Известия НАН Армении, Физика, т. 33, №2, с. 55—63 (1998)

УДК 621.315.592

МАГНИТНАЯ ВОСПРИИМЧИВОСТЬ РАЗМЕРНО КВАНТОВАННОЙ ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПРОВОЛОКИ. РАЗМЕРНЫЙ ПЕРЕХОД «ДИАМАГНЕТИК-ПАРАМАГНЕТИК» В ПРОВОЛОКАХ

А. А. КИРАКОСЯН, М. К. КУМАШЯН, А. Л. АСАТРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 28 апреля 1997г.)

Рассчитана магнитная восприимчивость носителей заряда в размерно квантованной полупроводниковой проволоке с круглым сечением. Выведены выражения для диа- и парамагнитной восприимчивостей как для вырожденного газа в квантовом и квазиклассическом пределах, так и для невырожденного газа. Показано, что с уменьшением радиуса проволоки при некотором его значении происходит размерный переход «диамагнетик-парамагнетик». Сделаны некоторые оценки восприимчивости электронного газа в проволоке GaAs.

Магнитные свойства низкоразмерных электронных систем исследованы во многих работах [1—10]. Успехи в технологии изготовления систем с одномерным (1D) газом носителей заряда (НЗ) продолжают стимулировать теоретические и экспериментальные исследования физических характеристик 1D систем. Обладая специфическими физическими свойствами, низкоразмерные системы являются также весьма удобными объектами для наблюдения различных осцилляционных эффектов, поскольку из-за размерного квантования критерии их наблюдения становятся менее жесткими [3, 4].

В данной работе выведено выражение для магнитной восприимчивости вырожденного 1D газа НЗ в тонкой проволоке круглого сечения в квантовом пределе, когда заполнен только первый магнитопроволочный уровень (МПУ), и в квазиклассическом приближении, когда имеется много заполненных уровней. Рассмотрен также случай невырожденного 1D газа НЗ.

1. Свободная энергия и химический потенциал газа НЗ в продольном магнитном поле

С учетом специфики закона дисперсии НЗ в проволоке, находящейся в магнитном поле H, направленном вдоль ее оси (ось z), выражение для плотности свободной энергии газа НЗ и условие нормировки можно представить в удобной для дальнейших расчетов форме:

$$F=\bar{n}\mu-\frac{L(2m_{\parallel}^{*})^{1/2}}{3\pi^{2}\hbar R^{2}}\sum_{l}\int_{\varepsilon_{l}}^{\infty}(\varepsilon-\varepsilon_{l})^{3/2}\left(-\frac{\partial f_{0}}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon, \qquad (1)$$

$$\bar{n}=\frac{L(2m_{\|})^{1/2}}{\pi^2\hbar R^2}\sum_i\int\limits_{\varepsilon_i}^{\infty}(\varepsilon-\varepsilon_i)^{1/2}\left(-\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon}\right)d\varepsilon, \tag{2}$$

где $\bar{n}$— концентрация НЗ, μ— химический потенциал, L— длина, R— радиус проволоки, $m_{\|}$— эффективная масса НЗ вдоль оси z, ε_i –энергия НЗ в квантовом состоянии i, $f_0(\varepsilon)$—функция распределения НЗ.

В рамках модели параболической ямы [4] энергия МПУ с учетом также энергии спина в магнитном поле дается формулой:

$$\varepsilon_i=\varepsilon_{nm\sigma}=\varepsilon_{nm}+\frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\sigma,\quad \varepsilon_{nm}=\hbar\omega\left(n+\frac{|m|+1}{2}\right)+\frac{\hbar\omega_c}{2}m, \tag{3}$$

где

$$\omega_c=\frac{eH}{m_{\perp}c},\quad \omega_{c0}=\frac{eH}{m_0c},\quad \omega=(\omega_c^2+\omega_0^2)^{1/2}, \tag{4}$$

$m_{\perp}$ —масса НЗ в плоскости сечения проволоки, m_0— масса свободного электрона, ω_0 обусловлен размерным квантованием и играет роль «подгоночного» параметра модели. Входящие в (3) квантовые числа принимают значения: $n=0,1,2,...,$ $m=0,\pm1,\pm2,\pm...,$ $\pm M,$ $M=[\omega_c/\omega_0]$, где $[x]$— целая часть величины x, $\sigma=+1,-1$.

