ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА РАЗМЕРНО-КВАНТОВАННОЙ ПОЛУМАГНИТНО-ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ ПЛЕНКИ

Б.М.АСКЕРОВ, С.Р.ФИГАРОВА, М.М.МАХМУДОВ

Бакинский Государственный Университет
AZ 1148, Баку, ул. З.Халилова, 23

Теоретически исследуется теплоемкость электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки. Получены общие выражения для теплоемкости при произвольной степени вырождения электронного газа и произвольной толщине пленки. Отдельно рассмотрен предельный случай сверхтонкой пленки. Показано, что в невырожденном случае поведение теплоемкости, в основном, зависит от концентрации носителей тока и параметра обменного взаимодействия. Определено, что в случае вырожденного электронного газа теплоемкость прямо пропорциональна плотности состояний на границе Ферми и при фиксированном значении толщины пленки имеет ступенчатый характер.

В настоящее время исследования в области наноструктур и спинтроники лежат в основе создания нанотехнологий, позволяющих существенно изменять свойства твердых тел путем модификации их структуры и электронного строения. Спинтроника - новое направление в микроэлектронике, базирующееся на использовании такой квантово-механической характеристики электронов, как спин. Устройства, созданные на ее основе, обещают решить многие и существующие, и ожидаемые в ближайшем будущем проблемы традиционной микроэлектроники: энергонезависимость, уменьшение энергопотребления, увеличение плотности логических элементов, скорости обработки данных [1-2].

Спинтроника изучает магнитные и магнитооптические взаимодействия в металлических и полупроводниковых наногетероструктурах, динамику и когерентные свойства спинов в конденсированных средах, а также квантовые магнитные явления в структурах нанометрового размера [3]. Наряду с ранее известными магнетиками по мере развития спинтроники появились новые – магнитные полупроводники, вещества, в которых можно контролировать магнитные, полупроводниковые и оптические свойства. Сегодня большое внимание привлекают так называемые полумагнитные полупроводники (ПМП), сочетающие в себе свойства обычных и магнитных полупроводников. К ПМП относят полупроводниковые кристаллы, легированные *sd* ионами переходных металлов, либо твердые растворы, содержащие магнитные компоненты [4-5].

Первоначальные исследования ПМП проводились на объемных кристаллических образцах, однако в последнее время в связи с прогрессом в освоении методов получения тонких слоев полупроводников заметно возрос интерес к пленочным образцам ПМП. Особое внимание заслуживают создаваемые на их основе многослойные структуры, получившие название спиновых сверхрешеток [6]. Следует отметить, что при изучении физических свойств данных материалов основную роль играют исследования кинетических явлений в них [4,7]. Поэтому для глубокого понимания физических процессов, происходящих в этих веществах, необходимо как теоретическое, так и экспериментальное исследование их термодинамических свойств.

Представленная теоретическая работа посвящена исследованию статистики и изучению термодинамических свойств электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки. Для этого сначала на основе закона дисперсии был вычислен большой термодинамический потенциал, а далее, используя известные термодинамические соотношения, были найдены такие основные величины как химический потенциал, энтропия и теплоемкость электронного газа размерно-квантованной пленки при произвольной степени вырождения электронного газа и при различных толщинах пленки. Также было изучено влияние обменного взаимодействия на эти термодинамические величины. Было показано, что при больших значениях толщины пленки найденные выражения переходят в известные формулы для массивного полумагнитного полупроводника.

Как известно, когда размеры образца становятся порядка длины волны Де-Бройля носителей заряда, возникают квантовые размерные эффекты [8]. В этом случае энергетический спектр носителей тока становится частично дискретным и изменяется вид их волновых функций. В результате физические свойства такой пленки основательно отличаются от свойств массивного образца. Рассмотрим образец в виде полумагнитно-полупроводниковой пленки с размерами L_x, L_y, L_z, для которых выполняется условие $L_z << L_x, L_y$. Вследствие наложения ограничения на размер L_z соответствующая ему компонента волнового вектора k_z принимает дискретные значения, и энергетический спектр носителей заряда квантуется. Кроме того, в результате сильного обменного взаимодействия между носителями и спинами магнитных примесей, зона проводимости расщепляется на две электронные подзоны [4]. Принимая во внимание вышесказанное, энергетический спектр электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки с учетом обеих электронных подзон можно записать

$$\varepsilon_i(n,k_\perp) = \varepsilon_{0i} + \gamma k_\perp^2 + \varepsilon_0 n^2 , \qquad (1)$$

