

UOT 538.97; 539.23

**YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ ELEKTRON
QAZININ LANDAU DİAMAQNİZMİ****M.M.MAHMUDOV***Bakı Dövlət Universiteti**mmm@bsu.az*

İşdə kvantlayıcı xarici bircins maqnit sahəsində yarımmaqnit yarımkeçiricidə elektron qazının diamaqnetizmi nəzəri tədqiq edilmişdir. Bu məqsədlə əvəlcə böyük termodinamik potensial hesablanmış, sonra isə məlum termodinamik münasibətlər əsasında elektron qazının diamaqnit maqnitlənmə əmsalının ümumi ifadəsi tapılmışdır. Maqnitlənmə əmsalı elektron qazının cırılma dərəcəsi və maqnit sahəsinin qiymətinə görə müxtəlif xüsusi hallar üçün ayrı-ayrılıqda tədqiq edilmişdir. Tapılmışdır ki, cırılmamış halda mübadilə qarşılıqlı təsiri və maqnit sahəsi maqnitlənmənin qiymətini azaldır. Göstərilmişdir ki, cırılmış elektron qazının kvant limiti halında maqnitlənmə əmsalı cırılmamış hal ilə müqayisədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və maqnit sahəsinin qiymətindən daha güclü asılı olur.

Açar sözlər: yarımmaqnit yarımkeçirici, Landau diamaqnetizmi, maqnitlənmə vektoru, diamaqnit qavrayıcılığı, mübadilə qarşılıqlı təsiri.

Məlumdur ki, keçirici kristallarda elektron qazının hesabına iki cür maqnetizm mümkün olur. Bunlardan biri, hər bir elektronun spin maqnit momentlərinin xarici maqnit sahəsində düzülməsi nəticəsində yaranan elektron - spin paramaqnetizmi və ya Pauli paramaqnetizmidir. Digəri isə elektronun maqnit sahəsinə perpendikulyar müstəvi üzərində dairəvi hərəkəti nəticəsində yaranan diamaqnetizm - Landau diamaqnetizmi hadisəsidir [1, 2]. Qeyd etmək lazımdır ki, elektron qazının diamaqnetizmi elektronun spini ilə deyil, elektronun özünün maqnit sahəsindəki hərəkəti ilə əlaqədardır, daha doğrusu maqnit sahəsində elektronun enerji spektrinin diskret olması ilə təyin olunur.

Kvantlayıcı olmayan xarici bircins maqnit sahəsində yarımmaqnit yarımkeçiricidə elektron qazının enerji spektrində spin parçalanması nəzərə alınmaqla paramaqnit qavrayıcılığının hesablanmasına - Pauli paramaqnetizminin nəzəri tədqiqinə ətraflı olaraq [3]-də baxılmışdır. Burada isə kvantlayıcı xarici bircins maqnit sahəsində yarımmaqnit yarımkeçiricidə elektron qazının diamaqnetizmi nəzəri tədqiq edilmişdir. Bu məqsədlə əvəlcə böyük termodinamik potensial hesablanmış, sonra isə məlum termodinamik münasibətlər əsasında elektron qazının diamaqnit maqnitlənmə əmsalının ümumi ifadəsi

tapılmışdır. Maqnitlənmə əmsalının maqnit sahəsindən, temperaturdan, yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından və zona parametrlərindən asılılığını təyin etmək üçün maqnit sahəsinin müxtəlif qiymətləri və elektron qazının müxtəlif cırılma halları ayrı-ayrılıqda tədqiq edilmişdir. Kvantlayıcı maqnit sahəsində mübadilə enerjisinin təsirini öyrənmək üçün maqnitlənmə əmsalına mübadilə - kvant əlavəsi hesablanmışdır. Tapılmışdır ki, cırılmamış halda mübadilə qarşılıqlı təsiri və maqnit sahəsi maqnitlənmənin qiymətini azaldır. Göstərilmişdir ki, cırılmış halda elektron qazının maqnitlənmə əmsalı cırılmamış hal ilə müqayisədə yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və maqnit sahəsinin qiymətindən daha güclü asılı olur. Həmçinin göstərilmişdir ki, elektron qazının cırılmamış halında mübadilə qarşılıqlı təsiri maqnitlənmənin qiymətini azaltdığı halda, güclü cırılmış halda bu əmsal mübadilə enerjisindən asılı olmur.

