BAKI UNİVERSİTETİNİN XƏBƏRLƏRİ

№2 Fizika-riyaziyyat elmləri seriyası 2021

UOT 538.97:539.23

YARIMMAQNİT YARIMKEÇİRİCİLƏRDƏ AŞAĞI TEMPERATUR VƏ PARAMAQNİT ZƏRRƏCİKLƏRİN YÜKSƏK KONSENTRASİYASINDA NÜVƏ MAQNİT REZONANS ƏYRİSİNİN HESABLANMASI

A.C.MƏMMƏDZADƏ, M.N.ƏLİYEV
Bakı Dövlət Universiteti
memmedzade.aygun98@mail.ru , mammadaliyev@hotmail.com

Məqalədə Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə aşağı temperatur və paramaqnit zərrəciklərin yüksək konsentrasiyasında nüvə maqnit rezonans xətti Qrin funksiyası metodu ilə hesablanmışdır. Lokal maqnit sahəsinin sürətli fluktuasiyasında və yavaş fluktuasiyasında rezonans əyrisinin formasına baxılmışdır.

Açar sözlər: Yarımmaqnit Yarımkeçirici, aşağı temperatur, yüksək konsentrasiya, paramaqnit ion, rezonans xətti, Qrin funksiyası

Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə aşağı temperatur və aşağı konsentrasiyalarda Nüvə Maqnit Rezonans xəttinin formasını araşdırarkən qeyd olunur ki, rezonans xəttinin formasının quruluşu sistemdə baş verən qarşılıqlı təsirlərdən asılıdır. Bu qarşılıqlı təsirlərin spin dəyişənlərinin fluktasiyalarına səbəb olur və bu fluktasiyaların nüvələr üzərindəki fluktasiya edən lokal sahə yaratdığını qeyd edə bilərik. Öz növbəsində bu lokal maqnit sahəsinin rezonans xəttin formasını əmələ gətirir. Bu halda paramaqnit ionların konsentrasiyası aşağı olduğuna görə onlar arasında spin-spin qarşılıqlı təsirini nəzərə almırıq. Paramaqnit ionların yüksək konsentrasiyalarda mənzərəsi ciddi surətdə dəyişir. Bu halda lokal fluktasiya edən maqnit sahəsinin yaranmasında ionların arasındakı spin-spin qarşılıqlı təsiri əsas rol oynayır.

Burada əsas məqsəd maqnit zərrəciklərin spin-spin qarşılıqlı təsirinin nəzərə alınmasından ibarət olacaqdır. Məqsədimizə nail olmaq üçün sistemin Hamiltonianında:

$$\mathrm{H} = H_0 + H_{int} \tag{1}$$

Qarşılıqlı təsir hissəsində (H_{int}) ionların H_{SS} operatorunu nəzərə almaqdır:

$$H_{SS} = -\sum_{i,i'}\left[a_{ii'}S_i^z S_{i'}^z + \frac{1}{2}b_{ii'}(S_i^+ S_{i'}^- + S_i^- S_{i'}^+\right] \tag{1.1}$$

(1.1)-də $a_{ii'}$, $b_{ii'}$ elektron spin mübadilə və dipol-dipol əmsallarıdır.

Sistemin tam qarşılıqlı təsir Hamiltonianı H_{int} yüksək konsentrasiyalar halında aşağıdakı şəkildə olacaq:

$$H_{int} = H_{SI} + H_{SS} + H_{S\sigma} + H_{\sigma I} + H_{II} \qquad (1.2)$$

Qeyd edək ki, burada $H_{SI}, H_{SS}, H_{S\sigma}, H_{\sigma I}$, H_{II} uyğun olaraq elektron-nüvə, elektron-elektron, elektron-sərbəst elektron, sərbəst elektron-nüvə, nüvə-nüvə qarşılıqlı təsirlərinin hamiltonianlarıdır.

Sistemin qarşılıqlı təsirdə olmayan hissəsinin operatoru (H_0) dəyiş-məyərək aşağıdakı şəkildə qalır:

$$H_0 = H_S + H_I + H_\sigma + H_e + H_{ph} \qquad (1.3)$$

Qeyd edək ki, burada H_S, H_I, H_σ, H_e, H_{ph} uyğun olaraq qarşılıqlı təsirdə olmayan elektron, nüvə, sərbəst elektron spinlərinin, sərbəst elektronların kinetik enerjisinin, fonon sahəsinin hamiltonianlarıdır.