2. Магнитная восприимчивость вырожденного газа НЗ

Заменив в (1) и (2) скобку с производной функции распределения НЗ дельта-функцией, получим:

$$F=\bar{n}\mu-\frac{L(2m_{\|})^{1/2}}{3\pi^2\hbar R^2}\sum_{n,m,\sigma}\left(\mu-\varepsilon_{nm}-\frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\sigma\right)^{3/2}\cdot\Theta\left(\mu-\varepsilon_{nm}-\frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\sigma\right), \tag{5}$$

$$\bar{n}=\frac{L(2m_{\|})^{1/2}}{\pi^2\hbar R^2}\sum_{n,m,\sigma}\left(\mu-\varepsilon_{nm}-\frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\sigma\right)^{1/2}\cdot\Theta\left(\mu-\varepsilon_{nm}-\frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\sigma\right), \tag{6}$$

где $\Theta(x)$— функция единичного скачка.

2.1. Квантовый предел

В рассматриваемом случае все НЗ занимают состояния с $n=m=0$. Параметр ω_0 выбирается в форме [4]

$$\omega_0=\frac{\hbar\lambda_{01}^2}{m_{\perp}R^2}, \tag{7}$$

где λ_{0k}—k-ый корень функции Бесселя $J_0(x)$.

Найдем химический потенциал μ из уравнения (6). Если $\varepsilon_{011}>\mu\geqslant\varepsilon_{00}+\hbar\omega_{c0}/2$ (ε_{011}— энергия спинового подуровня $\sigma=1$ второго МПУ), то НЗ заполняют спиновые подуровни МПУ:(0,0,1) и (0,0,1). Вводя химический потенциал проволоки (отсчитанный от спинового квантового уровня $\varepsilon_{00}=\hbar\omega/2$) в отсутствие магнитного поля [11]

$$\mu_0 = \frac{\pi^4 \hbar^4 \bar{n}^2 R^4}{8 m_{\parallel}}, \tag{8}$$

решение (6) можно представить в виде

$$\mu(H) = \mu_0 + \varepsilon_{00} + \frac{(\hbar\omega_{c0})^2}{16\mu_0}, \quad \hbar\omega_{0c} \leqslant 4\mu_0. \tag{9}$$

Если же $\varepsilon_{00} - \hbar\omega_{c0}/2 < \mu \leqslant \varepsilon_{00} + \hbar\omega_{c0}/2$, то НЗ заполняют только спиновый подуровень (0,0,1) и

$$\mu(H) = \varepsilon_{00} + 4\mu_0 - \frac{\hbar\omega_{c0}}{2}, \quad \hbar\omega_{c0} > 4\mu_0. \tag{10}$$

С учетом (5)—(10) для магнитного момента системы НЗ получим:

$$M = -\left(\frac{\partial F}{\partial H}\right)_V = \begin{cases} -\bar{n}\dfrac{\partial\varepsilon_{00}}{\partial H} + \dfrac{\bar{n}\mu_B^2}{2\mu_0}H, & \text{если } \hbar\omega_{c0} \leqslant 4\mu_0, \\ -\bar{n}\dfrac{\partial\varepsilon_{00}}{\partial H} + \bar{n}\mu_B, & \text{если } \hbar\omega_{c0} > 4\mu_0, \end{cases} \tag{11}$$

где $\mu_B = e\hbar/2m_0c$ — магнетон Бора. Наличие слагаемого $\bar{n}\mu_B$ обусловлено расположением уровня химического потенциала под спиновым подуровнем $\sigma = -1$, когда все НЗ находятся на подуровне $\sigma = 1$, т. е. все спины направлены по полю.

