AZƏRBAYCAN MİLLİ ELMLƏR AKADEMİYASININ XƏBƏRLƏRİ
Fizika-riyaziyyat və texnika elmləri seriyası, fizika və astronomiya 2009 №2

KVANTLAYICI MAQNIT SAHƏSINDƏ OLAN ELEKTRON QAZININ TERMODINAMIK XASSƏLƏRINƏ SPIN PARÇALANMASININ TƏSIRI

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

Bakı Dövlət Universiteti
AZ1148, Bakı, Z.Xəlilov 23

İşdə kvantlayıcı maqnit sahəsində olan elektron qazının enerji səviyyələrinin spin parçalanması nəzərə alınmaqla termodinamik xassələri tədqiq edilmişdir. Elektron qazının xarici maqnit sahəsindəki enerji spektri əsasında böyük termodinamik potensial, hal tənliyi, entropiya, istilik tutumu kimi əsas termodinamik kəmiyyətləri tapılmışdır. Bu ifadələr elektron qazının cırlaşması və maqnit sahəsinin qiymətinə görə müxtəlif xüsusi hallar üçün tədqiq edilmişlər. Termodinamik kəmiyyətlərə enerji spektrinin kvantlanması və spin parçalanmasının təsiri öyrənilmişdir.

Təqdim olunmuş iş elektron qazının xarici maqnit sahəsində enerji spektrinin kvantlanması və həmçinin enerji spektrində spin parçalanması nəzərə alınmaqla termodinamik xassələrin statistik nəzəriyyəsinin öyrənilməsinə həsr hlunmuşdur. Bu məqsədlə əvvəlcə məlum enerji spektri əsasında böyük termodinamik potensial hesblanmış, bundan sonra isə termodinamik münasibətlər əsasında elektron qazının kimyəvi potensialı, hal tənliyi, entropiyası və istilik tutumu tapılmışdır. Termodinamik kəmiyyətlər üçün təyin olumuş ifadələr ümumi ifadələr olduğundan onlar elektron qazının cırlaşması və maqnit sahəsinin qiymətinə görə müxtəlif xüsusi hallar üçün tədqiq edilmişlər. Ğöstərilmişdir ki, qurulmuş kvant nəzəriyyəsinin bütün nəticələri kvaziklassik yaxınlaşmada məlum klassik ifadələrə keçirlər.

Məlum olduğu kimi kvantlayıcı maqnit sahəsi yükdaşıyıcıların enerji spektrini bu sahəyə perpendikulyar istiqamətdə diskretləşdirir, yəni Landau kvantlanması baş verir. Bu halda elektron qazının spini nəzərə alınmaqla enerji spektri aşağıdakı kimi təyin olunur [1]:

$$\varepsilon(N,k_z,\sigma)=(2N+1)\mu H+\frac{\hbar^2k_z^2}{2m}+2\sigma\mu_0 H\ , \tag{1}$$

burada $N=0,1,2,3...$ - Landau kvant ədədləri, H - maqnit sahəsinin intensivliyi, $\mu=(m_0/m)\mu_0$ - effektiv Bor maqnetonu, $\mu_0=e\hbar/2m_0c$ - Bor maqnetonu, m_0 - sərbəst elektronun kütləsi, m - elektronun effektiv kütləsi, $\sigma=\pm1/2$ - elektronun spin kvant ədədidir.

Bu enerji spektrindən istifadə edərək elektron qazının statistikasını qurmaq və termodinamik xassələrini nəzəri cəhətdən tədqiq etmək üçün böyük termodinamik potensialdan istifadə etmək daha məqsədə uyğundur [2]:

$$\Omega\left(T,V,\zeta,H\right)=-k_0T\sum_{\alpha}ln\left[1+\exp\left(\frac{\zeta-\varepsilon(N,\sigma,k_z)}{k_0T}\right)\right]\ , \tag{2}$$

burada $\alpha\equiv(N,\sigma,k_y,k_z)$ - elektronun maqnit sahəsində halını təyin edən kvant ədədlərinin toplusu, ζ - elektron qazının kimyəvi potensialıdır. Əğər dalğa vektorunun k_y və k_z komponentləri üzrə cəmləmədən dk_y və dk_z-ə görə inteqrala keçib dk_y-ə görə inteqralı hesablasaq [1]:

$$\sum_{N\sigma k_y k_z}\to\frac{V}{(2\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\int dk_z\ , \tag{3}$$

