

перемещения ПМГ по кристаллам, и указывает на то, что скорость перемещения ПМГ зависит от количества генерируемых ей дислокаций.

Для объяснения максимума в зависимости $\dot{N}(n)$ можно выдвинуть следующие предположения. В первом цикле интенсивной генерации дефектов ФН препятствует исходная матрица дефектов кристаллов. Возникшие дефекты ФН аннигилируют с исходными, вызывая АЭ [2]. Уменьшение плотности исходных дефектов способствует генерации дефектов ФН во втором цикле, что в свою очередь приводит к более массовой аннигиляции, вызывающей более активную АЭ. Процесс развивается лавинообразно, и к шестому циклу плотность исходных дефектов существенно уменьшается, о чем свидетельствуют минимум полуширины δ и максимум добротности Q_m .

Следовательно, после шестого цикла проявляется только ФН, что следует из экспоненциальной зависимости $\dot{N}(n)$ [5].

Список литературы

- [1] Фесенко Е.Г., Гавриляченко В.Г., Семенчев А.Ф. Доменная структура многоосных сегнетоэлектрических кристаллов. Ростов-на-Дону (1990), 192 с.
- [2] Войко В.С., Гарбер С.И., Косевич А.М. Обратимая пластичность кристаллов. М. (1991). 279 с.
- [3] Дудкевич П.В. Автореф. канд. дисс. Ростов-на-Дону (1990), 21 с.
- [4] Дулькин Е.А., Гавриляченко В.Г., Семенчев А.Ф. ФТТ 34, 5, 1628 (1992).
- [5] Плотников В.А., Монасевич Л.А., Паскаль Ю.И. ФММ 65, 6, 1219 (1988).

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 37, № 4, 1995
Solid State Physics, vol. 37, N 4, 1995

ОСНОВНОЕ СОСТОЯНИЕ ЭКСИТОНА В КВАНТОВЫХ ПРОВОЛОКАХ

Н.С.Авержиев, А.М.Моназов

Физико-технический институт им. А.Ф.Иоффе РАН, Санкт-Петербург
(Поступило в Редакцию 23 августа 1994 г.)

Кулоновское притяжение имеет тенденцию эффективного усиления с понижением размерности пространства, в котором осуществляется движение частиц. Действительно, энергия основного состояния атома водорода равна $E_0 = R_h = -me^4/2\hbar^2$; если же частицы двигаются в плоскости, то $E_0 = 4R_h$. В настоящее время в связи с искусственным созданием низкоразмерных структур задача о кулоновском взаимодействии частиц в таких структурах приобретает практический интерес, связанный с необходимостью определения положения энергетических уровней в этих системах. Данная работа посвящена изучению одномерных полупроводниковых структур [1,2], в которых свободное движение частиц осуществляется только в одном направлении. Заметим, что структуры на основе пористого кремния одномерны даже в том смысле, что поперечный размер полупроводниковой проволоки оказывается меньше, чем эффективный боровский радиус в этом материале [2].

Как известно, энергетический спектр одномерных систем с кулоновским взаимодействием $V = 1/|z - z'|$ состоит из кулоновской лестницы уровней $\varepsilon \sim -1/n^2$ ($n = 2, 3, \dots$) и отщепившегося уровня основного состояния $\varepsilon \sim -\ln^2 \rho$, где ρ — поперечный размер проволоки (в атомных единицах), умноженный на множитель порядка единицы, зависящий от формы проволоки. Уже по виду энергетического спектра можно предположить, что отщепившийся уровень устроен как-то иначе, чем другие. Мы покажем, что он соответствует уровню энергии в σ -образной потенциальной яме мощностью $2 \ln \rho$.

Для этого воспользуемся уравнением Шредингера в импульсном представлении

$$\frac{k^2}{2m} \varphi(p) + \int V(p - p') \varphi(p') dp' = \varepsilon \varphi(p), \quad (1)$$

где $V(p)$ — фурье-образ потенциала.

$$V_p = \int dz \frac{e^{ipz}}{|z| + \rho} = 2 \cos(p\rho) [C + \ln |p\rho|] + 2 \sin(p\rho) \left[\frac{\pi}{2} + p\rho \cdot {}_2F_2(1, 1; 2, 2; ip\rho) \right]. \quad (2)$$

Если ρ достаточно мало, так, что для p' , существенных в (1), выполняются условия $|p'\rho| \ll 1$ и $|\ln |p'\rho|| \gg 1$, то $V(p)$ можно заменить на $2 \ln |p\rho|$. Более того, поскольку в этом пределе характерные значения p' в уравнении (1) порядка $\ln \rho$, то, оставляя лишь главный логарифмический вклад, можно заменить $V(p)$ на $2 \ln \rho$. В этом приближении из (1) следует, что $\varepsilon = -2m \ln^2 \rho$. Замена фурье-образа $V(p)$ на не зависящую от p величину $2 \ln \rho$ в x -представлении соответствует замене $V(z) = 1/|z - z'|$ на

$$V_{\text{эф}}(z) = 2 \ln \rho \delta(z), \quad (3)$$

т.е. основное состояние в квантовой проволоке устроено так, как если бы потенциал имел вид (3).