где $\varepsilon_{0i} = \varepsilon_g \mp A$, $i = 1,2$, ε_g - ширина запрещенной зоны, A - энергия обменного взаимодействия, $\gamma = 2P^2/3\varepsilon_g$, P - параметр Кейна, $k_\perp^2 = k_x^2 + k_y^2$, $\varepsilon_0 = \gamma(\pi/L_z)^2$ - энергия первого пленочного уровня, L_z - толщина пленки, $n = 1,2,...$ - размерное квантовое число.

Чтобы на основе данного закона дисперсии исследовать теплоемкость электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки лучше всего исходить из большого термодинамического потенциала.

Для большого термодинамического потенциала тонкой пленки без учета спинного расщепления имеем [8]

$$\Omega = -\frac{V}{2\pi L_z} \sum_n \int_{\varepsilon'}^{\infty} k_\perp(\varepsilon,n) f_0(\varepsilon)\, d\varepsilon , \qquad (2)$$

где $V = L_x L_y L_z$ - объем основной области пленки, $f_0(\varepsilon)$ - функция распределения Ферми, а нижний предел интеграла ε' есть корень уравнения $k_\perp(\varepsilon',n) = 0$. Определив из закона дисперсии (1) $k_\perp(\varepsilon_i,n)$, и, произведя в (2) некоторые простые преобразования, для большого термодинамического потенциала электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой пленки с учетом обеих электронных подзон получим

$$\Omega = -\frac{V(k_0T)^2}{4\pi\gamma L_z} \sum_n \left[F_2(\eta_1(n)) + F_2(\eta_2(n))\right], \qquad (3)$$

где $F_r(\eta_i(n))$ - однопараметрический интеграл Ферми [8], $\eta_i(n) = \zeta^* - \varepsilon_{0i}^* - \varepsilon_0^* n^2$, $\zeta^* = \zeta/k_0T$, $\varepsilon_{0i}^* = \varepsilon_{0i}/k_0T$, $\varepsilon_0^* = \varepsilon_0/k_0T$, ζ - химический потенциал электронного газа. Следует отметить, что выражение (3), найденное для большого термодинамического потенциала, является справедливым для произвольной температуры и толщины пленки. Используя эту формулу, можно определить химический потенциал, энтропию и теплоемкость электронного газа в размерно-квантовой полумагнитно-полупроводниковой пленке.

Допустим, что концентрация электронного газа $n_{эл}$ постоянна и, приняв это за основу, найдем явную зависимость химического потенциала, энтропии и теплоемкости от температуры, концентрации носителей тока, толщины пленки и зонных параметров. Учитывая формулу (3) для большого термодинамического потенциала в выражении концентрации $n_{эл} = -(1/V)(\partial\Omega/\partial\zeta)_{T,V}$ [9], найдем уравнение, с помощью которого можно определить химического потенциал

$$n_{эл} = \frac{k_0 T}{2\pi\gamma L_z}\sum_n \left[F_1(\eta_1(n)) + F_1(\eta_2(n))\right]. \tag{4}$$

Для энтропии $S = -(\partial\Omega/\partial T)_{\zeta,V}$ [9], учитывая (3), найдем

$$S = \frac{V k_0^2 T}{2\pi\gamma L_z}\sum_n \left[F_2(\eta_1(n)) - \eta_1(n)F_1(\eta_1(n)) + F_2(\eta_2(n)) - \eta_2(n)F_1(\eta_2(n))\right], \tag{5}$$

а для теплоемкости электронного газа $C_V = T(\partial S/\partial T)_V$ [9], с учетом (3) имеем

$$C_V = \frac{k_0^2 T V}{2\pi\gamma L_z}\sum_n \Big[F_2(\eta_1(n)) - 2\eta_1(n)F_1(\eta_1(n)) + \eta_1^2 F_0(\eta_1(n)) + \\ + F_2(\eta_2(n)) - 2\eta_2(n)F_1(\eta_2(n)) + \eta_2^2 F_0(\eta_2(n))\Big]. \tag{6}$$

Эти формулы справедливы для любого значения температуры и толщины пленки. Исследуя их в различных частных случаях, можно найти аналитические выражения этих величин.

НЕВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ: $(\zeta - \varepsilon_{0i} - \varepsilon_0) << k_0 T$.

Используя известную асимптотику интеграла Ферми, в данном случае из (4) для химического потенциала найдем

$$\exp\left(\frac{\zeta - \varepsilon_g}{k_0 T}\right) = \frac{2\pi\gamma L_z}{k_0 T}\frac{n_{эл}}{\Theta(\nu_0) - 1}\left[ch(A/k_0 T)\right]^{-1}, \tag{7}$$

где введена следующая функция

$$\Theta(\nu_0) = \sum_{n=-\infty}^{\infty}\exp\left(-\pi\nu_0 n^2\right), \tag{8}$$

и обозначение $\nu_0 = \varepsilon_0/\pi k_0 T$. Для определения аналитического выражения химического потенциала можно воспользоваться асимптотикой функции $\Theta(\nu_0)$ при больших и малых значений аргумента ν_0 [8]. При больших значений аргумента $\nu_0 >> 1$, т.е. для сверхтонких пленок, учитывая, что $\Theta(\nu_0) \approx 1 + 2exp(-\pi\nu_0)$, из (5) получим

$$\zeta(L_z) = \varepsilon_0 + \varepsilon_g + k_0 T \ln\left[\frac{\pi\gamma L_z n_{эл}}{k_0 T\, ch(A/k_0 T)}\right]. \tag{9}$$

При малых значениях аргумента $\nu_0 << 1$, т.е. для толстых пленок, можно воспользоваться функциональным соотношением [10]

$$\Theta(\nu_0) = \frac{1}{\sqrt{\nu_0}}\Theta\left(\frac{1}{\nu_0}\right). \tag{10}$$

В результате для этого случая будем иметь $\Theta(\nu_0) \approx \nu_0^{-1/2}\left[1 + 2\exp(-\pi/\nu_0)\right]$. Подставляя это выражение в (7), в первом приближении получим известный результат для массивного образца [11]. В следующем приближении можно найти квантовую поправку за счет размерного квантования, которая определяется следующим образом

$$\delta\zeta(\nu_0)=\zeta(\nu_0)-\zeta_M(0)=k_0T\ln\left[\sqrt{\nu_0}\left(\Theta(\nu_0)-1\right)\right], \quad (11)$$

здесь

$$\zeta_M=\varepsilon_g+k_0T\ln\left[\left(\frac{\pi\gamma}{k_0T}\right)^{3/2}\frac{2n_{эл}}{ch\left(A/k_0T\right)}\right], \quad (12)$$

- химический потенциал невырожденного электронного газа в полумагнитно-полупроводниковом образце [11]. Если воспользоваться предельными значениями аргумента $\Theta(\nu_0)$ функции, то для невырожденной сверхтонкой пленки химический потенциал определяется как

$$\zeta=\zeta_M+\varepsilon_0-\frac{k_0T}{2}\ln\left(4\nu_0\right), \quad (13)$$

а для толстой пленки как

$$\zeta=\zeta_M-k_0T\ln\left(1-\sqrt{\nu_0}\right). \quad (14)$$

Анализ этих формул показывает, что с уменьшением толщины пленки химический потенциал невырожденного электронного газа размерно-квантовой пленки увеличивается по сравнению с массивным образцом.

В данном пределе из (5) для энтропии невырожденного электронного газа получим

$$S=k_0n_{эл}V\left[2-\zeta^*+\varepsilon_g^*-A^*\,thA^*+\nu_0\Phi(\nu_0)\right], \quad (15)$$

где $\varepsilon_g^*=\varepsilon_g/k_0T$, $A^*=A/k_0T$, $\Phi(\nu_0)=\frac{\partial}{\partial\nu_0}\left[\ln\left(\frac{\Theta(\nu_0)-1}{2}\right)\right]$, а химический потенциал ζ определяется выражением (7). Чтобы исследовать выражение (15), перепишем его в более удобном для анализа виде

$$S=S_M-k_0n_{эл}V\left[\frac{1}{2}-\ln\left[\sqrt{\nu_0}\left(\Theta(\nu_0)-1\right)\right]+\nu_0\Phi(\nu_0)\right], \quad (16)$$

где S_M энтропия невырожденного электронного газа в массивном полумагнитным полупроводнике [12]. Используя в (5) асимптотику функции $\Theta(\nu_0)$ в разных пределах, проанализируем энтропию невырожденного электронного газа в случаях сверхтонкой и толстой пленки.

