BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ
№3 *Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası* *2005*

FİZİKA

XARİCİ MAQNİT SAHƏSİNDƏ OLAN PARAMAQNETİKİN TERMODİNAMİK XASSƏLƏRİ

B.M.ƏSGƏROV, M.M.MAHMUDOV, S.R.FİQAROVA
Bakı Dövlət Universiteti

Baxılan işdə xarici maqnit sahəsində yerləşmiş ideal paramaqnetikin termodinamik xassələri tədqiq olunur. Belə ki, sərbəst enerjinin tapılmış ifadəsi əsasında sistemin entropiyası, enerjisi, maqnitlənmə vektoru və istilik tutumu təyin olunub. Göstərilmişdir ki, maqnitlənmə əmsalının ümumi ifadəsindən kvaziklassik yaxınlaşmada Küri qanunu alınır. Bundan başqa, maqnitokalorik effektin mexanizminin ardıcıl statistik nəzəriyyəsi verilmişdir.

Maddələrin maqnit xassələrini öyrənmək üçün ən təbii üsul onların xarici maqnit sahəsinə və temperatura olan reaksiyasını tədqiq etməkdir. Təqdim olunmuş işdə bir-birilə qarşılıqlı təsirdə olmayan məxsusi maqnit momentinə malik zərrəciklərdən ibarət sistemin - ideal paramaqnetikin termodinamik xassələri nəzəri olaraq tədqiq edilmişdir. Sərbəst enerjinin ümumi ifadəsi əsasında ideal paramaqnetikin maqnitlənmə əmsalı, enerjisi, hal tənliyi və istilik tutumu kimi mühüm fiziki kəmiyyətlərin orta qiyməti hesablanmışdır.

Fərz edək ki, baxılan sistem N sayda zərrəcikdən ibarət olub V həcmini tutur və o, xarici bircins H maqnit sahəsindədir. Məlumdur ki, xarici maqnit sahəsi olmadıqda maqnit dipolları xotik paylandığından bütövlükdə sistem maqnitsizləşmiş olur, yəni vahid həcmə düşən dipol momenti - maqnitlənmə vektoru M sıfra bərabər olur [1].

Maqnit sahəsi olduqda sahənin təsiri altında maqnit dipolları sahə istiqamətində düzülməyə çalışırlar. Bunun nəticəsində sistem bütövlükdə maqnitlənir, yəni maqnitlənmə vektoru M sıfırdan fərqli olur [1].

Xarici maqnit sahəsində olan ideal paramaqnetikın sərbəst enerjisi [2]

$$F = -Nk_0T\,\ell nZ, \tag{1}$$

münasibətindən təyin edilir, burada Z bir zərrəciyə aid (kiçik) statistik inteqral və ya cəm olub,

$$Z = Z_0 \cdot Z_H \tag{2}$$

kimi yazıla bilər. Z_0 maqnit sahəsi olmadıqda zərrəciyin statistik inteqralı [2], Z_H isə maqnit sahəsi olduqda statistik cəm olub

$$Z_H = \frac{1}{2s+1} \sum_{j=-s}^{s} e^{\frac{\varepsilon_j}{k_0 T}} \tag{3}$$

kimi təyin olunur [2]. Burada $\varepsilon_j = -2j\mu_B H$ - maqnit sahəsinə daxil edilmiş zərrəciyin enerjisi, $\mu_B = e\hbar/2m_0 c$ - Bor maqnetonu, e - elektronun yükü, m_0 - onun kütləsi, j isə $-s$, $(-s+1),...,(s-1), s$ qiymətlərdən birini alır, s - spin kvant ədədi olub, tam və ya yarımtam ədəddir. Z_H statistik cəmi hesablamaq üçün

$$\alpha = \frac{\mu_B H}{k_0 T} \tag{4}$$

işarəsini qəbul edib, (3)-də cəmləməni yerinə yetirsək,

$$Z_H = \frac{sh[(2s+1)\alpha]}{(2s+1)sh\alpha} \tag{5}$$

alarıq. Statistik cəmin bu ifadəsini (2)-də, onu isə (1)-də nəzərə alsaq sərbəst enerji üçün