Xarici \vec{B} maqnit sahəsində elektronun hərəkəti \vec{B} boyunca spiral xətt üzrə baş verir. Bu hərəkəti iki hərəkətin cəmi kimi təsəvvür etmək olar: maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə $\omega = eB/m$ - tsiklotron tezliyi ilə baş verən fırlanma hərəkəti və \vec{B} boyunca irəliləmə hərəkəti (e - elektron yükünün qiyməti, m - onun effektiv kütləsidir.). Qeyd etmək lazımdır ki, maqnit sahəsi boyunca olan irəliləmə hərəkəti həmişə klassik infinit hərəkətidir. Lakin maqnit sahəsinə perpendikulyar müstəvidəki fırlanma hərəkəti, maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olaraq, klassik və ya kvant ola bilər. Əgər elektronların hərəkəti klassik hesab olunub, onlara klassik statistika tətbiq edilərsə onda elektron qazı diamagnet xassəsinə malik olmur [4]. Ona görə də elektron qazının diamagnetizmini nəzəri tədqiq etmək üçün elektronun maqnit sahəsindəki hərəkətinin kvant hərəkəti olduğunu nəzərə almaq lazımdır.

Elektronun maqnit sahəsinə perpendikulyar istiqamətdə fırlanma hərəkəti elementar qapalı cərəyan yaratdığından sahənin əksinə maqnit momenti yaranır. Həmin elementar maqnit momentləri isə elektron qazının diamagnet

$$\vec{M} = -\frac{1}{V} \left(\frac{\partial \Omega}{\partial \vec{B}} \right)_{T, V, \zeta}, \quad (1)$$

- maqnitlənmə momentini yaradır, burada Ω - elektron qazının böyük termodinamik potensialı, V - həcmi, ζ - kimyəvi potensialıdır. Göründüyü kimi diamagnet momentinin orta qiymətini tapmaq üçün böyük termodinamik potensialın açıq şəklini $\Omega = \Omega(T, V, \zeta, B)$ bilmək lazımdır. Bizim halda böyük termodinamik potensialın ümumi şəkli aşağıdakı kimidir:

$$\Omega(T, V, \zeta, B) = -k_0 T \sum_{\alpha} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{\zeta - \varepsilon(N, k_z)}{k_0 T} \right) \right], \quad (2)$$

burada $\alpha \equiv (N, k_y, k_z)$ - elektronun halını təyin edən kvant ədədlərinin toplusudur, N - Landau kvant ədədləri, k_y və k_z - kvaziimpulsun uyğun olaraq y və z oxları istiqamətində toplananlarıdır.

Yükdaşıyıcıların dispersiya qanunu olaraq xarici bircins kvantlayıcı maqnit sahəsində yerləşmiş yarımmaqnit yarımkeçiricidəki elektron qazının enerji spektri götürülmüşdür. Kvantlayıcı maqnit sahəsində enerji spektrində maqnit sahəsinin qiyməti ilə mütənasib olan əlavə toplanan yaranır. Bundan başqa yarımmaqnit yarımkeçiricilərdəki yükdaşıyıcıların və maqnit ionlarının lokallaşmış spin momentləri arasındakı güclü mübadilə qarşılıqlı təsiri nəticəsində elektronlar sistemi iki zonaya parçalanır. Hər iki elektron zonasını nəzərə alıb, elektronların spin parçalanması nəzərə alınmadıqda yükdaşıyıcıların enerji spektri aşağıdakı kimi təyin olunur [5]:

$$\varepsilon_{ki}(N_i, k_z) = \varepsilon_i + 2\mu B \left(N_i \pm \frac{3}{4} \right) + \gamma k_z^2, \quad (3)$$