Nüvə Maqnit Rezonans əyrisinin formasını aşağı temperaturlar və kon-sentrasiyalar halında olduğu kimi Yarımmaqnit Yarımkeçirici maddələrdə uyğun gecikən Qrin funksiyasının xəyali hissəsi kimi tapmağa çalışacayıq:

$$\mathrm{F(m)} = I_m \ll I^+ | I^- \gg_\omega^R \qquad (1.4)$$

Burada $I^\pm$ məlum nüvə spin operatorlarıdır.

Qrin funksiyası metoduna əsasən başlanğıcda antikommutator Qrin funksiyasını tapacayıq.

İlk olaraq aşağıdakı Qrin funksiyası üçün hərəkət tənliyi yazacayıq:

$$\ll I_e^+(t) | I_{e'}^-(t') \gg = i\theta(t - t') < [I_e^+(t), I_{e'}^-(t')]_+ > \qquad (1.5)$$

Yuxarıdakı Qrin funksiyası zəncirvari şəkil alacaq:

$$\mathrm{E}\ll I_e^+ | I_{e'}^- \gg = - < [I_e^+, I_{e'}^-] > + \ll [I_e^+, H] | I_{e'}^- \gg \qquad (1.6)$$

(1.6) tənliyindən görürük ki, başlanğıc Qrin funksiyası $\ll I_e^+ | I_{e'}^- \gg$ daha yüksək ranqlı $\ll [I_e^+, H] | I_{e'}^- \gg$ Qrin funksiyasına zəncirvari bağlanmışdır.

(1.6) tənliyinin həlli, əgər sistemdə baş verən vacib dinamik effektləri itirməmək istəyiriksə mümkün qədər dəqiq aparılmalıdır. Yuxarıdakı tənliyi zorla kobud şəkildə həllindən uzaqlaşmaq üçün Qrin funksiyaları üçün həyə-canlaşma nəzəriyyəsini tətbiq edirlər. Burada əsas məqsəd mümkün olduqca (1.6) tənliyindəki zənciri incə yolla qırmaq və bu yolla sistemdə mövcud olan qarşılıqlı təsirlərin dinamik proseslərdəki iştirakını ortaya çıxarmaqdır.

İlk baxışda (1.6) tənliyi aşağı temperaturlar və aşağı konsentrasiyalar üçün yazılmış tənliyə bənzəyir, ancaq unutmamaq lazımdır ki, buradakı siste-min Hamiltonianı H aşağı konsentrasiyalar halında fərqlənir. Bu fakt H-in aşkar şəklini (1.6) tənliyində yazanda ortaya çıxacaqdır.

Sistemin qarşılıqlı təsir Hamiltonianına daxil olan $H_{II}, H_{\sigma I}, H_{SI}, H_{S\sigma}$ ha-miltonianlarının da aşkar şəklini yada salaq:

$$H_{II} = \frac{1}{2} \sum_{j \neq j'} \left[\mathcal{E}_{jj'} I_j^z I_{j'}^z + \frac{1}{2} F_{ij} (I_j^- I_{j'}^+ + I_j^+ I_{j'}^-) \right] \qquad (1.7)$$

$$H_{I\sigma} = -\mathrm{D} \sum_k I_k^z \, G^z(R_k) \qquad (1.8)$$

$$H_{S\sigma} = -\mathrm{B} \sum_i \left\{ \sigma^z(R_i) S_i^z + \frac{1}{2} [\sigma^-(R_i) S_i^+ + \sigma^+(R_i) S_i^-] \right\} \qquad (1.9)$$

$$H_{IS} = \frac{1}{2} \sum (C_{ij}^* \, I_j^- S_i^z + C_{ij} I_j^+ S_i^z + A_{ij} I_j^z S_i^z) \qquad (1.10)$$

B, D, F_{ij}, $\mathcal{E}_{ij}$, A_{ij} spinlər arasında qarşılıqlı təsir əmsallarıdır.