Для энтропии носителей тока в размерно-квантованной сверхтонкой пленке $(\nu_0>>1)$ получим

$$S=S_M-\frac{1}{2}k_0n_{эл}V\sqrt{\nu_0}\,, \quad (17)$$

а в случае толстой пленки $(\nu_0<<1)$ из (18) для энтропии имеем

$$S=S_M-\frac{1}{2}k_0n_{эл}V\left[1-\ln(4\nu_0)\right]. \quad (18)$$

Из (17) и (18) следует, что энтропия электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой невырожденной пленки с уменьшением толщины вначале уменьшается, затем при толщинах, для которых $\nu_0>>1$, растет и при $\ln(4\nu_0)>1$ становится больше, чем для массивного образца. Таким образом, в области размерного квантования энтропия с уменьшением толщины изменяется немонотонно.

Подставив значения интегралов Ферми в (6) для теплоемкости невырожденного электронного газа получим

$$C_V = k_0 n_{эл} V\Big[2\left(1-\zeta^* + \varepsilon_g^* - A^* thA^*\right)\left(1-\nu_0\Phi(\nu_0)\right) - 2A^* thA^*\left(\zeta^* - \varepsilon_g\right) + \\ + \left(\zeta^* - \varepsilon_g\right)^2 + A^{*2} + \left(\nu_0\Phi(\nu_0)\right)^2 + \nu_0^2\frac{\partial\Phi(\nu_0)}{\partial\nu_0}\Big], \tag{19}$$

Здесь химический потенциал ζ определяется формулой (7). Так как это выражение теплоемкости справедливо для произвольной толщины пленки, то отдельно рассмотрим случаи сверхтонкой и толстой пленок.

В случае сверхтонкой пленки, $(\nu_0 >> 1)$, используя выражения химического потенциала (13), для теплоемкости найдем

$$C_V = k_0 n_{эл} V\left[1 + \left(1 - \ln\left[\frac{\pi\gamma L_z n_{эл}}{k_0 T\, ch A^*}\right]\right)^2 - 2A^* thA^*\left(1 - \ln\left[\frac{\pi\gamma L_z n_{эл}}{k_0 T\, ch A^*}\right]\right) + A^{*2}\right]. \tag{20}$$

Как видно из этого выражения, теплоемкость невырожденного электронного газа размерно-квантованной полумагнитно-полупроводниковой сверхтонкой пленки, в основном, определяется концентрацией носителей тока и энергией обменного взаимодействия, а зависимость от толщины пленки, температуры и зонных параметров логарифмически слабая.

В случае толстых пленок $(\nu_0 << 1)$ с учетом (14) в (19) для теплоемкости получим

$$C_V = k_0 n_{эл} V\left[\frac{15}{4} - \left(3 - \ln\left[\left(\frac{\pi\gamma}{k_0 T}\right)^{3/2}\frac{2n_{эл}}{ch A^*}\right]\right)\left(\ln\left[\left(\frac{\pi\gamma}{k_0 T}\right)^{3/2}\frac{2n_{эл}}{ch A^*}\right] + A^* thA^*\right) + \\ + A^{*2} + \frac{3}{4}\left(\frac{\pi\gamma}{k_0 T}\right)^{1/2}\frac{1}{L_z}\right]. \tag{21}$$

Исследование последнего выражения показывает, что при $L_z \to \infty$ оно переходит в формулу теплоемкости невырожденного электронного газа в массивных полумагнитных полупроводниках [12].

ВЫРОЖДЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ГАЗ: $(\zeta_F - \varepsilon_{0i} - \varepsilon_0) >> k_0 T$.