burada $\varepsilon_i = \varepsilon_g \mp A$, $\mu = e\gamma/\hbar$, $\gamma = 2P^2/3\varepsilon_g$ - əvəzləmələri daxil edilmişdir, ($i = 1, 2$), ε_g - qadağan olunmuş zonanın eni, A - yükdaşıyıcıların və maqnit ionlarının lokallaşmış spin momentləri arasındakı mübadilə qarşılıqlı təsir enerjisi [6], P - Keyn parametri, $N_1 = 0, 1, \dots$, $N_2 = 1, 2, \dots$ - uyğun olaraq birinci və ikinci elektron zonalarının Landau kvant ədədləridir. (3) dispersiya qanununu (2)-də nəzərə alsaq, kvantlayıcı maqnit sahəsində olan yarımmaqnit yarımkeçiricidə hər iki elektron zonası nəzərə alınmaqla böyük termodinamik potensial üçün tapırıq:

$$\Omega = -\frac{2 V (k_0 T)^{3/2}}{3 (\pi R)^2 \gamma^{1/2}} \left[\sum_{N_1=0}^{\infty} F_{3/2}(\eta_1) + \sum_{N_2=1}^{\infty} F_{3/2}(\eta_2) \right], \quad (4)$$

burada $F_r(\eta_i)$ - birparametrlili Fermi inteqralıdır [7], $R = (\hbar/eB)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu, $\eta_i = \zeta^* - \varepsilon_i^* - 2\nu(N_i \pm 3/4)$, $\zeta^* = \zeta/k_0 T$, $\varepsilon_i^* = \varepsilon_i/k_0 T$, $\nu = \mu B/k_0 T$ - adsız kvantlanma parametridir.

Böyük termodinamik potensialın (4) düsturundan istifadə edərək (1) tərifindən ixtiyarı kvantlayıcı maqnit sahəsində olan yarımmaqnit yarımkeçiricidəki elektron qazının diamaqnit maqnitlənməsi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$M = \frac{2 e (k_0 T)^{3/2}}{3 \hbar \pi^2 \gamma^{1/2}} \left\{ \sum_{N_1=0}^{\infty} [F_{3/2}(\eta_1) - 3\nu^{-2} F_{1/2}(\eta_1)(N_1 + 3/4)] + \sum_{N_2=1}^{\infty} [F_{3/2}(\eta_2) + 3\nu^{-2} F_{1/2}(\eta_2)(N_2 - 3/4)] \right\}, \quad (5)$$

Maqnitlənmənin bu ifadəsinə daxil olan kimyəvi potensialı isə yükdaşıyıcıların konsentrasiyasının $n = -V^{-1}(\partial\Omega/\partial\zeta)_{T,\nu}$ ifadəsindən istifadə edərək

$$n = \frac{1}{(\pi R)^2} \left(\frac{k_0 T}{\gamma} \right)^{1/2} \left[\sum_{N_1=0}^{\infty} F_{1/2}(\eta_1) + \sum_{N_2=1}^{\infty} F_{1/2}(\eta_2) \right], \quad (6)$$

tənliliyindən tapmaq olar [8].

Qeyd etmək lazımdır ki, diamagnet maqnitlənməsi üçün tapılmış (5) münasibəti, elektron qazının ixtiyari cırılma tərtibi və kvantlayıcı maqnit sahəsi də daxil olmaqla maqnit sahəsinin istənilən qiyməti üçün doğru olan ümumi ifadədir. Odur ki, (5) və (6) ümumi münasibətlərindən istifadə edərək, ayrı-ayrılıqda elektron qazının cırılmamış və cırılmış halları üçün maqnitlənmənin, o cümlədən diamagnet qavrayıcılığının yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından, temperaturdan, maqnit sahəsinin qiyməti və zona parametrlərindən aşkar asılılıqlarını tapmaq olar.

a. Cırılmamış elektron qazı

Baxılan klassik halda birparametrlı Fermi inteqralının məlum asimptotikasından (bax [7]) istifadə etsək, (5) düsturundan ixtiyari kvantlayıcı maqnit sahəsində cırılmamış elektron qazının maqnitlənməsi üçün alarıq:

$$M = \frac{\mu}{2} \left(\frac{3\varepsilon_g k_0 T}{2P^2 \pi} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{\zeta - \varepsilon_g}{k_0 T}\right) \left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) \operatorname{ch}\left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T}\right) \left[\operatorname{sh}\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) \right]^{-1} \times$$

$$\times \left[1 - \frac{\mu B}{k_0 T} \left(\operatorname{cth}\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) + \operatorname{th}\left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T}\right) \right) \right]$$
(7)

burada

$$\exp\left(\frac{\zeta - \varepsilon_g}{k_0 T}\right) = 2n \left(\frac{2P^2 \pi}{3\varepsilon_g k_0 T} \right)^{3/2} \operatorname{sh}\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) \left[\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right)^2 \operatorname{ch}\left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T}\right) \right]^{-1},$$
(8)