alarıq, burada $R=\left(\hbar c/eH\right)^{1/2}$ - maqnit uzunluğu adlanır. (3) münasibətində dk_z-ə görə inteqraldan $d\varepsilon$ enerjiyə görə inteqrala keçsək böyük termodinamik potensial üçün (2)-dən taparıq:

$$\Omega = -\frac{2k_0TV}{(2\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\int_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}\frac{dk_z(\varepsilon,N,\sigma)}{d\varepsilon}\,ln\left[1+\exp\left(\frac{\zeta-\varepsilon}{k_0T}\right)\right]d\varepsilon\,, \tag{4}$$

burada inteqralın aşağı sərhədi $\varepsilon_0(N,\sigma)$, $k_z(\varepsilon,N,\sigma)=0$ tənliyinin köküdür. (4) ifadəsindəki 2 vuruğu ε enerjisinin k_z dalğa vektorunun cüt funksiyası olmasını, başqa sözlə enerjinin bir qiymətinə k_z -in iki qiymətinin uyğun gəlməsi faktını nəzərə alır. Böyük termodinamik potensial üçün tapılmış (4) ifadəsini bir dəfə hissə-hissə inteqrallasaq alarıq:

$$\Omega = -\frac{2V}{(2\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\int_{\varepsilon_0(N,\sigma)}^{\infty}k_z(\varepsilon,N,\sigma)\,f_0(\varepsilon)\,d\varepsilon\,, \tag{5}$$

burada $f_0(\varepsilon)=\left[1+\exp\left((\varepsilon-\zeta)/k_0T\right)\right]^{-1}$ - Fermi paylanma funksiyasıdır. (1) spektrindən $k_z(\varepsilon,N,\sigma)$ -i tapıb, (5)-də müəyyən sadə çevrilmələr etdikdən sonra böyük termodinamik potensial növbəti hesablamalar üçün aşağıdakı əlverişli şəklə düşər:

$$\Omega = -k_0TV\frac{(2mk_0T)^{1/2}}{3\hbar(\pi R)^2}\sum_{N\sigma}F_{3/2}\left(\eta(N,\sigma)\right), \tag{6}$$

burada $F_r\left(\eta(N,\sigma)\right)=\int_0^{\infty}\left(-\frac{\partial f_0(x,\eta)}{\partial x}\right)x^r dx$ - birparametrli Fermi inteqralıdır [1], $\eta(N,\sigma)=\zeta^*-(2N+1)\nu-2\sigma\nu_0$ $\zeta^*=\zeta/k_0T$, $\nu=\mu H/k_0T$, $\nu_0=(m/m_0)\nu$. Qeyd etmək lazımdır ki, böyük termodinamik potensial üçün tapılmış (6) münasibəti temperatur və maqnit sahəsinin istənilən qiyməti üçün doğru olan ümumi ifadədir.

İndi isə böyük termodinamik potensialın maqnit sahəsində differensial ifadəsindən istifadə edib [2],

$$d\Omega = -SdT - PdV - nVd\zeta - MVdH\,, \tag{7}$$

kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla elektron qazının kimyəvi potensialını

$$n = -\frac{1}{V}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial\zeta}\right)_{T,V,H}, \tag{8}$$

termik hal tənliyini

$$P = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial V}\right)_{\zeta,T,H}, \tag{9}$$

entropiyasını

$$S = -\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_{\zeta,V,H}, \tag{10}$$

və izoxorik istilik tutumunu

$$C_V = T\left(\frac{\partial S}{\partial T}\right)_V = -T\frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{\partial\Omega}{\partial T}\right)_V, \tag{11}$$

hesablayaq.

Elektron qazının kimyəvi potensialı. Fərz edək ki, elektron qazının konsentrasiyası sabitdir və bu yaxınlaşmada kimyəvi potensialın maqnit sahəsinin intensivliyindən və konsentrasiyadan asılılğını təyin edək. (6)-nı (8)-də nəzərə alsaq kimyəvi potensialı hesablamaq üçün aşağıdakı tənliyi almış olarıq:

$$n = -\frac{(2mk_0T)^{1/2}}{2\hbar(\pi R)^2}\sum_{N\sigma} F_{1/2}\big(\eta(N,\sigma)\big). \tag{12}$$