Магнитную восприимчивость системы, с учетом (11), можно представить в виде суммы диамагнитной (χ_d) и парамагнитной (χ_s) частей: $\chi = \chi_d + \chi_s$,

$$\chi_d = -\frac{2\bar{n}\mu_B^{*2}}{\hbar\omega_0}\left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^3 = -\frac{2\bar{n}\mu_B^2}{\hbar\omega_0}\left(\frac{m_0}{m_\perp}\right)^2 \cdot \left(\frac{\omega_0}{\omega}\right)^3, \tag{12}$$

$$\chi_s = \frac{\bar{n}\mu_B^2}{2\mu_0}\,\Theta(4\mu_0 - \hbar\omega_{c0}), \tag{13}$$

где $\mu_B^* = (m_0/m_\perp)\mu_B$ — эффективный магнетон Бора.

В слабых магнитных полях ($\omega_c \ll \omega_0$) диамагнитная восприимчивость не зависит от H и равна

$$\chi_d(0) \simeq -\frac{2\bar{n}\mu_B^{*2}}{\hbar\omega_0} = -\frac{\bar{n}R^2}{2\lambda_{01}^2} \cdot \frac{m_0}{m_\perp} r_0, \tag{14}$$

где $r_0 = e^2/m_0c^2 \simeq 2{,}7 \cdot 10^{-13}$см — „классический радиус" электрона. С помощью (7), (8), (12) и (13) полную восприимчивость можно представить в виде функции от радиуса проволоки:

$$\chi = \chi_s\left[1 - \left(\frac{R}{R_0}\right)^6\right], \tag{15}$$

где характерный радиус

$$R_0 = \frac{1}{\bar{n}^{1/3}}\left(\frac{\lambda_{01}^2 m_\perp m_\parallel}{\pi^4 m_0^2}\right)^{1/6}. \tag{16}$$

В условиях заполнения первого уровня размерного квантования (при $H=0$)

$$\bar{n}R^3 \leqslant \frac{2\lambda_{02}}{\pi^2}\left[1-\left(\frac{\lambda_{01}}{\lambda_{02}}\right)^2\right]^{1/2}\left(\frac{m_{\|}}{m_{\perp}}\right)^{1/2} \simeq \left(\frac{m_{\|}}{m_{\perp}}\right)^{1/2}, \tag{17}$$

следовательно,

$$R \leqslant R_{max} = \frac{1}{\bar{n}^{1/3}}\left(\frac{m_{\perp}}{m_{\|}}\right)^{1/6}. \tag{18}$$

Согласно (17) и (18),

$$\frac{R_0}{R_{max}} = \left(\frac{\lambda_{01}}{\pi^2}\frac{m_{\perp}}{m_0}\right)^{1/3}. \tag{19}$$

Если $R_{max} \leqslant R_0$, газ НЗ в целом парамагнитен. Если же $R_{max} > R_0$, то для значений $R < R_0$ газ НЗ в проволоке проявляет парамагнитные, а при $R_0 < R \leqslant R_{max}$ — диамагнитные свойства.

Таким образом, образцы из одного и того же материала с $R < R_0$ будут парамагнитны, а с $R > R_0$ — диамагнитны, т. е. будет иметь место переход «диамагнетик-парамагнетик», обусловленный изменением радиуса проволоки. Аналогичный эффект «подавления» диамагнетизма размерным квантованием имеет место в малых металлических частицах [12]. Для проволоки из $GaAs$ ($m_{\perp} \cong 0.068 m_0$) $R_0 \simeq 0.26 R_{max}$, поэтому образцы с $R > 0.26 R_{max}$ будут диамагнетиками, при этом для максимального значения $|\chi_d|$ из (12) получим (при $R_{max} \simeq 10^{-6}$см)

$$|\chi_d|_{max} = \frac{1}{2\lambda_{01}^2}\left(\frac{m_{\|}}{m_0}\right)^{1/2}\left(\frac{m_{\perp}}{m_0}\right)^{-3/2} \cdot \frac{r_0}{R_{max}} \simeq 3{,}5 \cdot 10^{-7}. \tag{20}$$

В рассматриваемом пределе слабых магнитных полей выражение для спинового парамагнетизма (13) можно, как и для 2D- и 3D-систем, представить в виде $\mu_B^2 g(\mu_0)$, где $g(\mu_0)$ — полная плотность состояний (с учетом спинового множителя $g=2$) на уровне Ферми.