Antikommutator Qrin funksiyası $\ll I_e^+|I_{e'}^- \gg$ üçün (1.1)-(1.10) ifadələrini nəzərə almaqla hərəkət tənliyini yazaq:

$$(E - \omega_n) \ll I_e^+|I_{e'}^- \gg = \delta_{ee'} - \frac{1}{\hbar}\sum_i C_{ie}^* \ll I_e^z S_i^z|I_{e'}^- \gg +$$
$$+ D\sum_i \ll I_e^+\sigma^z(R_i)|I_{e'}^- \gg + \frac{1}{2\hbar}\sum_i A_{ie} \ll I_e^+ S_i^z|I_{e'}^- \gg +$$
$$+\frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je} \ll I_j^z I_e^+|I_{e'}^- \gg \quad (1.11)$$

Gözlənildiyi kimi sistemdəki lokalizə olunmuş ionların yüksək konsentrasiyasını təmsil edən H_{SS} operatoru (1.11) tənliyində başlanğıc Qrin funksiyasına bağlanmadı. Həmin operatorun sistemin polyarizasiya operatorları (P) təyin olunan etapda Qrin funksiyaları zəncirinə bağlanacağı məlumdur. Hələlik sistemin kütlə operatorlarını təyin edən tənlikləri yazaq:

$$M_1 = \left[\frac{1}{2\hbar}\sum_i A_{ie} \ll S_i^z I_e^+|I_{e'}^- \gg\right] G^{-1} \quad (1.12)$$
$$M_2 = \left[-\frac{1}{\hbar}\sum_i C_{ie}^* \ll S_i^z I_e^z|I_{e'}^- \gg\right] G^{-1} \quad (1.13)$$
$$M_3 = \left[\frac{1}{\hbar} D\sum_i \ll I_e^+\sigma^z(R_i)|I_{e'}^- \gg\right] G^{-1} \quad (1.14)$$
$$M_4 = \left[\frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je} \ll I_j^z I_e^+|I_{e'}^- \gg\right] G^{-1} \quad (1.15)$$

Burada (1.12)-(1.15) tənliklərində:

$$M_1 + M_2 + M_3 + M_4 = M(E) \quad (1.16)$$
$$G^{-1} = (\ll I_e^+|I_{e'}^- \gg)^{-1} \quad (1.17)$$
$$M(E) = E - \omega_n - \delta_{ee'} \ll I_e^+|I_{e'}^- \gg^{-1} \quad (1.18)$$

kimi təyin olunur.

Qrin funksiyası həyəcanlaşma nəzəriyyəsi texnikasına uyğun olaraq dinamik effektləri itirməmək üçün (1.12)-(1.15) tənliklərinin sağ tərəfindəki Qrin funksiyaları üçün yeni hərəkət tənliyi yazmalıyıq. Bu məqsədlə həmin Qrin funksiyalarını sistemin tam qarşılıqlı təsir Hamiltonianını diqqətə almaqla t' dəyişəninə görə diferensiallayırıq və sıfırıncı yaxınlaşmada sıfıra bərabər olan Qrin funksiyalarını ləğv edərək alırıq:

$$-(E-\omega_n) \ll S_i^z I_e^+|I_{e'}^- \gg = \langle S_i^z\rangle\delta_{ee'} - \frac{1}{2\hbar}\sum_i A_{ie'} \ll S_i^z I_e^+|I_{e'}^- \gg -$$
$$-\frac{1}{\hbar} D\sum_i \ll I_e^+ S^z\sigma^z(R_i)|I_{e'}^-\sigma^z(R_{e'}) \gg - \frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je'} \ll S_i^z I_e^+|I_j^z I_{e'}^- \gg \quad (1.19)$$
$$-(E-\omega_n) \ll S_i^z I_e^z|I_{e'}^- \gg = \frac{1}{\hbar}\sum_{i'} \mathcal{E}_{i'e} \ll S_i^z I_e^z|S_{i'}^z I_{e'}^z \gg \quad (1.20)$$
$$-(E-\omega_n) \ll I_j^z I_e^+|I_{e'}^- \gg = -\frac{1}{\hbar}\sum_{j'} \mathcal{E}_{j'e'} \ll I_j^z I_e^+|I_{j'}^z I_{e'}^- \gg \quad (1.21)$$
$$-(E-\omega_n) \ll \sigma^z(R_e) I_e^+|I_{e'}^- \gg = \langle\sigma^z(R_e)\rangle\delta_{ee'} -$$
$$-\frac{1}{2\hbar}\sum_i A_{ie'} \ll \sigma^z(R_e) I_e^+|S_i^z I_{e'}^- \gg - \frac{1}{\hbar} D\sum_i \ll \sigma^z(R_i) I_e^+|I_{e'}^-\sigma^z(R_{e'}) \gg \quad (1.22)$$