Bu tənlik də temperatur və maqnit sahəsinin istənilən qiyməti üçün doğru olduğundan onu müxtəlif xüsusi hallarda araşdırıb kimyəvi potensialın konsentrasiyadan aşkar asılılığını tapa bilərik.

a. Cırlaşmamış elektron qazı. Bu halda Landau kvant ədədləri üzrə cəmləmə çox asan yerinə yetirildiyindən verilmiş konsentrasiyalı cırlaşmamış elektron qazının kimyəvi potensialını ixtiyari kvantlayıcı maqnit sahəsi üçün hesablamaq mümkündür. Əğər baxılan limit halı üçün birparametrli Fermi inteqralının məlum asimptotikasından istifadə etsək (bax [1]), (12) tənliyi aşağıdakı şəklə düşər

$$n = \frac{(2\pi mk_0T)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2}\frac{ch\left(\mu_0 H/k_0T\right)}{sh\left(\mu H/k_0T\right)}e^{\zeta/k_0T}. \tag{13}$$

Buradan

$$e^{\zeta/k_0T} = 4n\frac{\pi^{3/2}\hbar^3}{(2mk_0T)^{3/2}}\frac{sh\left(\mu H/k_0T\right)}{\mu H/k_0T}\left[ch\left(\mu_0 H/k_0T\right)\right]^{-1}, \tag{14}$$

alarıq. Qeyd edək ki, cırlaşmamış elektron qazı üçün tapılmış bu ifadə kvantlayıcı maqnit sahəsi də daxil olmaqla güclü maqnit sahəsinin istənilən qiyməti üçün doğrudur. (14) tənliyindən görünür ki, elektron qazının enerji spektrində spin parçalanmasının nəzərə alınması kimyəvi potensialı azaldır.
Zəif maqnit sahəsində, yəni kvaziklassik yaxınlaşmada $\left(\mu_0 H << \mu H << k_0T\right)$ (14) münasibətindən kimyəvi potensialın məlum ifadəsi [1]

$$e^{\zeta/k_0T} = \frac{4n\pi^{3/2}\hbar^3}{(2mk_0T)^{3/2}}, \tag{15}$$

alınır. Güclü maqnit sahəsində - kvant limiti halında isə $\left(\mu_0 H << k_0T << \mu H\right)$ kimyəvi potensial üçün taparıq [1]

$$\exp\left(\frac{\zeta - \mu H}{k_0T}\right) = \frac{2n\pi^{3/2}\hbar^3}{(2mk_0T)^{3/2}}\frac{k_0T}{\mu H}. \tag{16}$$

b. Cırlaşmış elektron qazı. Güclü cırlaşmış elektron qazı üçün Fermi inteqrallarının məlum asimptotikasından istifadə edərək (bax [1]), cırlaşmaya görə sıfırıncı yaxınlaşmada (12)-dən alarıq:

$$n = \frac{\sqrt{2}\,m^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\mu H\sum_{N\sigma}\left[\zeta - (2N+1)\mu H - 2\sigma\mu_0 H\right]^{1/2}. \tag{17}$$

Bu tənlikdən elektron qazının tam cırlaşmış halı ($T = 0$) üçün ζ - Fermi sərhəddini tapmaq olar. Kimyəvi potensialın aşkar şəklini yalnız kvant limiti halında, yəni bütün elektronlar sıfırıncı və birinci Landau səviyyələri arasındakı enerji hallarında olduqda tapmaq mümkündür. Kvant limitində, başqa sözlə ifratgüclü maqnit sahəsində $(N = 0)$ iki mümkün hal ola bilər. Əğər Fermi sərhədi

$$\zeta \le (3\mu - \mu_0)H, \tag{18}$$

şərtini ödəyirsə onda hər iki istiqamətdə spinə malik elektronlar mövcud olur. Bu halda (17)-dəki cəmdə $N = 0$ üçün iki hədd: $\sigma = \pm 1/2$ nəzərə alınmalıdır. Onda

$$n = \frac{\sqrt{2}\,m^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\mu H\left\{\left[\zeta - (\mu - \mu_0)H\right]^{1/2} + \left[\zeta - (\mu + \mu_0)H\right]^{1/2}\right\}, \tag{19}$$

taparıq. (19) tənliyini ζ -ya nəzərən həll etsək, kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla güclü cırlaşmış elektron qazının kvant limiti halında kimyəvi potensial üçün alarıq:

$$\zeta = \mu H\left[1+3\left(\frac{\zeta_0}{3\mu H}\right)^3+\frac{1}{12}\left(\frac{m}{m_0}\right)^2\left(\frac{3\mu H}{\zeta_0}\right)^3\right]. \tag{20}$$

