газа в одиночной КЯ на базе узкозонных полупроводников InAs и InSb. Показано, что непараболичность зоны проводимости приводит к заметному изменению ПС. Известно, что большинство наблюдаемых термодинамических величин (энтропия, теплоемкость и.т.д.) непосредственно определяются ПС газа.

Данная работа посвящена к аналитическому моделированию ПС двумерного электронного газа с параболической дисперсией. Изучается влияние ширины квазистационарных состояний электрона на ПС газа. Показано, что с ростом энергии Ферми резкие ступенчатые изменения ПС постепенно сглаживаются.

II. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Рассмотрим идеальный электронный газ с простым параболическим спектром. Энергия отсчитывается от дна зоны проводимости массивного полупроводника.

В гетероструктурной квантовой яме энергия поперечного движения квантуется, а спектр электрона можно представить в виде

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m} + E_n , \tag{1}$$

где $k^2 = k_x^2 + k_y^2$, E_n – энергетические уровни поперечного движения, m – эффективная масса электрона. Полная двумерная концентрация равна

$$n_s = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 g(E) f(E) dE , \tag{2}$$

где $f(E)$ – функция распределения Ферми-Дирака, и

$$g(E) = g_0 \sum_{n=1} \Theta(E - E_n) . \tag{3}$$

Здесь $g_0 = m / \pi \hbar^2$, $\Theta(E - E_n)$ – шаговая функция Хевисайда.

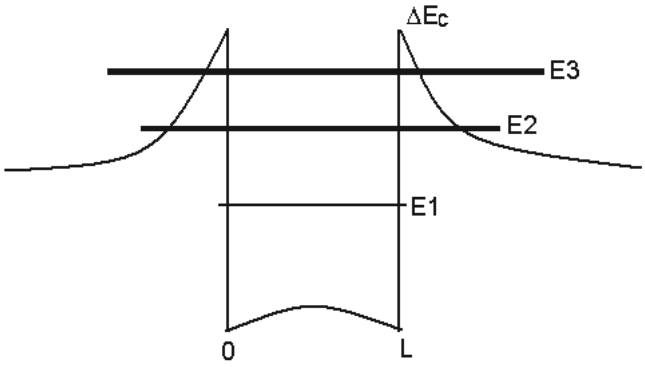


Рис. 1. Примерный профиль КЯ и уровни энергии электрона. Верхние уровни имеют заметные ширины.

Термодинамическая плотность состояния определяется как [5]

$$g_s(T) = \frac{\partial n_s}{\partial \mu} = g_0 \sum_n \frac{1}{e^{(E_n - \mu)/T} + 1} . \tag{4}$$

Формула (4) описывает только температурное размытие ступени ПС. Чтобы включить расширение, обусловленное квазистационарными состояниями связанного электрона в КЯ, представим шаговую функцию в виде

$$\Theta(E - E_n, \Gamma_n) = \frac{1}{e^{(E_n - E)/\Gamma_n} + 1} . \tag{5}$$

Здесь параметр $\Gamma_n \sim \hbar / \tau_n$ имеет смысл ширины *n*-го энергетического уровня, τ_n – время жизни электрона в данном состоянии. В пределе $\Gamma_n \to 0$ (5) переходит в функцию Хевисайда. Для представления на рис. 1 показан примерный профиль КЯ и уровни энергии.

Подставляя (5) в (3), из (2) найдем

$$n_s = \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 g(E) f(E) dE = g_0 \sum_{n=1}^{\infty} \int_0 \frac{1}{e^{(E_n - E)/\Gamma_n} + 1} \frac{1}{e^{(E - \mu)/T} + 1} dE . \tag{6}$$

Тогда вместо (4) имеем

$$g_s(T,\Gamma_n)=\frac{\partial n_s}{\partial \mu}=g_0\sum_n\int_0^\infty\frac{1}{e^{(E_n-E)/\Gamma_n}+1}\frac{\partial f}{\partial \mu}dE\,. \qquad (7)$$

Формула (7) описывает размытие ступени ПС как за счет температуры, так и вследствие ненулевой ширины квазистационарных состояний. При низких температурах $\mu \to E_F$ (где E_F – энергия Ферми вырожденного двумерного газа) и из (7) следует

$$g_s(\Gamma_n)=g_0\sum_n\frac{1}{e^{(E_n-E_F)/\Gamma_n}+1}\,. \qquad (8)$$

III. ЧИСЛЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Расчет ширины уровней – задача квантовой механики. Для этого сначала необходимо определить профиль потенциала (см. рис. 1), решая системы дифференциальных уравнений Шредингера и Пуассона самосогласованным путем. Определив энергетические уровни и волновые функции электрона, затем можно оценить ширины уровней. Поскольку такие численные расчеты не просты, здесь построим качественные картины ПС, задавая величины E_n и Γ_n модельным путем.