Аналогичный результат можно получить и в x -представлении. В этом представлении уравнение (1) сводится к вырожденному гипергеометрическому уравнению, причем обычная вырожденная гипергеометрическая функция Куммера ${}_1F_1(a, b, z)$ соответствует возбужденным состояниям, а основному состоянию соответствует логарифмическое решение (функция Трикоми) $U(a, b, z)$

$$\Psi(z) = C e^{-s(\rho + |z|)} 2s(\rho + |z|) U \left[1 - \frac{m}{s}, 2, 2s(\rho + |z|) \right]. \quad (4)$$

Здесь $s = \sqrt{-2mE}$. Энергетический спектр получается из условия непрерывности производной

$$\Psi'(z)|_{z=0} = 0. \quad (5)$$

Воспользовавшись для U разложением [3]

$$U(a, 1+b, z) = \frac{z^{-b}}{\Gamma(a)} \sum_{k=0}^{b-1} \frac{(a-b)_k}{k!} (b-1-k)! (-1)^k z^k + \frac{(-1)^{b+1}}{b! \Gamma(a-b)} \times$$

$$\times \left\{ \gamma + \ln z + \psi(a) - \psi(1+b) \cdot {}_1F_1(a, b+1, z) + \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(a)_k z^k}{(1+b)_k k!} \times \right.$$

$$\left. \times [\psi(a+k) - \psi(a) - \psi(1+b+k) + \psi(1+b) - \psi(1+k) + \psi(1)] \right\}, \quad (6)$$

где $\psi(z) = \frac{d}{dz} \ln \Gamma(z)$, $(a)_k = \frac{\Gamma(a+k)}{\Gamma(a)}$, Γ — гамма-функция Эйлера, и оставляя в нем главные по $\ln \rho$ члены, получаем $s = -2m \ln \rho$. Кроме того, из (6) следует, что

$$\varphi(z)|_{z \sim 0} \sim e^{-s\rho} [1 - m\rho(\gamma + \ln \rho)],$$

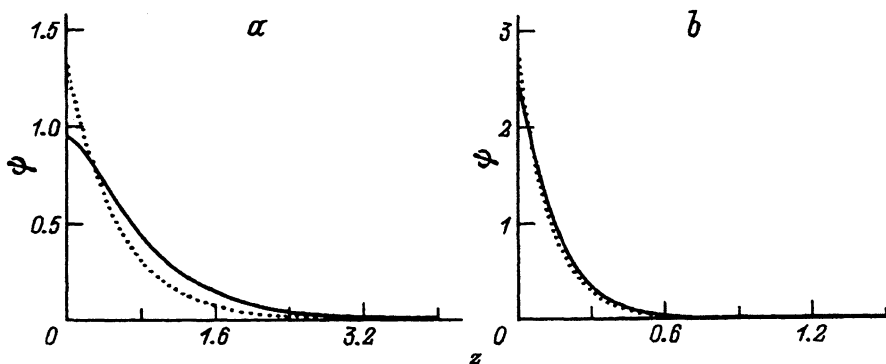
а из асимптотики $U(a, b, z) \sim z^{-a}$, что

$$\varphi(z)|_{z \rightarrow \infty} \sim e^{-s|z|}.$$

Таким образом, $\varphi(z)$ ведет себя при малых ρ и любых z как волновая функция в потенциале (3)

$$\varphi \cong \frac{e^{2m \ln \rho |z|}}{\sqrt{-2m \ln \rho}}, \quad (7)$$

и для расчета основного состояния в одномерной проволоке (и только для основного состояния!) можно заменить кулоновский потенциал δ -образным. На рисунке приведены графики функций (4) и (7). Видно, что при толщине проволоки $\rho = 0.001$ имеется хорошее совпадение функций (4) и (7).



Численное решение рассматриваемого уравнения Шредингера для $z > 0$ при $\rho = 0.2$ (а) и 0.001 (б) (сплошные линии).

Точками показаны функции (7) при соответствующих значениях параметров.

Замена кулоновского потенциала δ -образным позволяет решить целый класс задач, для которых важны лишь энергии и волновые функции основного состояния. В качестве одной из таких задач рассмотрим образование многочастичного экситона в одномерной проволоке, т.е. связанного состояния дырки с ферми-морем электронов [4]. В лестничном приближении уравнение Бете-Солпитера с δ -образным потенциалом, используемое при решении этой задачи, имеет вид

$$\chi(P, q, \Omega) = \theta \left(\left| q + \frac{m_1}{M} \right| - k_F \right) \int \frac{dk}{2\pi} V_0 \frac{\chi(P, k, \Omega)}{\frac{q^2}{2\mu} + \frac{P^2}{2M} - \Omega},$$