При увеличении H диамагнитная восприимчивость убывает монотонно, а парамагнитная восприимчивость скачком падает до нулевого значения при

$$H_c = \frac{\pi^4}{2} \cdot \frac{\hbar c}{e} \cdot \frac{m_0}{m_{\|}}\bar{n}^2 R^4, \tag{21}$$

что соответствует переходу химического потенциала через уровень $\varepsilon_{00} + \hbar\omega_{c0}/2$.

Однако исследование поведения магнитной восприимчивости в квантовом пределе следует проводить вместе с выяснением условий заполнения только первого МПУ. С этой целью введем безразмерные величины: химпотенциал μ', энергию ε' уровня, ближайщего к уровню $\varepsilon_{00} + \hbar\omega_{c0}/2$, и энергию спинового расщепления ε'_s:

$$\mu' = \frac{1}{\mu_0}\left(\mu - \varepsilon_{00} + \frac{\hbar\omega_{c0}}{2}\right), \quad \varepsilon' = \frac{1}{\mu_0}(\varepsilon_{0,-1} - \varepsilon_{00}), \quad \varepsilon'_s = \frac{\hbar\omega_{c0}}{\mu_0}, \tag{22}$$

где начало отсчета энергий ведется от уровня $\varepsilon_{00}-\hbar\omega_{c0}/2$.

При некотором H_m, определяемом из условия

$$\mu'(H_m)=\varepsilon'(H_m), \tag{23}$$

начинается заполнение второго МПУ $\varepsilon_{0,-1}$. В зависимости от концентрации $\bar{n}$ поле H_m может быть как больше, так и меньше H_c. Если $\bar{n}>\bar{n}_0$, которую определим ниже, то $H_m>H_c$, и (23) сводится к уравнению четвертой степени относительно H_m. Если же $\bar{n}>\bar{n}_0$, то $H_m<H_c$, и (23) легко решается:

$$H_m=\frac{2\mu_0}{\mu_B}\left[\left(\frac{\hbar\omega_0}{2\mu_0}\right)^2-1\right]. \tag{24}$$

Значение $\bar{n}_0$ находится из равенства $H_m(\bar{n}_0)=H_c(\bar{n}_0)$ и дается выражением

$$\bar{n}_0=\frac{2\lambda_{01}}{\pi^2R^3}\left(\frac{m_\parallel}{m_\perp}\right)^{1/2}\cdot\left(1+\frac{m_0}{m_\perp}\right)^{-1/4}. \tag{25}$$

Максимальное значение плотности $\bar{n}_m$, при котором второй МПУ еще не заполняется, определяется из (23) при $H_m=0$ и равно

$$\bar{n}_m=2\bar{n}_0\left(1+\frac{m_0}{m_\perp}\right)^{1/4}=\frac{4\lambda_{01}}{\pi^2R^3}\left(\frac{m_\parallel}{m_\perp}\right)^{1/2}, \tag{26}$$

что совпадает с (17) при $\bar{n}=\bar{n}_m$.

Таким образом, при изменении n в области $\bar{n}_0<\bar{n}<\bar{n}_m$ восприимчивость является плавной функцией H, а при $\bar{n}<\bar{n}_0$ терпит скачок при $H=H_c$.