$$F = F(0) - Nk_0 T\, \ell n\left[\frac{sh[(2s+1)\alpha]}{(2s+1)sh\alpha}\right] \tag{6}$$

yaza bilərik, burada $F(0)$ - maqnit sahəsi olmadıqda sistemin sərbəst enerjisidir [2]. Sərbəst enerjinin (6) ifadəsini $M = -V^{-1}(\partial F/\partial H)_{T,V}$ münasibətində yerinə yazsaq və $F(0)$ - ın maqnit sahəsindən asılı olmadığını nəzərə alsaq, paramaqnetikın maqnitlənmə əmsalı üçün

$$M = (2s+1)n\mu_B B_S(H,T) \tag{7}$$

taparıq, burada $n = N/V$ paramaqnetikdəki zərrəciklərin konsentrasiyasıdır,

$$B_S(H,T) = cth\left[(2s+1)\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right] - \frac{1}{(2s+1)} cth\left(\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right) \tag{8}$$

ümumiləşmiş Brülliyen funksiyasıdır [3].

Göstərmək olar ki, kvaziklassik halda (8) funksiyası

$$L(a) = cth\alpha - \frac{1}{\alpha} \tag{9}$$

məlum Lanjeven funksiyasına [3], maqnitlənmə əmsalı (7) isə, uyğun olaraq

$$M = n\mu L(\alpha) \tag{10}$$

ifadəsinə keçir [4]. Doğrudan da kvaziklassik yaxınlaşmada enerji spektrinin kvazi kəsilməz olması üçün $s \to \infty$, $\hbar \to 0$ və uyğun olaraq $\mu_B \to 0$ olmalıdır. Bu halda $(2s+1)\mu_B \to \mu$ ilə işarə etsək və $cth(\mu_B H/k_0 T) = k_0 T/\mu_B H$ olduğunu nəzərə alsaq, Brülliyen funksiyası Lanjeven funksiyası, (10) ifadəsi isə (7) ifadəsi ilə eyni olur.

Zəif maqnit sahəsi (yüksək temperatur) halında, yəni $\alpha = \mu_B H/k_0 T << 1$ olduqda, hiperbolik kotangensi sıraya ayırıb xətti yaxınlaşmada Brülliyen funksiyası (8) üçün

$$B_S(H,T) = \frac{4s(s+1)}{3(2s+1)} \frac{\mu_B H}{k_0 T}, \tag{11}$$

maqnitlənmə əmsalı üçün isə

$$M = \frac{4s(s+1)}{3} \frac{n\mu_B^2 H}{k_0 T} \sim \frac{H}{T} \tag{12}$$

alarıq. Maqnitlənmə əmsalının maqnit sahəsindən və temperaturdan (12) şəklindəki asılılığı 1895-ci ildə təcrübi olaraq fransız fiziki Pyer Küri tərəfindən təsdiq edilmiş və elmə Küri qanunu adı ilə daxil olmuşdur [5].

Güclü maqnit sahəsində (aşağı temperaturlarda), yəni $\alpha << 1$ olduqda, Brülliyen funksiyası (8) üçün

$$B_S(H,T) = \frac{2s}{2s+1}, \tag{13}$$

maqnitlənmə əmsalı üçün

$$M = 2s\, n\mu_B \tag{14}$$

alarıq. (14)-dən göründüyü kimi güclü maqnit sahəsində maqnitlənmə vektoru doymuş olur.

İndi isə (6) ifadəsindən istifadə edərək, paramaqnetikin entropiyası $S = -(\partial F/\partial T)_{V,H}$ üçün alarıq:

$$S(H) = S(0) - k_0 N\varphi(H), \tag{15}$$

burada

$$\varphi(H) = (2s+1)\alpha B_S(H,T) - \ell n\left[\frac{sh[(2s+1)\alpha]}{(2s+1)sh\alpha}\right] \tag{16}$$

maqnit sahəsindən asılı olan bir funksiya, $S(0)$ - xarici sahə olmadıqda entropiyanın ifadəsidir [2].