Əğər kvant limiti halında Fermi sərhədi

$$\zeta \le (\mu+\mu_0)H, \tag{21}$$

şərtini ödəyərsə onda yalnız bir istiqamətdə spinə malik elektronlar mövcud olacaq. Bu halda (17)-dəki cəmdə $N=0$, $\sigma=-1/2$ hədləri ilə kifayətlənmək olar:

$$n=\frac{\sqrt{2}\,m^{3/2}}{\pi^2\hbar^3}\mu H\left[\zeta-(\mu-\mu_0)H\right]^{1/2}, \tag{22}$$

Bu tənlikdən isə verilmiş şərtlər üçün kimyəvi potensial aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$\zeta = \mu H\left[1-\frac{m}{m_0}+12\left(\frac{\zeta_0}{3\mu H}\right)^3\right]. \tag{23}$$

(20) və (23) düsturlarına daxil olan $\zeta_0=(\hbar^2/2m)(3\pi^2 n)^{2/3}$ kəmiyyəti $H=0$ olduqda Fermi sərhəddidir.

Elektron qazının termik hal tənliyi. (6)-nı (9)-da nəzərə alsaq elektron qazının təzyiqi üçün taparıq:

$$P=k_0T\,\frac{(2mk_0T)^{1/2}}{3\hbar(\pi R)^2}\sum_{N\sigma}F_{3/2}\big(\eta(N,\sigma)\big). \tag{24}$$

Hal tənliyinin temperaturdan, maqnit sahəsinin qiymətindən və yükdaşıyıcıların konsentrasiyasından aşkar asılılığını təyin etmək üçün elektron qazının cırlaşmamış və cırlaşmış hallarını ayrı-ayrılıqda tədqiq edək.

a. Cırlaşmamış elektron qazı: $\left[\zeta-(\mu-\mu_0)H\right] << k_0T$. Bu hal yçyn Fermi inteqrallarının asimptotikasından istifadə edib N və σ -ya görə cəmləmələri çox asanlıqla yerinə yetirib təzyiq üçün alarıq:

$$P=k_0T\,\frac{(2\pi m k_0T)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2}\,\frac{ch\left(\mu_0H/k_0T\right)}{sh\left(\mu H/k_0T\right)}\,e^{\zeta/k_0T}, \tag{25}$$

Əğər e^{ζ/k_0T} üçün (14) ifadəsini axırıncı münasibətdə nəzərə alsaq təzyiqi konsentrasiya və temperaturun funksiyası kimi taparıq:

$$P=n\,k_0T\,. \tag{26}$$

Ğöründüyü kimi kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla cırlaşmamış elektron qazının təzyiqi maqnit sahəsinin qiymətindən asılı olmayıb, ideal Bolsman qazının təzyiqi ilə üst-üstə düşür.

b. Cırlaşmış elektron qazı: $\left[\zeta-(\mu-\mu_0)H\right] >> k_0T$. Fermi inteqralının qiymətini (24)-də yerinə yazıb cırlaşmaya görə sıfırıncı yaxınlaşma ilə kifayətlənsək təzyiq üçün alarıq:

$$P=\frac{(2m)^{1/2}}{3\hbar(\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\left[\zeta-(2N+1)\mu H-2\sigma\mu_0H\right]^{3/2}. \tag{27}$$

Kvant limiti halında Fermi sərhədi (18) şərtini ödəyərsə, onda (27)-də $N=0$, $\sigma=\pm 1/2$ götürülməlidir:

$$P=\frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3}\mu H\left\{\left[\zeta-(\mu-\mu_0)H\right]^{3/2}+\left[\zeta-(\mu+\mu_0)H\right]^{3/2}\right\}, \tag{28}$$

buradakı ζ - kimyəvi potensial (20) münasibəti ilə təyin olunur. Əğər kvant limiti halında Fermi sərhədi (21) şərtini ödəyərsə, onda (27)-də $N=0$, $\sigma=-1/2$ hədləri ilə kifayətlənilməlidir. Belə olduqda

$$P=\frac{(2m)^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3}\mu H\left[\zeta-(\mu-\mu_0)H\right]^{3/2}. \tag{29}$$

alarıq. Bu şərtlər daxilində Fermi sərhəddinin (23) ifadəsindən istifadə etsək kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla güclü cırlaşmış elektron qazının kvant limiti halında termik hal tənliyi aşağıdakı kimi təyin olunar:

$$P_0 = \frac{4}{3}\frac{\pi^4\hbar^4c^2}{me^2}\frac{n^3}{H^2} \approx \frac{n^3}{H^2} \ . \tag{30}$$