2.2. Квазиклассический предел

Когда имеется много заполненных уровней, характерный параметр ω_0 можно оценить из условия, что при энергии, равной энергии Ферми μ, классически доступная область движения НЗ равна толщине проволоки, т. е. [4]

$$\omega_0=\frac{1}{2R_0}\left(\frac{2\mu}{m_\perp}\right)^{1/2}. \tag{27}$$

Расчеты с помощью (1) и (2) удобно проводить отдельно для слабых и сильных магнитных полей.

В слабых полях $(\omega_c\ll\omega_0)$ $M=0$, и входящие в (5) и (6) суммы по n можно вычислить с помощью формулы суммирования Пуассона [13]. Поскольку $\mu\gg\hbar\omega$, можно в формуле Пуассона интегралы Френеля заменить их асимптотическими значениями. Полученное выражение для химпотенциала можно представить в виде $\mu=\bar{\mu}_0+\delta\mu(H)$, где

$\delta\mu(H)\approx\mu_0\dfrac{\omega_c^2}{3\omega_0^2}\ll\bar{\mu}_0$, а

$$\bar{\mu}_0=\frac{3\varkappa^2 R\bar{n}\hbar^2}{8(m_\perp m_\parallel)^{1/2}}. \tag{28}$$

Поправка к химпотенциалу обусловливает появление в выражении свободной энергии слагаемых, пропорциональных $(\delta\mu)^2\sim(\omega_c/\omega_0)^4$, следовательно, можно в выражениях как для монотонной, так и для осциллирующей частей свободной энергии положить $\bar{\mu}=\mu_0$.

Для монотонной части магнитной восприимчивости получаем

$$\chi^0_\parallel=-\frac{16}{5}\mu_B^{*2}m_\perp\bar{n}R^2\hbar^{-2}, \tag{29}$$

что лишь числовым коэффициентом отличается от (14). Аналогичный результат для 2D электронного газа получен в [10]. Этого следовало ожидать, поскольку $|\chi|\sim\bar{n}$, а увеличение $\bar{n}$ приводит лишь к росту числа заполненных уровней, не меняя при этом зависимости χ от характеристик проволоки (R) и НЗ (μ^*_B). По оценкам, спиновая восприимчивость $\chi_s\approx(m_\perp/m_0)^2\cdot|\chi^0_\parallel|\cdot Z_0^{-2}\ll|\chi^0_\parallel|$, где параметр

$$Z_0=\frac{\bar{\mu}_0}{\hbar\omega_0}=\left[\frac{3\pi^2}{4}\left(\frac{m_\perp}{m_\parallel}\right)^{1/2}\bar{n}R^3\right]^{1/2}\gg1 \tag{30}$$

есть число заполненных МПУ.

При вычислении осциллирующей составляющей восприимчивости $\chi_\sim$ при $\omega_c\ll\omega_0$ можно записать

$$\chi_\sim=-\frac{\partial^2F}{\partial H^2}\approx\frac{e^2}{m_\perp^2c^2}\cdot\frac{1}{\omega_0}\cdot\frac{\partial F_\sim}{\partial\omega}. \tag{31}$$

Наибольшее слагаемое в (31) равно

$$\chi_\sim=-\frac{15}{2^{7/2}}\frac{\chi^0_\parallel}{Z_0^{3/2}}\sum_{l=1}^{\infty}\frac{(-1)^l}{l^{3/2}}\cos\left(\pi l\,\frac{\omega_{c0}}{\omega_0}\right)\cdot\cos\left(2\pi lZ_0-\frac{\pi}{4}\right). \tag{32}$$

Ввиду наличия множителя $Z_0^{-3/2}$ $|\chi_\sim|\ll|\chi^0_\parallel|$.

$\chi_\sim$ имеет периодичность, обусловленную изменением радиуса проволоки с периодом

$$\Delta R\simeq\frac{2}{3}\cdot\frac{R}{Z_0}, \tag{33}$$

что находится в соответствии с качественной оценкой [4]. Осцилляции $\chi_\sim$ при изменении H, ввиду условия $\omega_0/\omega_{c0}=l_0\gg1$, могут проявляться только в гармониках с $l\geqslant l_0$, однако их вклад в $\chi_\sim$ пропорционален $l_0^{-3/2}$.