Применяя асимптотику интеграла Ферми для сильно вырожденного электронного газа из (4) в нулевом приближении по вырождению получим:

$$n_{эл} = \frac{1}{2\pi\gamma L_z}\left[\sum_{n=1}^{n_{01}}\left(\zeta_F - \varepsilon_1 - \varepsilon_0 n^2\right) + \sum_{n=1}^{n_{02}}\left(\zeta_F - \varepsilon_2 - \varepsilon_0 n^2\right)\right], \tag{22}$$

где $n_{0i} = \left\lfloor\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}\right\rfloor$ - номер пленочного уровня, пересекающегося с границей Ферми, который есть целая часть числа $\sqrt{(\zeta_F - \varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}$. Выполнив суммирование по n в последнем выражении, для $n_{эл}$ найдем

$$n_{эл} = \frac{1}{2\pi\gamma L_z}\left[\left((\zeta_F - \varepsilon_1)n_{01} - \varepsilon_0\frac{n_{01}(n_{01}+1)(2n_{01}+2)^2}{6}\right) + \\ + \left((\zeta_F - \varepsilon_2)n_{02} - \varepsilon_0\frac{n_{02}(n_{02}+1)(2n_{02}+2)^2}{6}\right)\right]. \tag{23}$$

Формула (23) является общим выражением, определяющим связь между границей Ферми и концентрацией носителей тока для пленок с различными толщинами. Учитывая, что для полностью вырожденной сверхтонкой пленки в каждой электронной подзоне заполнен лишь один пленочный уровень $(n_{0i}=1)$, то из (23) можно определить границу Ферми следующим образом

$$\zeta_F(L_z)=\varepsilon_g+\varepsilon_0+\pi\gamma n_{эл}L_z. \tag{24}$$

Как видно из последнего выражения, для полностью вырожденной пленки граница Ферми от энергии обменного взаимодействия не зависит. В случае сильно вырожденной толстой пленки $n_{0i}>>1$, когда заполнено много пленочных уровней, формула (22) переходит в известное выражения для массивного образца [11].

В этом приближении из (5) для энтропии вырожденного электронного газа найдем

$$S=\frac{\pi^2}{3}k_0^2\,TV\,g(\zeta_F), \tag{25}$$

где $g(\zeta_F)$ - плотность состояний электронного газа на границе Ферми, которая определяется следующим образом

$$g(\zeta_F)=\frac{1}{2\pi\gamma L_z}\left[\left[\sqrt{\frac{\zeta_F-\varepsilon_1}{\varepsilon_0}}\right]+\left[\sqrt{\frac{\zeta_F-\varepsilon_2}{\varepsilon_0}}\right]\right], \tag{26}$$

здесь $\left\lfloor\sqrt{(\zeta_F-\varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}\right\rfloor$ целая часть числа $\sqrt{(\zeta_F-\varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}$, ζ_F определяется из (22).

В данном случае, используя значения интегралов Ферми и ограничиваясь первым приближением по вырождению, из (6) для теплоемкости получим

$$C_V=\frac{\pi^2}{3}k_0^2TVg(\zeta_F), \tag{27}$$

где $g(\zeta_F)$ определяется формулой (26). Как видно из формулы (27), теплоемкость сильно вырожденного электронного газа повторяет все особенности функции плотности состояний в размерно-квантованной пленке на поверхности Ферми и при фиксированном значении толщины пленки имеет ступенчатый характер. Последняя связана с тем, что величина $\left\lfloor\sqrt{(\zeta_F-\varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}\right\rfloor$, входящая в выражения плотности состояний, есть целая часть числа $\sqrt{(\zeta_F-\varepsilon_{0i})/\varepsilon_0}$ (т.е. число пленочных уровней расположенных ниже границы Ферми ζ_F), и зависимость плотности состояний от энергии будет носить ступенчатый характер. Поэтому всякий раз, когда энергия $\zeta_F-\varepsilon_{0i}$ совпадает с дном очередного пленочного уровня плотность состояний, а также теплоемкость испытывает скачок. Другими словами, теплоемкость размерно-квантованной пленки в зависимости от толщины пленки будет осциллировать. Кроме того следует отметить, что каждая подзона пленки в теплоемкость дает одинаковый вклад.

В случае толстой пленки выражения (27) переходит в формулу теплоемкости сильно вырожденного электронного газа массивного полумагнитного полупроводника [12].