Yuxarıdakı tənliklərin sağ tərəfində simmetriklənmiş sol tərəfindəkilərdən daha yüksək Qrin funksiyalarını kifayət qədər dəqiq hesablamaq üçün onlara hərəkət tənlikləri yazırıq:

$$(E-\omega_n) \ll S_i^z I_e^+|S_{i'}^z I_{e'}^- \gg = -\langle S_i^z S_{i'}^z\rangle\delta_{ee'} +$$
$$+\frac{1}{2\hbar}\sum_{i''} A_{i''e} \ll S_i^z S_{i''}^z I_e^+ \left| S_{i'}^z I_{e'}^- \gg - \frac{1}{\hbar}\sum_{i''} C_{i''e}^* \ll S_i^z S_{i''}^z I_e^z \right| S_{i'}^z I_{e'}^+ \gg +$$

$$+\frac{1}{2\hbar}\sum_i b_{mi}\,(\ll S_i^+S_m^-I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg - \ll S_i^-S_m^+I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg)+$$
$$+\frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je} \ll S_i^zI_j^zI_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg +\frac{1}{\hbar}D\sum_i \ll I_e^+S_i^z\sigma^z(R_e)|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg +$$
$$+\frac{1}{2\hbar}B[\ll S_i^-\sigma^+(R_i)I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg - \ll S_i^+\sigma^-(R_i)I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg] \qquad (1.23)$$

Yuxarıda yazdığımız (1.23) tənliyindən görünür ki, Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə paramaqnit zərrəciklərin konsentrasiyası yüksək olduğu halda həmin zərrəciklərin spin-spin qarşılıqlı təsiri (elektron) hərəkət tənliyi daxil olur (b_{mi} −lokal spinlərin qarşılıqlı təsir əmsalıdır). Bu fakt onu göstərir ki, rezonans əyrisinin formalaşmasında həmin qarşılıqlı təsir rol oynayacaqdır. Yüksək tərtibli Qrin funksiyalarını lazımi dəqiqliklə hesabladıqda bütün qarşılıqlı təsirlərin oynadıqları rol ortaya çıxmalıdır. Bu məqsədlə (1.23) tənliyinin yetərincə dəqiq həllini tapmaq üçün polyarizasiya operatorlarını daxil edək:

$$(E-\omega_n-P)\;G_1=-\langle S_i^zS_{i'}^z\rangle\delta_{ee'} \qquad (1.24)$$

Burada

$$G_1=\ll S_i^zS_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg \qquad (1.25)$$
$$\mathrm{P}=P_D+P_B+P_b+P_c+P_{\mathcal{E}}+P_a \qquad (1.26)$$

olarsa:

$$P_D=\frac{1}{\hbar}D\sum_i \ll S_i^z\sigma^z(R_e)I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg G_1^{-1} \qquad (1.27)$$
$$P_B=\frac{1}{2\hbar}\mathrm{B}(\ll S_i^-\sigma^+(R_i)I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg - \ll S_i^+\sigma^-(R_e)I_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg)G_1^{-1} \qquad (1.28)$$
$$P_a=\frac{1}{2\hbar}\sum_{i''}A_{i''e} \ll S_i^zS_{i''}^zI_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg G_1^{-1} \qquad (1.29)$$
$$P_c=-\frac{1}{\hbar}\sum_{i''}C_{i''e}^* \ll S_i^zS_{i''}^zI_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg G_1^{-1} \qquad (1.30)$$
$$P_{\mathcal{E}}=\frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je} \ll S_i^zI_j^zI_e^+|S_{i'}^zI_{e'}^- \gg G_1^{-1} \qquad (1.31)$$
$$P_b=\frac{1}{2\hbar}\sum_i b_{mi}\,(\ll I_e^+S_i^+S_m^-|I_{e'}^-S_{i'}^z \gg - \ll I_e^+S_i^-S_m^+|I_{e'}^-S_{i'}^zI_{e'}^- \gg)G_1^{-1} \qquad (1.32)$$

Öncədən qeyd etmişdik ki, polyarizasiya operatorlarının aşkar ifadələri müstəqil maraq doğurur və buna görə onlar mümkün olan ən yüksək yaxınlaşmada əlavədə hesablanırlar.