Таким образом, согласно (29) и (31), в слабых полях газ НЗ диамагнитен.

В сильных полях ($\omega_0\ll\omega_c\ll\omega_0Z_0^{1/2}$), когда $1\ll M\ll Z_0^{1/2}$, монотонную часть восприимчивости можно представить в форме $\chi_{d\parallel}+\chi_{s\parallel}$, где

$$\chi_{s\parallel}=\frac{15}{2^{16/3}}\left(\frac{m_\perp}{m_0}\right)^2\frac{|\chi^0_\parallel|}{Z_0^2},\quad \chi_{d\parallel}=-\frac{1}{3}\chi_{s\parallel}\left(\frac{m_0}{m_\perp}\right)^2(1+\xi), \tag{34}$$

$$\xi = \frac{24}{5 \cdot 2^{1/3}} \left(\frac{\omega_0}{\omega_c} Z_0^{1/2} \right)^4 \gg 1. \tag{35}$$

Таким образом, как в сильных, так и в слабых полях газ НЗ проявляет диамагнитные свойства. Такое поведение χ в проволоке существенно отличается от ее поведения в массивном образце [13].

Для осциллирующей части восприимчивости получаем:

$$\chi_{\sim} \simeq -\frac{Z_{\parallel}^0}{Z_0^{1/2}} \sum_{l=1}^{\infty} \frac{(-1)^l}{l^{1/2}} \cos\left(\pi l \frac{m_{\perp}}{m_0}\right) \cdot \cos\left(\pi l \frac{2^{1/2}\overline{\mu}_0}{\hbar\omega_c} - \frac{\pi}{4}\right). \tag{36}$$

Обсудим теперь условия, при выполнении которых $\omega_c \gg \omega_0$. Из формул (27), (28) и (30) следует, что

$$\omega_0 = \frac{\hbar}{2m_{\perp} R^2} Z_0. \tag{37}$$

Напряженность поля, в котором циклотронная частота равна ω_0, дается формулой

$$H_0 = \frac{c\hbar}{2eR^2} Z_0. \tag{38}$$

Даже при значении $Z_0 \sim 10$, чему при $R \simeq 10^{-6}$см и $m_{\perp} \sim m_{\parallel}$ соответствуют концентрации $\bar{n} > \bar{n}_0 \simeq 1{,}3 \cdot 10^{18}$см$^{-3}$, из (38) получается оценка $H_0 \simeq 3 \cdot 10^5$ Гс. Тем самым условие $\omega_c \gg \omega_0$ может иметь место в магнитных полях $H \geqslant 10^6$ Гс.

3. Магнитная восприимчивость вырожденного газа НЗ

Подстановка в условие нормировки больцмановской функции распределения приводит к следующему выражению для химпотенциала системы НЗ:

$$\mu = k_B T \ln \left[\bar{n} R^2 \left(\frac{2\pi^3 \hbar^2}{m_{\parallel} k_B T} \right)^{1/2} Z_s^{-1} \cdot Z_d^{-1} \right], \tag{39}$$

где

$$Z_s = 2\,\mathrm{ch}\left(\frac{\mu_B H}{k_B T} \right), \tag{40}$$

$$Z_d = \frac{1}{2\,\mathrm{sh}(\hbar\omega/2k_B T)} \left[S(\omega + \omega_c) + S(\omega - \omega_c) + 1 \right], \tag{41}$$

а

$$S(\omega) = \exp\left\{ -\frac{(M+1)\hbar\omega}{4k_B T} \right\} \cdot \frac{\mathrm{sh}(M\hbar\omega/4k_B T)}{\mathrm{sh}(\hbar\omega/4k_B T)}. \tag{42}$$

Выразив свободную энергию (1) через химпотенциал и воспользовавшись определением магнитной восприимчивости, из (39)—(41) получим:

$$\chi = -\bar{n}\left(\frac{\partial^2\mu}{\partial H^2}\right)_{T,V} = \chi_s + \chi_d, \tag{43}$$

где

$$\chi_s = \frac{\bar{n}\mu_B^2}{k_B T}\,\mathrm{ch}^{-2}\left(\frac{\mu_B H}{k_B T}\right). \tag{44}$$

есть парамагнитная восприимчивость газа НЗ. Ввиду громоздкости аналитического выражения χ_d целесообразно рассмотреть его в предельных случаях слабых и сильных полей.