- istənilən güclü, o cümlədən kvantlayıcı maqnit sahəsində cırılmamış elektron qazının kimyəvi potensialıdır.

Kimyəvi potensialın (8) ifadəsini (7)-də yerinə qoysaq son olaraq diamagnet maqnitlənmə

$$M = -n\mu \left[\operatorname{cth}\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) - \frac{1}{\mu B/k_0 T} + \frac{1}{2} \operatorname{th}\left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T}\right) \right],$$
(9)

və ya

$$M = -n\mu \left[L\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) + \frac{1}{2} \operatorname{th}\left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T}\right) \right],$$
(10)

şəklinə düşər, burada

$$L\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) = \operatorname{cth}\left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right) - \left(\frac{\mu B}{k_0 T}\right)^{-1},$$
(11)

Lanjeven funksiyasıdır [4].

Kvantlayıcı maqnit sahəsində hər iki elektron zonası nəzərə alınmaqla mübadilə enerjisinin təsirini tədqiq etmək üçün maqnitlənmə əmsalına

mübadilə - kvant əlavəsi hesablanmışdır:

$$\delta M(A, B) = M(A, B) - M_0(B) = -\frac{n\mu}{2} \operatorname{th} \left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T} \right), \quad (12)$$

burada $M(A, B)$ - (10) münasibətilə təyin olunan yarımmaqnit yarımqeçidə elektron qazının baxılan hal üçün maqnitlənmə əmsalı, $M_0(B)$ - isə parabolik dispersiya qanunlu sərbəst elektron qazının maqnitlənmə əmsalıdır [4]. Göründüyü kimi bu halda mübadilə qarşılıqlı təsiri və maqnit sahəsi maqnitlənmənin qiymətini azaldır.

Zəif maqnit sahəsində, yəni kvaziklassik yaxınlaşmada ($\mu B \ll k_0 T$)

$$c \operatorname{th}(\mu B / k_0 T) \approx (\mu B / k_0 T)^{-1} + (\mu B / 3k_0 T)$$

götürsək

$$L(\mu B / k_0 T) = \mu B / 3k_0 T$$

olar. Onda yükdaşıyıcıların istilik hərəkətinin kinetik enerjisi mübadilə enerjisindən çox kiçik olduqda ($k_0 T \ll A$) diamaqnit maqnitlənmə əmsalının (10) ifadəsindən alarıq:

$$M = -\frac{n\mu^2 B}{3k_0 T} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{k_0 T}{\mu B} \operatorname{th} \left(\frac{A}{k_0 T} \right) \right], \quad \mu B \ll k_0 T \ll A, \quad (13)$$

Uyğun olaraq, diamaqnit qavrayıcılığı $\chi_{dia} = M / B$ üçün isə

$$\chi_{dia} = -\frac{n_0 \mu^2}{3k_0 T} \left[1 + \frac{3}{2} \frac{k_0 T}{\mu B} \operatorname{th} \left(\frac{A}{k_0 T} \right) \right], \quad \mu B \ll k_0 T \ll A, \quad (14)$$

taparıq. Əgər mübadilə qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmazsa ($A = 0$) yarımmaqnit yarımqeçidə elektron qazının baxılan hal üçün diamaqnit qavrayıcılığı parabolik dispersiya qanunlu sərbəst elektron qazının qavrayıcılığı ilə üst-üstə düşər [4].