Kütlə operatoru M(E)-nin ifadəsinə daxil olan yüksək tərtibli Qrin funksiyalarını lazımi dəqiqlikdə hesablamaq üçün anoloji yoldan istifadə edəcəyik. Əgər

$$G_2=\ll S_i^zI_e^+|\sigma^z(R_{e'})I_e^- \gg \qquad (1.33)$$

olduğunu hesab etsək və G_2 – ni t-yə görə diferensiallasaq aşağıdakı tənlikləri alarıq:

$$(E-\omega_n-P')\;G_2=-\langle S_i^z\rangle\langle\sigma^z(R_e)\rangle\delta_{ee'} \qquad (1.34)$$
$$P_A'=\frac{1}{2\hbar}\sum_{i'}A_{i'e} \ll S_i^zS_{i'}^zI_e^+|\sigma^z(R_{e'})I_{e'}^- \gg G_2^{-1} \qquad (1.35)$$
$$P_{\mathcal{E}}'=\frac{1}{\hbar}\sum_j \mathcal{E}_{je} \ll S_i^zI_j^zI_e^+|\sigma^z(R_{e'})I_{e'}^- \gg G_2^{-1} \qquad (1.36)$$
$$P_C'=-\frac{1}{\hbar}\sum_i C_{i'e}^* \ll S_{i'}^zS_i^zI_e^+|\sigma^z(R_{e'})I_{e'}^- \gg G_2^{-1} \qquad (1.37)$$
$$P_D'=\frac{1}{\hbar}D\sum_i \ll S_i^z\sigma^z(R_e)I_e^+|\sigma^z(R_{e'})I_{e'}^- \gg G_2^{-1} \qquad (1.38)$$

Burada (1.34-tənliyindən) hesab olunur ki:

$$P' = P_A' + P_{\varepsilon}' + P_C' + P_D' \qquad (1.39)$$

Yuxarıda yazdığımız (1.34-1.38) tənlikləri imkan verir ki, öncə polyarizasiya operatorlarını və onların vasitəsilə sonra kütlə operatorlarını tapaq. Kütlə operatorunun aşkar şəklinin tapılması başlanğıc hərəkət tənliyi yazdığımız əsas antikammutator Qrin funksiyasının aşkar şəklinin tapılması deməkdir. Sonrakı addımda gecikən Qrin funksiyasının aşkar şəklinin təyin edilməsi böyük çətinliklərə səbəb olmur. Burada əsas məsələ öncədən qeyd etdiyimiz kimi başlanğıc nüvə spin Qrin funksiyası G = $\ll I^+|I^- \gg$ üçün yazılmış hərəkət tənliyinin sistemdə olan bütün qarşılıqlı təsirlərin düzgün nəzərə alınması ilə yazılması və lazımi qədər dəqiqliklə əmələ gəlmiş Qrin funksiyaları zəncirinin çözülməsidir.

Texniki olaraq bu məqsədlə (1.34) – (1.38) tənliklərinin sağ tərəflərindəki Qrin funksiyalarını yenidən t′ -ə görə diferensiallayaraq daha yüksək tərtibli simmetrik Qrin Funksiyaları alırlar. Alınmış simmetrik Qrin Funksiyalarını ilk yaxınlaşmada hesablayaraq polyarizasiya operatorunu tapırıq. Polyarizasiya operatorlarının tapılması M(E)-nin tapılması və məsələnin yüksək dəqiqliklə həlli deməkdir.

Burada əsasən biz riyazi olaraq polyarizasiya operatoru P və kütlə operatoru M-ə yüksək konsentrasiyalarda (lokallaşmış paramaqnit ionların) H_{SS} qarşılıqlı təsirinin verdiyi payın hesablanmasını aparmışıq. P-yə və M-ə H_{SS}-in təsiri dolayı yolla Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə rezonans əyrisinə göstərilən təsirlə nəticələnir.

Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə aşağı temperaturlarda, yüksək konsentrasiyalarda sistemdə mövcud olan bütün mümkün qarşılıqlı təsirləri eyni zamanda nəzərə aldıqda polyarizasiya operatorlarının və kütlə operatorlarının aşkar ifadələri xeyli mürəkkəb alınırlar. Bu təbii olaraq kütlə operatorlarının və nəticədə Qrin Funksiyasının çox mürəkkəb ifadəsinə gətirib çıxarır. Antikommutator Qrin Funksiyaının və rezonans əyrisinin formasını təyin edən gecikən Qrin Funksiyasının xəyali hissəsidə (f(ω) = $I_m \ll I^+|I^- \gg_{\omega}^{R}$) kifayət qədər (ümumi halda) mürəkkəb şəkil alır.