В слабых магнитных полях ($\omega_c < \omega_0$), принимая во внимание также условие наблюдения квантового размерного эффекта ($k_B T \ll \Delta\varepsilon \sim \hbar\omega_0$), для диамагнитной восприимчивости получим выражение (14). При этом входящая в нее концентрация НЗ $\bar{n}$ должна удовлетворять критерию применимости статистики Больцмана, имеющего в рассматриваемом случае вид

$$\bar{n}R^2\lambda_B \ll 2\exp\left(-\frac{\hbar\omega_0}{2k_B T}\right). \tag{45}$$

где $\lambda_B = 2\pi\hbar/(m_{\parallel}k_B T)^{1/2}$ — длина де-бройлевской волны НЗ. Для проволоки из GaAs с $R \simeq 10^{-6}$см, $m_{\perp} \sim m_{\parallel} \simeq 0{,}068m_0$ при $T \sim 100$К (при этом $k_B T \sim \hbar\omega_0/6$) получаем оценку $\bar{n} \leqslant 10^{16}$см$^{-3}$.

Если $\hbar\omega_{c0} \ll k_B T \ll \hbar\omega_0$, то из (44) получим формулу Кюри: $\chi_s \simeq \simeq \bar{n}\mu_B^2/k_B T$. Для полной восприимчивости имеем:

$$\chi = \frac{\bar{n}\mu_B^2}{k_B T}\left[1 - \left(\frac{m_0}{m_{\perp}}\right)^2 \frac{2k_B T}{\hbar\omega_0}\right]. \tag{46}$$

Знак восприимчивости определяется отношением характерных энергий $k_B T$ и $\hbar\omega_0/2$, а также $m_0/m_{\perp}$. При данной T $\chi = 0$ при значении радиуса

$$R_0 = \left(\frac{\hbar^2\lambda_{01}^2}{2m_0 k_B \mathrm{T}} \cdot \frac{m_{\perp}}{m_0}\right)^{1/2} = \lambda_B \cdot \frac{\lambda_{01}}{(8\pi)^{1/2}}\left(\frac{m_{\parallel}}{m_0}\right)^{1/2}\left(\frac{m_{\perp}}{m_0}\right)^{1/2}. \tag{47}$$

Для проволоки GaAs при $T \simeq 100$К $R_0 \simeq 12$Å.

Если же $k_B T \ll \hbar\omega_{c0} \ll \hbar\omega_0$, то χ_s — экспоненциально малая величина, и газ НЗ в проволоке диамагнитен.

В пределе сильных магнитных полей ($\omega_c \gg \omega_0$) χ_s также экспоненциально малая величина, а для диамагнитной восприимчивости получаем:

$$\chi_d = -\frac{\bar{n}\mu_B^{*2}}{\hbar\omega_0}\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2\left(1 + 2\frac{\omega_0}{\omega_c}\right) \text{ при } \frac{\hbar\omega_c}{8k_B T}\left(\frac{\omega_0}{\omega_c}\right)^2 \ll 1 \text{ и } \frac{\hbar\omega_0}{8k_B T} < 1, \tag{48}$$

при этом критерий применимости статистики Больцмана имеет вид

$$\bar{n}R^2\lambda_B \ll \frac{\omega_c}{\omega_0}\exp\left(-\frac{\hbar\omega_c}{8k_B T}\right). \tag{49}$$