где P — импульс центра масс пары электрон-дырка, q — импульс относительного движения, $1/\mu = 1/m_e + 1/m_h$, $M = m_e + m_h$, V_0 — мощность потенциала $V(z) = V_0\delta(z)$, k_F — импульс Ферми. В случае кулоновского взаимодействия, как указано выше, $V_0 = 2 \ln \rho$. Закон дисперсии $\Omega(P)$ для такого экситона приведен в [5]. Приближенное аналитическое решение можно получить в двух предельных случаях: при $P' \equiv m_e/M P \ll k_F$

$$\Omega = \frac{P^2}{2M} + \frac{(k_F - P')^2}{2\mu} - \frac{k_F - P'}{2\mu} \left\{ \left[P'^2 + 4k_F(k_F - P')e^{-\frac{4\pi(k_F - P')}{\mu V_0}} \right]^{\frac{1}{2}} - P' \right\} \quad (8)$$

и при $P' > k_F$

$$\Omega = \frac{P^2}{2M} - \frac{(\mu V_0)^2}{2\mu} \left(1 + \frac{\mu V_0}{\pi(P' - k_F)} \right)^{-2}. \quad (8a)$$

Численное решение дисперсионного уравнения приведено в [5].

Отличительной чертой одномерных систем является то, что многочастичный экситон существует при всех значениях импульса P , тогда как в $2D$ - и $3D$ -системах такой экситон существует лишь в области $|P| \sim 0$ и $|P'| \sim k_F$. Таким образом, многочастичный экситон в $1D$ -проволоках является основным состоянием при любых P для пары электрон на уровне Ферми-дырка.

Отметим также, что в области $|P'| \sim k_F$ энергетическая щель, отделяющая экситонное состояние от состояния свободной пары, имеет не экспоненциальный, как при $P = 0$, а степенной характер зависимости от k_F (аналогичное поведение энергетической щели имеет место в $2D$ - и $3D$ -системах [5]).

Может показаться, что учет экранировки потенциала может изменить (8). Однако в приближении случайных фаз [6]

$$V_{\text{eff}} = \frac{V_0}{1 - \Pi V_0}, \quad \Pi = \frac{\pi}{k}.$$

Все вышеприведенные формулы справедливы в пределе $k_F \gg |m \ln \rho|$. Следовательно, при вычислении энергии основного состояния мы можем считать $V_{\text{eff}} \simeq V_0$ и пренебречь экранировкой.

Авторы благодарят С.Н. Дороговцева и Р.А. Суриса за полезные обсуждения.

Работа поддержана граном Российского фонда фундаментальных исследований № 94-02-0646-а.

- [1] Notzel R., Ledentsov N.N., Däweritz L.A., Hohenstein M., Ploog K. Phys. Rev. Lett. **67**, 3812 (1991).
 [2] Аверкиев Н.С., Аснин В.М., Чурчлов А.Б., Марков И.И., Силов А.Ю., Степанов В.И. Письма в ЖЭТФ **55**, 5, 631 (1992).
 [3] Люк Ю. Специальные математические функции и их аппроксимации. М. (1980), С. 308; Luke Yu.L. Mathematical functions and their approximations. Academic Press Inc. N.Y.-San Francisco-London (1975).
 [4] Mahan G.D. Phys. Rev. **153**, 822 (1967).
 [5] Аверкиев Н.С., Монахов А.М. ЖЭТФ. **97**, 912 (1990).
 [6] Lee J., Spector H.N. J. Appl. Phys. **57**, 366 (1985).

УДК 538.945

© Физика твердого тела, том 37, № 4, 1995
 Solid State Physics, vol. 37, N 4, 1995

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ЩЕЛИ ВТСП ПРИ ИЗМЕРЕНИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ГРАНИЦЫ С НОРМАЛЬНЫМ МЕТАЛЛОМ

Е.И. Никулин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург
 (Поступила в Редакцию 23 августа 1994 г.)

При прохождении электрического тока через границу металл-сверхпроводник (NS-граница) наблюдается ряд интересных явлений, исследованию которых посвящено большое количество работ [1-3]. Одно из таких явлений — дополнительное сопротивление на NS-границе. Рассмотрим для определенности случай, когда электроны подходят к NS-границе со стороны нормального металла. Если энергия электронов E меньше энергетической щели сверхпроводника Δ , то они пересекают границу без сопротивления («по-андреевски»). В случае $E > \Delta$ электроны пересекают границу с созданием дополнительного сопротивления

$$R = Z(T) \frac{\rho \lambda_Q}{S}, \quad (1)$$

где ρ — удельное сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии, λ_Q — глубина проникновения электрического поля в сверхпроводник, S — площадь поперечного сечения сверхпроводника, а коэффициент $Z(T)$ — доля электронов, пересекающих NS-границу не «по-андреевски».

Запишем выражение для энергии электрона в электрическом поле V при температуре T в виде

$$E = \frac{1}{2} kT + eV. \quad (2)$$

Большинство экспериментальных и теоретических исследований дополнительного сопротивления на NS-границе в случае обычных сверхпроводников выполнены при условии $eV \ll kT$, т.е. энергия электронов определяется только температурой. При $T \rightarrow 0$ $Z(T) \rightarrow 0$, так как все