Ümumi lokal fluktuasiya edən maqnit sahəsinin ixtiyari fluktasiyası halında rezonans əyrisinin eksperimental olaraq yaxşı məlum əyrilərə bənzəməyən çox mürəkkəb bir ifadə ilə təsvir oluna biləcəyi əslində gözləniləndi. Bu halda yekun rezonans əyrisini bir çox əyrilərin kombinasiyasından yaranır və təcrübələrdə müşahidə olunan rezonans əyrilərilə müqayisə olunması mümkün olmur. Aşağı temperaturlarda aparılan təcrübələr üçün əhəmiyyətli olan lokal sahənin sürətli və yavaş fluktuasiyalarında polyarizasiya, kütlə operatorlarının, gecikən Qrin Funksiyasının ifadələri sadələşir və nəticədə aşağıdakı nəticələri alırıq:

1. Lokal maqnit sahəsinin sürətli fluktuasiyasında rezonans əyrisinin forması.
2. Lokal maqnit sahəsinin yavaş fluktuasiyasında rezonans əyrisinin forması.

Birinci halda rezonans əyrisi üçün aşağıdakı ifadəni alırıq:

$$f(\omega) = A^2(\gamma_{SI} + \gamma_{\sigma S} + \gamma_{I\sigma} + \gamma_{IS} + \gamma_{II})^{-1} \times$$
$$\times \{\omega_a^2 + [A^2(\gamma_{SI} + \gamma_{\sigma S} + \gamma_{I\sigma} + \gamma_{IS} + \gamma_{II})^{-1}]^2\}^{-1} \quad (1.40)$$

(1.40) ifadəsində A ionların elektron spinlərinin nüvə spinlərilə qarşılıqlı təsir əmsalı

$$\gamma_{SI} = I_m P_{SI} \quad (1.41)$$
$$\gamma_{SS} = I_m P_{SS} \quad (1.42)$$
$$\gamma_{II} = I_m P_{II} \quad (1.43)$$
$$\gamma_{\sigma S} = I_m P_{\sigma S} \quad (1.44)$$
$$\gamma_{\sigma I} = I_m P_{\sigma I} \quad (1.45)$$

Yuxarıdakı (1.41)-(1.45) ifadələrindəki $\gamma_{SS}, \gamma_{II}, \gamma_{SI}, \gamma_{\sigma S}, \gamma_{\sigma I}$ kəmiyyətləri uyğun qarşılıqlı təsir nəticəsində baş verən spin keçidlərinin ehtimalıdırlar.

Tapdığımız (1.33) ifadəsindən görürük ki, lokal sahənin sürətli fluktuasiyasında mürəkkəb rezonans əyrisi, yarım eni yarım intensivlikdə Δ olan Lorens əyrisinə çevrilir. Burada

$$\Delta = A^2(\gamma_{SI} + \gamma_{SS} + \gamma_{\sigma S} + \gamma_{II} + \gamma_{\sigma I})^{-1} \quad (1.46)$$

Qeyd etməliyik ki, lokal maqnit sahəsinin sürətli fluktuasiyalarında aşağıdakı şərt ödənilməlidir:

$$\gamma > A \quad (1.47)$$
$$\gamma = \gamma_{SI} + \gamma_{SS} + \gamma_{\sigma S} + \gamma_{II} + \gamma_{\sigma I} \quad (1.48)$$

(1.46) ifadəsindən görürük ki, (1.47) şərti ödənildikdə (lokal sahənin sürətli fluktuasiyalarında) Lorens əyrisi rezonans tezliyindən bir qədər sürüşmüşdür

$$\omega_{Sr} = \omega_n - \lambda \quad (1.48)$$
$$\lambda = \lambda_{SI} + \lambda_{SS} + \lambda_{\sigma S} + \lambda_{II} + \lambda_{\sigma I} \quad (1.49)$$

(1.49) münasibətindən görürük ki, yüksək konsentrasiyalı Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə elektron spin-spin qarşılıqlı təsiri başqa qarşılıqlı təsirlərlə birlikdə xəttin enlənməsinə pay verdiyi kimi sürüşməsində də iştirak edir.