Güclü maqnit sahəsində, yəni $\mu B \gg k_0 T$ şərti ödəndikdə, (10) ifadəsində $L(\mu B / k_0 T) \approx 1$ olduğunu nəzərə alsaq, maqnitlənmə əmsalı üçün

$$M = -n\mu \left[1 + \frac{1}{2} \operatorname{th} \left(\frac{A}{k_0 T} - \frac{\mu B}{2k_0 T} \right) \right], \quad (15)$$

alarıq. Bu ifadənin təhlili göstərir ki, güclü maqnit sahəsi və aşağı temperaturlarda maqnitlənmə əmsalı baxılan maddələrin parametrlərinə uyğun olaraq (bax [9]: $Cd_{1-x}Mn_xTe$, $x = 0,05$, $T = 77 K$, $A = 1,75 meV$, $\varepsilon_g = 1,64 eV$, $P = 8 \cdot 10^{-8} eV \cdot sm$)

$$M = -n\mu, \quad (16)$$

kimi təyin olunur. Qeyd etmək lazımdır ki, yarımmaqnit yarımkeçirici üçün tapılmış bu sadə nəticə, $\mu B \gg k_0 T$ şərti ödənən halda parabolik enerji spektrli elektron qazının maqnitlənmə əmsalına uyğundur.

b. Cırlaşmış elektron qazı

Tam cırlaşmış elektron qazı üçün Fermi inteqralının məlum asimptotikasından (bax [7]) istifadə edərək, cırlaşmaya görə sıfırıncı yaxınlaşma ilə kifayətlənsək (5)-dən maqnitlənmə üçün alarıq:

$$M = \frac{2 e (k_0 T)^{3/2}}{3 \hbar \pi^2 \gamma^{1/2}} \left\{ \sum_{N_1=0}^{\infty} \left[\eta_1^{3/2} - 3\nu \eta_1^{1/2} \left(N_1 + \frac{3}{4} \right) \right] + \sum_{N_2=1}^{\infty} \left[\eta_2^{3/2} + 3\nu \eta_2^{1/2} \left(N_2 - \frac{3}{4} \right) \right] \right\}, \quad (17)$$

buradakı η_i - gətirilmiş kimyəvi potensialı baxılan hal üçün

$$n_i = \frac{1}{(\pi R)^2} \left(\frac{k_0 T}{\gamma} \right)^{1/2} \eta_i^{1/2}, \quad (18)$$

ifadəsindən tapılır.

Elektron qazının diamaqnit maqnitlənmə əmsalına kvantlayıcı maqnit sahəsinin, mübadilə enerjisinin və zona parametrlərinin təsirini aydınlaşdırmaq üçün (17) münasibətində kvant limiti halı ilə kifayətlənək. Bu halda Landau maqnit ossilyatorlarının hamısı kvant ədədləri $N_1 = 0$ və $N_2 = 1$ olan əsas halda yerləşir və maqnitlənmə

$$M = \frac{2 e (k_0 T)^{3/2}}{3 \hbar \pi^2 \gamma^{1/2}} \left[\eta_1^{3/2} - \frac{9}{4} \eta_1^{1/2} \nu^{-2} + \eta_2^{3/2} - \frac{3}{4} \eta_2^{1/2} \nu^{-2} \right], \quad (19)$$

kimi təyin olunur. Kimyəvi potensialı (18)-dən tapıb (19)-da nəzərə alsaq, cırlaşmış elektron qazının kvant limiti halında maqnitlənmə əmsalı üçün taparıq:

$$M = \frac{4 \pi^4 \hbar^2 P^2}{9 e^2 \varepsilon_g} \frac{n_1^3 + n_2^3}{B^3} \sim \frac{n^3}{B^3}. \quad (20)$$

Tapılmış (20) münasibətindən görüldüyü kimi cırlaşmamış hal ilə müqayisədə bu halda elektron qazının maqnitlənmə əmsalı yükdaşıyıcıların konsentrasiyası və maqnit sahəsinin qiymətindən daha güclü asılı olur. Bundan başqa qeyd etmək lazımdır ki, elektron qazının cırlaşmamış halında mübadilə qarşılıqlı təsiri maqnitlənmənin qiymətini azaltdığı halda, güclü cırlaşmış halda bu əmsal mübadilə enerjisindən asılı olmur.