Buradan ğörünür ki, cırlaşmamış haldan fərqli olaraq, kvant limiti halında cırlaşmış elektron qazının təzyiqi konsentrasiya və maqnit sahəsinin qiymətindən ğüclü asılıdır.

Elektron qazının entropiyası. (10)-dan ğöründüyü kimi böyük termodinamik potensial məlum olarsa entropiyanı hesablaya bilərik. Bu məqsədlə əğər (6)-nı (10)-da yerinə yazsaq entropiya üçün taparıq:

$$S = k_0 \frac{V(2mk_0T)^{1/2}}{2\hbar(\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\left[F_{3/2}(\eta(N,\sigma)) - \eta(N,\sigma)F_{1/2}(\eta(N,\sigma))\right], \tag{31}$$

Kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla elektron qazının entropiyası üçün tapılmış bu ümumi ifadə əsasında müxtəlif xüsusi hallara baxmaq olar.

a. Cırlaşmamış elektron qazı: $[\zeta - (\mu - \mu_0)H] << k_0T$. Bu hal üçün Fermi inteqrallarının ifadələrindən istifadə edib, cırlaşmamış elektron qazının entropiyası üçün alarıq:

$$S = k_0 nV\left[\frac{3}{2} + \nu\, cth\,\nu - \nu_0\, th\,\nu_0 - \zeta^*\right], \tag{32}$$

buradakı ζ - kimyəvi potensial (14) ifadəsi ilə təyin olunur.

b. Cırlaşmış elektron qazı: $[\zeta - (\mu - \mu_0)H] >> k_0T$. Birparametrli Fermi inteqrallarında temperatura ğörə birinci yaxınlaşma ilə kifayətlənsək, entropiynı aşağıdakı kimi təyin edərik:

$$S = \frac{\pi^2}{3}k_0^2\,T\,\frac{V(2m)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2}\sum_{N\sigma}\left[\zeta - (2N+1)\mu H - 2\sigma\mu_0 H\right]^{-1/2}. \tag{33}$$

Kvant limti halında (18) şərti daxilində $N = 0$ və $\sigma = \pm 1/2$ olduğunu nəzərə alsaq entropiya

$$S = k_0^2\,TV\,\frac{(2m)^{3/2}}{12\hbar^3}\mu H\left\{\left[\zeta - (\mu - \mu_0)H\right]^{-1/2} + \left[\zeta - (\mu + \mu_0)H\right]^{-1/2}\right\}, \tag{34}$$

kimi təyin olunar, buradakı ζ - kimyəvi potensial (20) düsturu ilə tapılır. Əğər bu limit halında (21) şərti ödənərsə onda (33)-dəki cəmlərdə $N = 0$ və $\sigma = -1/2$ ğötürməliyik. Belə olduqda kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla ğüclü cırlaşmış elektron qazının kvant limiti halında entropiyası üçün taparıq:

$$S = k_0^2\,TV\,\frac{(2m)^{3/2}}{12\hbar^3}\mu H\left[\zeta - (\mu - \mu_0)H\right]^{-1/2}. \tag{35}$$

Axırıncı ifadədə ζ üçün (23)-ü nəzərə alsaq entropiyanın temperaturdan, maqnit sahəsinin qiymətindən və konsentrasiyadan aşkar asılılıqlarını tapmış olarıq:

$$S = k_0\frac{k_0TVme^2H^2}{12n\pi^2\hbar^4c^2} \approx \frac{TH^2}{n}. \tag{36}$$

Elektron qazının istilik tutumu. Termodinamik əmsallar arasında istilik tutumu öz əhəmiyyətinə ğörə çox mürüm yer tutur. Bu isə istilik tutumunun sistemin daxili quruluşuna, onu təşkil edən zərrəciklərin qarşılıqlı təsirinin növlərinə və onların hərəkətinin təbiətinə çox həssas olması ilə bağlıdır. Məhz bu səbəbdən istilik tutumunun həm nəzəri, həm də təcrübi tədqiqinə olan maraq çox böyükdür.