Для сверхтонкой пленки, подставляя в (27) выражение границы Ферми (24), получим

$$C_V=\frac{\pi k_0^2TV\varepsilon_g}{2P^2}\frac{1}{L_z}\left(1+\frac{2n_{эл}L_z^3}{\pi}\right). \tag{28}$$

Как следует из формулы (28), теплоемкость вырожденного электронного газа в сверхтонкой пленке прямо пропорциональна температуре и не зависит от энергии обменного взаимодействия. Численный расчет, проведенный на основе данных характерных для этих материалов ($Cd_{1-x}Mn_xTe$, $\varepsilon_g = 2{,}34\,эВ$, $P = 8\cdot 10^{-8}\,эВсм$, $T = 77K$, $n_1 = 10^{18} см^{-3}$, $n_2 = 10^{21} см^{-3}$), показывает, что при малых концентрациях носителей тока теплоемкость вырожденного электронного газа обратно пропорциональна толщине пленки, в то время как для больших значений концентраций с увеличением толщины теплоемкость растет.

1. I.Zutic, J.Fabian, S.Das Sarma, *Rev. Mod. Phys*., **76** (2004) 323.
2. M.Ziese and M.F.Thornton, *Spin Electronics. Berlin, Springer*, (2001).
3. А.В.Огнев, А.С.Самардак, *Вестник ДВО РАН*, № 4 (2006) 70.
4. Я.Фурдына, Я.Косут, *Полумагнитные полупроводники, М.: Мир,* (1992) 496.
5. C.Timm, *J. Phys.: Condens. Matter*. 15 (2003) R1865.
6. A.V.Nurmikko, R.L.Gunshor, L.A.Kolodziejski, *IEEE J. Quantum Electron.,* **22** (1986) 1785.
7. В.А.Кульбачинский, П.В.Гурин, П.М.Тарасов, *ФНТ,* **33** (2007) 239.
8. B.M.Askerov, *Electron transport phenomena in semiconductors. World Scientific, Singapore*, (1994) 394.
9. Б.М.Аскеров, *Термодинамика и статистическая физика. Баку, Изд-во. БГУ,* (2007) 512.
10. Ю.Б.Румер, М.Ш.Рывкин, *Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М.:Наука,* (1977) 552.
11. С.Р.Фигарова, М.М.Махмудов, *Вестник БГУ, серия физ.-мат. наук*, №3 (2000) 83.
12. Б.М.Аскеров, С.Р.Фигарова, М.М.Махмудов, *Transactions of Azerbaijan Academy of Sciences, Series of Physical-mathematical and Technical sciences, Physics and Astronomy,* **XXIII** № 5 (I) (2003) 29.

ÖLÇÜYƏ ĞÖRƏ KVANTLANMIŞ YARIMMAQNIT YARIMKEÇIRICI TƏBƏQƏDƏ ELEKTRON QAZININ ISTILIK TUTUMU

B.M.ƏSGƏROV, S.R.FIQAROVA, M.M.MAHMUDOV

İşdə ölçüyə ğörə kvantlanmış yarımmaqnit yarımkeçirici təbəqədə elektron qazının istilik tutumu nəzəri olaraq tədqiq edilmişdir. İstilik tutumunun elektron qazının ixtiyari cırlaşma tərtibi və təbəqə qalınlığının istənilən qiyməti üçün doğru olan ümumi ifadəsi alınmışdır. Xüsusi hal kimi ifratnazik təbəqə halına baxılmışdır. Göstərilmişdir ki, cırlaşmamış təbəqənin istilik tutumu əsasən yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və mübadilə qarşılıqlı təsir enerjisi ilə təyin olunur. Tapılmışdır ki, güclü cırlaşmış halda elektron qazının istilik tutumu hal sıxlığı ilə düz mütənasib olub, təbəqə qalınlığının fiksə olunmuş qiyməti üçün pilləvari xarakter daşıyır.

HEAT CAPACITY OF ELECTRON GAS IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTOR QUANTUM SIZE FILM

B.M.ASKEROV, S.R.FIGAROVA, M.M.MAHMUDOV

The heat capacity of electron gas in the semimagnetic semiconductor quantum size film has been theoretically investigated. The general expressions for a heat capacity have been received at any degree of degeneration of electron gas and any film thickness. The limiting case of an ultrathin film has been separately considered. It has been shown that in the nondegenerate electron gas case the behaviour of a heat capacity basically depended on concentration of charge carriers and parameter of exchange interaction. In a strong degenerate electronic gas for an ultrathin film the heat capacity in inverse proportion thickness of a film and has not depended from exchange interaction parameter and concentration. It has been defined that in a case of the strong degenerate electron gas the heat capacity proportional to the density of state on the Fermi's level and at the fixed value of a thickness of a film has had step character.