Göstərmək olar ki, entropiyanın (15) ifadəsinə daxil olan $\varphi(H)$ - funksiyası müsbətdir, yəni maqnit sahəsində maqnitlənmə nəticəsində sistemin entropiyası azalır, başqa sözlə, maqnit dipolları sahə istiqamətində düzülərək nizam yaradır, bununla da xaotiklik azalmış olur. Maqnit sahəsinin kiçik qiymətlərində, yəni $\alpha << 1$ olduqda (11) münasibətindən istifadə edib, hiperbolik sinusu sıraya ayırsaq, entropiya üçün alarıq:

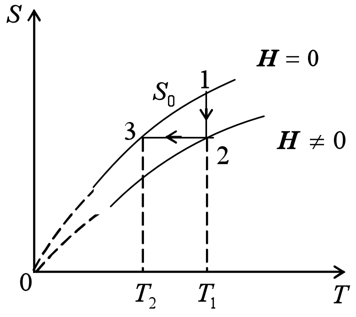
$$S(H) = S(0) - k_0 N \frac{4s(s+1)}{3}\left(\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right)^2 . \tag{17}$$

Xüsusi halda $s = 1/2$ olduqda isə entropiya

$$S(H) = S(0) - k_0 N \left(\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right)^2 \tag{18}$$

kimi təyin olunar.

Buradan görünür ki, ideal paramaqnetikin temperaturunu adiabatik maqnitsizləşdirmə yolu ilə aşağı salmaq, yəni maqnitokalorik effekt müşahidə etmək olar. Bunu başa düşməkdən ötrü maqnit sahəsinin $\boldsymbol{H} = 0$ və $\boldsymbol{H} \neq 0$ qiymətləri üçün entropiyanın temperaturdan asılılıq qrafikinə nəzər salaq (şək.1).



Şəkil 1.

İdeal paramaqnetiki izotermik olaraq 1 halından 2 halına keçirək, onda sistem maqnitləşər və entropiya azalar. Sonra adiabatik olaraq qazı 2 halından 3 halına keçirək. Bu zaman temperatur T_1-dən T_2-yə qədər aşağı düşər. Həmin prosesləri bir neçə dəfə təkrar etsək, paramaqnetikin temperaturunu kifayət qədər aşağı salmaq olar.

Qeyd etmək lazımdır ki, güclü maqnit sahəsində (aşağı temperaturlarda), yəni $\alpha << 1$ olduqda $\varphi(H) = 0$ olur və bu halda $S(H) = S(0)$, yəni entropiya doymuş bir qiymətə çatır.

Sərbəst enerjinin (6) ifadəsindən və termik hal tənliyinin $P = -(\partial F/\partial V)_T$ münasibətindən [6] görünür ki, ideal paramaqnetikin termik hal tənliyi, paramaqnetikin maqnitlənməsindən asılı olmayıb $P = k_0 N T/V$ şəklindədir. Bundan fərqli olaraq, paramaqnetikin kalorik hal tənliyi, yəni enerjinin orta qiyməti paramaqnetikın maqnitlənmə dərəcəsindən kəskin asılıdır. (15) ifadəsini $E = F + TS$ münasibətində nəzərə alsaq, ideal paramaqnetikin enerjisinin orta qiymətini – kalorik hal tənliyi üçün

$$E(H)=E(0)\left[1-(2s+1)\frac{2}{3}\frac{\mu_B H}{k_0 T}B_S(H,T)\right], \qquad (19)$$

ifadəsini alarıq. Bu ifadədə birinci hədd $E(0)$ maqnit sahəsi olmadıqda sistemin orta enerjisi, ikinci hədd isə N sayda maqnit dipolunun xarici $\boldsymbol{H}$ maqnit sahəsindəki potensial enerjisinin orta qiymətidir.

Zəif maqnit sahəsində (11) - i nəzərə alsaq, enerjinin orta qiyməti üçün

$$E(H)=E(0)\left[1-\frac{8s(s+1)}{9}\left(\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right)^2\right] \qquad (20)$$

alarıq.

Güclü maqnit sahəsində isə orta enerji üçün taparıq:

$$E(H)=E(0)\left[1-\frac{4s}{3}\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right]. \qquad (21)$$

İdeal paramaqnetikin istilik tutumunu orta enerjinin (19) ifadəsi vasitəsi ilə $C_V=(\partial E/\partial T)_V$ termodinamik münasibətindən hesablaya bilərik:

$$C_V(H)=C_V(0)-(2s+1)N\mu_B H\frac{\partial}{\partial\alpha}[B_S(H,T)]\frac{\partial\alpha}{\partial T}, \qquad (22)$$

burada $C_V(0)$ - ideal paramaqnetikin maqnit sahəsi olmadığı halındakı istilik tutumudur.