Entropiya üçün tapdığımız (31) münasibətindən (11)-də istifadə edib kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla elektron qazının istilik tutumu üçün aşağıdakı ümumi ifadəni taparıq:

$$C_V = k_0 V \frac{(2mk_0T)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \left[F_{3/2}(\eta(N,\sigma)) - 2\eta(N,\sigma)F_{1/2}(\eta(N,\sigma)) + \eta^2 F_{-1/2}(\eta(N,\sigma))\right]. \quad (37)$$

Yuxarıda qeyd edildiyi kimi istilik tutumu üçün tapılmış bu ifadə maqnit sahəsinin istənilən qiyməti və elektron qazının ixtiyari cırlaşma tərtibi üçün doğru olan ümumi bir ifadədir. Odur ki, istilik tutumunun temperaturdan, maqnit sahəsinin qiymətindən, elektron qazının konsentrasiyasından və sistemin zona parametrlərindən aşkar ifadəsini tapmaq üçün xüsusi hallara baxmaq lazımdır.

a. Cırlaşmamış elektron qazı: $\left[\zeta - (\mu - \mu_0)H\right] << k_0 T$. Bu halda Fermi inteqrallarının qiymətini (37)-də yerinə yazıb, Landau kvant ədədi və spin kvant ədədi üzrə cəmləmələri yerinə yetirsək cırlaşmamış elektron qazının istilik tutumu üçün alarıq:

$$C_V = k_0 n V \left\{ \frac{3}{4} - \zeta^* + \nu\, cth\,\nu - \nu_0\, th\,\nu_0 + (\zeta^* - \nu)^2 - (\zeta^* - \nu)\nu\,(cth\,\nu - 1) + \right. \\ \left. + 2\nu\, cth\,\nu\,(cth\,\nu - 1) + \left[2(\zeta^* - \nu) - \nu\,(cth\,\nu - 1)\right]\nu_0\, th\,\nu_0 + \nu_0^2 \right\}, \quad (38)$$

buradakı ζ - kimyəvi potensial (14) düsturu ilə təyin olunur. İstilik tutumunun bu ifadəsi maqnit sahəsinin istənilən qiyməti üçün doğru olduğundan onu maqnit sahəsinin zəif və güclü halları üçün tədqiq etmək olar. Qeyd edək ki, kvaziklassik yaxınlaşmada $\left(\mu_0 H << \mu H << k_0 T\right)$, yəni $\nu << 1$ və $\nu_0 << 1$ olduqda (38)-dən istilik tutumunun məlum sadə, klassik ifadəsi alınır [2]:

$$C_V = \frac{3}{2} k_0 n V . \quad (39)$$

Ğöründüyü kimi bu halda kvantlayıcı maqnit sahəsi (enerji spektrinin diskretliyi) və spin parçalanması istilik tutumunun qiymətinə təsir etmir. Bu isə yəqin onunla bağlıdır ki, elektron qazının cırlaşmamış olması üçün yüksək temperaturların olması tələb olunur. Məlum olduğu kimi belə temperaturlarda spektrin diskretliyi və spin parçalanması öz əhəmiyyətini itirir.

b. Cırlaşmış elektron qazı: $\left[\zeta - (\mu - \mu_0)H\right] >> k_0 T$. Baxılan halda Fermi inteqrallarının qiymətlərindən istifadə edib cırlaşmaya ğörə birinci yaxınlaşma ilə kifayətlənsək istilik tutumu üçün alarıq:

$$C_V = \frac{\pi^2}{3} k_0^2\, T \frac{V(2m)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \left[\zeta - (2N+1)\mu H - 2\sigma\mu_0 H\right]^{-1/2} . \quad (40)$$

İstilik tutumunun bu ifadəsini aşağıdakı kimi də yaza bilərik:

$$C_V = \frac{\pi^2}{3} k_0^2 T V g_H(\zeta) , \quad (41)$$

burada

$$g_H(\zeta) = \frac{(2m)^{1/2}}{\hbar(2\pi R)^2} \sum_{N\sigma} \left[\zeta - (2N+1)\mu H - 2\sigma\mu_0 H\right]^{-1/2} , \quad (42)$$

- Fermi səviyyəsində kvant hallarının sıxlığıdır [1].