В условиях, когда $(\hbar\omega_c/8k_B T)(\omega_0/\omega_c)^2 \ll 1$ и $(\hbar\omega_0/8k_B T) > 1$, для диамагнитной восприимчивости получаем

$$\chi_d = -\frac{2\bar{n}\mu_B^2}{\hbar\omega_c}\left[1+\frac{4\hbar\omega_c}{k_BT}\left(\frac{k_BT}{\hbar\omega_0}\right)^2\right], \tag{50}$$

а критерий применимости статистики Больцмана имеет вид

$$\bar{n}R^2\lambda_B \ll \left(1+\frac{8k_B\mathrm{T}}{\hbar\omega_0}\cdot\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)\exp\left(-\frac{\hbar\omega_c}{2k_BT}\right). \tag{51}$$

Ввиду экспоненциальной малости χ_p, в сильных магнитных полях газ НЗ диамагнитен.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. М. Косевич, И. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 29, 753(1955).
2. М. Ш. Ерухимов, Б. А. Тавгер. ЖЭТФ, 53, 926(1967).
3. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский. УФН, 96, 62(1968).
4. Б. А. Тавгер, М. Д. Блох, Е. М. Фишман. ФММ, 33, 1137(1972).
5. R. Dingle. Festkörperprobleme (Adv. sol. stat. phys.), 15 (1975).
6. D. Roychoudhury, P. K. Basu. Int. Electronics, 44, 397 (1978).
7. D. Shoenberg. J. Low Temp. Phys., 56, 317 (1983).
8. W. Zawadski. Solid State Commun., 47, 317 (1983).
9. W. Zawadski. J. Phys. C: Solid State Phys., 17, L145 (1984).
10. А. А. Киракосян, М. К. Кумашян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 24, 141(1989).
11. А. А. Киракосян. Изв. АН Арм.ССР, Физика, 9, 429(1974).
12. Ю. И. Петров. Физика малых частиц. М., Наука, 1982.
13. А. И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., Наука, 1978.

MAGNETIC SUSCEPTIBILITY OF SIZE-QUANTIZED WIRE. «DIAMAGNETIC-PARAMAGNETIC» SIZE-TRANSITION IN WIRES

A. A. KIRAKOSIAN, M. GH. GHOUMASHIAN, A. L. ASATRIAN

The magnetic susceptibility of charge carriers in a size-quantized semiconductor wire with circular cross-section is calculated. The expressions for dia- and paramagnetic susceptibilities are derived both for degenerate gas in the quantum and quasiclassical limits and for nondegenerate one. It is shown that with decreasing of the wire radius at its certain value the «diamagnetic-paramagnetic» size-transition occurs. Some estimations of electron gas susceptibility in GaAs wire are made.

ՉԱՓԱՅՆՈՐԵՆ ՔՎԱՆՏԱՑՎԱԾ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԼԱՐԻ ՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ԸՆԿԱԼՈՒՆԱԿՈՒԹՅՈՒՆԸ։ «ԴԻԱՄԱԳՆԻՍ-ՊԱՐԱՄԱԳՆԻՍ» ՉԱՓԱՅԻՆ ԱՆՑՈՒՄԸ ԼԱՐԵՐՈՒՄ

Ա. Ա. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ, Մ. Ղ. ՂՈՒՄԱՇՅԱՆ, Ա. Լ. ԱՍԱՏՐՅԱՆ

Հաշվված է լիցքակիրների մագնիսական ընկալունակությունը շրջանային կտրվածքով չափայնորեն քվանտացված կիսահաղորդչային լարում։ Ստացված են դիա- և պարամագնիսական ընկալունակության արտահայտությունները ինչպես այլասերված գազի համար քվանտային և քվազիդասական սահմանում, այնպես էլ ոչ այլասերված գազի համար։ Ցույց է տրված, որ լարի շառավղի փոքրացմանը զուգընթաց նրա որոշակի արժեքի դեպքում տեղի է ունենում «դիամագնիս-պարամագնիս» չափային անցում։ Կատարված են էլեկտրոնային գազի ընկալունակության գնահատումներ GaAs *լարի համար։*