Kvantlayıcı maqnit sahəsində yarımmaqnit yarımkeçiricidə elektron qazının diamaqnetizminin nəzəri tədqiqi zamanı tapılmış ifadələr nəzəriyyənin

təcrübə ilə müqayisəsi üçün əlverişli şəkildə verilmişlər. Belə ki, konsentrasiyanın verilmiş qiyməti üçün maqnitlənmə əmsalını təcrübə taparaq mübadilə qarşılıqlı təsirin enerjisi və qadağan olunmuş zonanın eni kimi zona parametrlərini təyin etmək olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Askerov B.M., Figarova S.R. Thermodynamics, Gibbs Method and Statistical Physics of Electron Gases, Berlin: Springer-Verlag, 2010, 374 p.
2. Аскеров Б.М. Термодинамика и статистическая физика. Баку: Бакинский Университет, 2007, 512 с.
3. Əsgərov B.M., Mahmudov M.M. Yarımmaqnit yarımkeçiricilərdə elektron qazının Pauli paramaqnetizmi. // Bakı Universitetinin Xəbərləri, fizika-riyaziyyat elmləri seriyası, 2012, №4, s.127-134.
4. Əsgərov B.M. Bərk cisimlərin nəzəriyyəsi. Bakı: Bakı Universiteti nəşriyyatı, 2013, 396 s.
5. Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Влияние квантующего магнитного поля на термодинамические свойства электронного газа в полумагнитных полупроводниках. // Вестник Бакинского Университета, серия физ.-мат. наук, 2000, №3, с.83-89.
6. Фурдына Я.К., Косут Я. Полумагнитные полупроводники. М.: Мир, 1992, 496 с.
7. Askerov B.M. Electron Transport Phenomena in Semiconductors. Singapore: World Scientific, 1994, 394 p.
8. Аскеров Б.М., Фигарова С.Р., Махмудов М.М. Термодинамические свойства электронного газа и недиссипативные кинетические эффекты в полумагнитных полупроводниках в квантующем магнитном поле. // Известия НАНА, серия физ.-мат. и тех. наук, 2003, т. XXIII, №5(I), с. 29-40.
9. J.Furduna // J. Appl. Phys., v.64, No4, p.R29-R64 (1988).

ДИАМАГНЕТИЗМ ЛАНДАУ ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В РАЗБАВЛЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

М.М.МАХМУДОВ

РЕЗЮМЕ

В работе теоретически исследован диамагнетизм электронного газа в разбавленных магнитных полупроводниках в однородном квантующем магнитном поле. Для этой цели получено общее выражение для большого термодинамического потенциала, на основе которого вычислена намагниченность носителей тока. Для конкретности рассмотрены как случаи невырожденного, так и сильно вырожденного электронного газа. Найдено, что в случае невырожденного электронного газа как магнитное поле, так и величина обменного расщепления уменьшают значение намагниченности. Также показано, что в случае сильно вырожденного электронного газа в квантовом пределе зависимость намагниченности от концентрации и магнитного поля становится более существенной по сравнению с невырожденным случаем.

Ключевые слова: разбавленный магнитный полупроводник, диамагнетизм Ландау, вектор намагниченности, диамагнитная восприимчивость, обменное взаимодействие.

LANDAU DIAMAGNETISM OF ELECTRON GAS IN DILUTED MAGNETIC SEMICONDUCTORS

M.M.MAHMUDOV

SUMMARY

The work theoretically investigates diamagnetism of the electron gas in diluted magnetic semiconductors in a quantizing magnetic field. For this purpose, a general expression is obtained for the great thermodynamic potential, on the basis of which magnetization of electron gas is calculated. For concreteness, cases of non-degenerate and strongly degenerate electron gas are considered. It is found out that in the case of non-degenerate electron gas a magnetic field and the magnitude exchange interaction decrease the value of the magnetization. It is also shown that in the case of a strongly degenerate electron gas in the quantum limit, dependence on the magnetization of the concentration and the magnetic field becomes more significant as compared with the non-degenerate case.

Keywords: diluted magnetic semiconductor, Landau diamagnetism, magnetization, diamagnetic susceptibility, exchange interaction.

Redaksiyaya daxil oldu: 25.12.2013-cü il

Çapa imzalandı: 27.12.2013-cü il