Bu düsturlardan ğöründüyü kimi maqnit sahəsinin dəyişməsi ilə, hər dəfə Landau səviyyəsi Fermi sərhədi ilə üst-üstə düşdükdə istilik tutumu sıçrayışa məruz qalır, yəni bu halda istilik tutumu xüsusiyyətə malik olur.

Əğər kvant limti halında (18) şərti ödənərsə (40)-dakı cəmlərdə $N = 0$ və $\sigma = \pm 1/2$ hədləri ilə kifayətlənib istilik tutumu üçün taparıq:

$$C_V = k_0^2 \, T V \frac{(2m)^{3/2}}{12\hbar^3} \mu H \left\{ \left[\zeta - (\mu - \mu_0) H \right]^{-1/2} + \left[\zeta - (\mu + \mu_0) H \right]^{-1/2} \right\}, \tag{43}$$

buradakı ζ - kimyəvi potensial (20) düsturu ilə təyin olunur.

Kvant limiti üçün (21) şərti ödənərsə onda (40)-dakı cəmlərdə $N = 0$ və $\sigma = -1/2$ ğötürməliyik. Belə olduqda kvantlayıcı maqnit sahəsində spini nəzərə alınmaqla ğüclü cırlaşmış elektron qazının kvant limiti halında istilik tutumu üçün taparıq:

$$C_V = k_0^2 \, T V \frac{(2m)^{3/2}}{12\hbar^3} \mu H \left[\zeta - (\mu - \mu_0) H \right]^{-1/2}. \tag{44}$$

Axırıncı ifadədə ζ - kimyəvi potensialın (23) ifadəsini nəzərə alsaq istilik tutumunun temperaturdan, maqnit sahəsinin qiymətindən və konsentrasiyadan aşkar asılılıqlarını tapmış olarıq:

$$C_V = k_0 \frac{k_0 T V m e^2 H^2}{12 n \pi^2 \hbar^4 c^2} \approx \frac{T H^2}{n}. \tag{45}$$

İstilik tutumunun (32) və (36) ifadələrinin təhlilindən ğörünür ki, cırlaşmamış halda istilik tutumu temperatur və maqnit sahəsinin qiymətindən zəif asılı olduğu halda cırlaşmış halda temperaturun birinci, maqnit sahəsinin isə ikinci dərəcəsi ilə düz mütənasibdir. Bundan başqa qeyd etmək lazımdır ki, cırlaşmamış elektron qazının istilik tutumu konsentrasiya ilə düz, cırlaşmış halda isə tərs mütənasibdir. Cırlaşmış halda istilik tutumunun konsentrasiya ilə tərs mütənasib olması kvant effektidir. Beləki, elektronların konsentrasiyası artdıqca Fermi sərhəd enerjisi artır və (44)-dən ğöründüyü kimi istilik tutumu azalır.

1. B.M.Askerov, *Electron Transport Phenomena in Semiconductors, World Scientific*, (1994) 394.
2. Б.М.Аскеров, *Термодинамика и статистическая физика – Баку, Издательство БГУ*, (2007) 512.

INFLUENCE OF SPIN SPLITTING ON THERMODYNAMIC PROPERTIES OF ELECTRON GAS IN A QUANTIZING MAGNETIC FIELD

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

The thermodynamic properties of the electron gas in a quantizing magnetic field when the spin splitting taken into account has been investigated. On the basis of a energy spectrum of electron gas such basic thermodynamic magnitude have been found in an external quantizing magnetic field, as the great thermodynamic potential, the state equation, entropy and a thermal capacity. These magnitudes have been investigated for various limiting cases and concrete results have been received. The influence of quantization of an energy spectrum and spin splitting on the thermodynamic magnitude has been studied

ВЛИЯНИЕ СПИНОВОГО РАСЩЕПЛЕНИЯ НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

В работе исследуются термодинамические свойства электронного газа в квантующем магнитном поле с учетом спинового расщепления энергетических уровней. На основе закона дисперсии электронного газа во внешнем магнитном поле найдены такие основные термодинамические величины, как большой термодинамический потенциал, уравнение состояния, энтропия и теплоемкость. Эти величины исследованы в различных по вырождению электронного газа и величине магнитного поля предельных случаях. Изучено влияние квантования энергетического спектра и спинового расщепления на термодинамические величины.