(1.49) ifadəsində λ cəm sürüşmə, λ_{SS}, λ_{SI}, $\lambda_{\sigma S}$, $\lambda_{\sigma I}$, λ_{II} uyğun qarşılıqlı təsirlərin törətdikləri sürüşmələrdir.

(1.46) düsturu sürətlə fluktuasiyalarda Lorens əyrisinin yarım intensivlikdə eninə digər qarşılıqlı təsirlərlə birlikdə lokal spinlərin qarşılıqlı təsirinin də pay verdiyini görürük. Bu halda əsasən spin-nüvə qarşılıqlı təsirin genişləndirdiyi rezonans xəttinin, spin-spin qarşılıqlı təsirinin daraltmağa çalışdığını görürük.

Rezonans əyrisinin (Nüvə Maqnit Rezonansı) müşahidə edilə bilməsi üçün aşağıdakı şərt tələb olunur:

$$\Delta < \omega_{Sr} \quad (1.50)$$

(1.50) şərtinin ödənilməsi üçün rezonans təcrübələrinin kifayət qədər böyük sabit maqnit sahələrində aparılması lazımdır. Bugünkü texniki imkanlar (1.50) şərtinin ödənilməsini asanlıqla təmin edir.

Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə rezonans hadisəsi müşahidə edilən nüvə spinləri üzərində yavaş fluktuasiyalarda (lokal maqnit sahəsinin):

$$A > \gamma \tag{1.51}$$

(1.51) şərti ödənildikdə rezonans əyrimiz aşağıdakı funksiya ilə təsvir olunur:

$$f(\omega) = \Delta_1 + \{\Delta_1^2 + (\omega_a - A)^2\}^{-1} \tag{1.52}$$

(1.52) ifadəsindən görünür ki, rezonans əyrimiz baş rezonans tezliyindən sürüşdürülmüş yarım eni Δ_1 olan Lorens əyrisidir:

$$\Delta_1 = \frac{1}{2}(\gamma_{IS} + \gamma_{SS} + \gamma_{\sigma S} + \gamma_{II} + \gamma_{\sigma I}) \tag{1.53}$$

Əldə etdiyimiz (1.53) düsturu göstərir ki, Yarımmaqnit Yarımkeçiricilərdə (1.51) şərti ödənildikdə sistemdə yeri olan qarşılıqlı təsirlər (o cümlədən yüksək konsentrasiyalarda lokal spinlərin qarşılıqlı təsiri) cəm olaraq rezonans əyrisinin genişlənməsində iştirak edir.

ƏDƏBİYYAT

1. Abragam A. The Principles of nuclear magnetism, 2006.
2. Furdyna J.K. Diluted magnetic semiconductors. J. Appl. Phys., 1988, v. 64, No 4, p. R29.
3. Тябликов С.В. Запаздывающие и опережающие функции Грина в теории ферромагнетизма. – Укр. мат. журн., 1959, т. II, с. 287-294.
4. Aliev M.N. Magnetic resonans theory in semimagnetic semiconductors. – Proc. of XXIV-th Congress AMPERE, L-40, Poznan, 1988.

РАСЧЕТ КРИВОЙ ЯДЕРНОГО МАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ И ВЫСОКИХ КОНЦЕНТРАЦИЯХ ПАРАМАГНИТНЫХ ЧАСТИЦ В ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

А.С.МАММЕДЗАДЕ, М.Н.АЛИЕВ

РЕЗЮМЕ

В статье был вычислен метод линейной функции Грина ядерного магнитного резонанса при низких температурах и высоких концентрациях парамагнитных частиц в полумагнитных полупроводниках. Рассмотрена форма резонансной кривой при быстрой флуктуации и медленной флуктуации локального магнитного поля.

Ключевые слова: Полумагнитных Полупроводниках, низких температурах, высокая концентрация, парамагнитный ион, резонансная линия, функции Грина.

CALCULATION OF NUCLEAR MAGNETIC RESONANCE CURVE IN SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS AT LOW TEMPERATURES AND HIGH CONCENTRATION OF PARAMAGNITE PARTICLES

A.C.MAMMADZADE, M.N.ALIYEV

SUMMARY

In the article, the nuclear magnetic resonance line at low temperatures and high concentrations of paramagnetic particles in semimagnetic semiconductors was calculated by the Green function method. The shape of the resonance line in fast fluctuations and slow fluctuations of the local magnetic field was considered.

Keywords: Semimagnetic Semiconductors, low temperatures, high concentration, paramagnite ion, resonance line, Green function