На рис. 2 изображен график зависимости безразмерной ПС $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F по формуле (8). При расчете принято $E_n=E_1n^2$, $\Gamma_n=0.04E_n^2$, E_1 = 0.05 eV, n = 1…5. На рис. 3 изображена зависимость производной dg_s/dE_F.

Как видно из рис. 2, ширина квазистационарных состояний существенно влияет на форму зависимости ПС от энергия Ферми. При низких значениях E_F (т.е. при малых концентрациях) ширина энергетических уровней мала и ПС имеет резко ступенчатую форму. С ростом значений энергии Ферми (т.е. сильно легированные образцы) ступенчатое изменение ПС значительно подавляется, так что вместо ступеньки появляется сглаженная кривая.

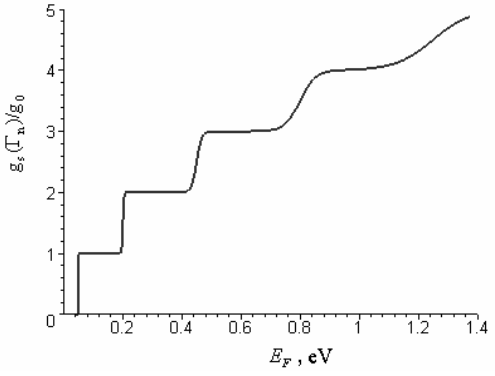


Рис. 2. Зависимость безразмерной ПС газа $g_s(\Gamma_n)/g_0$ от энергии Ферми E_F при T=0, E_n=E_1n^2, $\Gamma_n=0.04\,E_n^2$, E_1=0.05 eV, n=1…5.

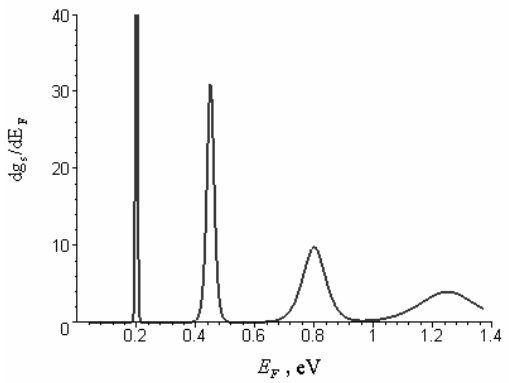


Рис. 3. Зависимость производной dg_s/dE_F от энергии Ферми E_F при T=0, E_n=E_1n^2, $\Gamma_n=0.04\,E_n^2$, E_1=0.05 eV, n=2…5.

В зависимости производной dg_s/dE_F от энергии Ферми E_F вместо ступенек ПС появляются дискретные пики (рис. 3). При низких значениях E_F, когда ширина

энергетических уровней мала, пики в зависимости dg_s / dE_F имеют резкий максимум. С ростом энергии Ферми высота пиков постепенно подавляется, а их ширина растет. Такая зависимость производной dg_s / dE_F обусловливает, например, дискретные пики одночастичной энтропии в двумерном газе [6].

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для учета влияния конечной ширины уровней, обусловленной квазистационарными состояниями связанного электрона, на ПС газа вместо функции Хевисайда $\Theta(E - E_n)$ была использована модельная функция (5). Она получается интегрированием производной функции Ферми-Дирака (в котором вместо температуры T фигурирует ширина n-го уровня Γ_n).

В данной работе изучено качественное поведение ПС, обусловленное только уширением квазистационарных уровней электрона в КЯ. Этот результат соответствует случаю чистого образца. Чтобы учесть уширение уровня, обусловленное актом рассеяния электрона, вместо Γ_n надо взять суммарные ширины $\Gamma_n + \Gamma(\tau_p)$. Значение $\Gamma(\tau_p)$ можно оценить, исходя из экспериментально измеренных значений подвижности [1].

ЛИТЕРАТУРА

1. В.Я. Демиховский, Г.А. Вугальтер. Физика квантовых низкоразмерных структур (Москва, Логос, 2000).
2. G. Gulyamov, B.T. Abdulazizov, P.J. Baymatov, Journal of Modern Physics **7**, 1644 (2016).
3. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, Ukr. J. Phys., **62**, No.1, 46 (2017); [doi: 10.15407/ujpe62.01.0046]
4. P.J. Baymatov, B.T. Abdulazizov, American Journal of Physics and Applications **6**, No.1, 18 (2018); [doi: 10.11648/j.ajpa.20180601.14]
5. И.В. Кукушкин, С.В Мешков, В.Ф. Тимофеев, УФН **155**, вып. 2,. 219 (1988).
6. A.A. Varlamov, A.V. Kavokin, and Y.M. Galperin, Phys. Rev. B **93**, 155404 (2016); doi: 10.1103/ PhysRevB.93.155404