Əgər (22)-də (8) Brülliyen funksiyasını nəzərə alsaq, istilik tutumu üçün

$$C_V(H)=C_V(0)+k_0 N A(\alpha) \qquad (23)$$

alarıq, burada

$$A(\alpha)=\left(\frac{\alpha}{sh\alpha}\right)^2\left\{1-\left[\frac{(2s+1)\,sh\alpha}{sh[(2s+1)\alpha]}\right]^2\right\} \qquad (24)$$

adsız funksiyadır.

Zəif maqnit sahəsində $(\alpha<<1)$ hiperbolik sinusun sırasının birinci iki həddi ilə kifayətlənsək, (24) funksiyası $A(\alpha)=\frac{4s(s+1)}{3}\alpha^2$ və ya $s=1/2$ olduqda $A(\alpha)=\alpha^2$ olar. Axırıncı limit halında istilik tutumu üçün taparıq:

$$C_V(H)=C_V(0)+k_0 N\left(\frac{\mu_B H}{k_0 T}\right)^2. \qquad (25)$$

(25)-dən çıxır ki, maqnit sahəsi olduqda istilik tutumu artır: $C_V(H)>C_V(0)$. Bu nəticə onunla izah olunur ki, maqnit sahəsi olduqda paramaqnetik maqnitlənir, yəni maqnit dipol momentləri sahə istiqamətində düzülmüş olur. Temperatur artdıqda bu düzülüş pozulmalıdır, yəni sistemin entropiyası artmalıdır, çünki, entropiya temperaturun monoton artan funksiyasıdır: $(\partial S/\partial T)>0$. Düzülüşü pozmaq üçün isə sistemə əlavə enerji sərf olunur ki, bu da istilik tutumunu artırır.

İdeal paramaqnetikin maqnit sahəsi olmadığı halındakı $C_V(0)$ istilik tutumunun ifadəsini nəzərə alsaq, (23) ifadəsini

$$\frac{C_V(H) - C_V(0)}{C_V(0)} = \frac{2}{5} A(a) \tag{26}$$

şəklində yaza bilərik.

Beləliklə, ideal paramaqnetikin istilik tutumunu bir dəfə maqnit sahəsi olmadıqda $C_V(0)$-ı və bir dəfə maqnit sahəsi olduqda $C_V(H)$-ı təcrübədə ölçməklə (26) tənliyinin sağ tərəfini tapa bilərik.

ƏDƏBİYYAT

1. С.Г.Калашников. Электричество. М., “Наука”, 1985.
2. Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика. М., “Наука”, 1976.
3. Е.Янке, Ф.Эмде, Ф.Леш. Специальные функции. М., ”Наука”, 1977.
4. Дж.Смарт. Эффективное поле в теории магнетизма. М., “Мир”, 1968
5. Ю.Б.Румер, М.С.Рывкин. Термодинамика, статистическая физика и кинетика. М., ”Наука”, 1977.
6. А.И.Ансельм. Основы статистической физики и термодинамики. М.,”Наука”, 1973.

ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ПАРАМАГНЕТИКА ВО ВНЕШНЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

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

АННОТАЦИЯ

В настоящей работе исследуется термодинамические свойства идеального парамагнетика во внешнем магнитном поле. На основе найденного выражения для функции свободной энергии получены энтропия, намагниченность и теплоемкость идеального парамагнетика. Показано, что в квазиклассическом приближении удовлетворяется закон Кюри. Также построена последовательная статистическая теория магнетокалорического эффекта.

THERMODYNAMICAL PROPERTIES OF A PARAMAGNETIC STATE IN AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD

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

ABSTRACT

In the present work it is investigated thermodynamical properties of an ideal paramagnetic in an external magnetic field. On the basis of the found expression for function of free energy entropy, magnetization and a thermal capacity of a paramagnetic are received. It is shown, that in quasiclassical approximation Curie law is satisfied. Also the consistent statistical theory of magnetocaloric effect is constructed.