AŞAĞI TEMPERATURDA YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏS NANOMƏFTİLDƏ SPİN HƏYƏCANLANMALARININ NƏZƏRİYYƏSİNƏ

R.R. HÜSEYNOV, V.A. TANRIVERDİYEV, V.S. TAĞIYEV, E.M. AXUNDOVA, İ.N. İBRAGİMOV

Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyi Fizika İnstitutu, Bakı Az-1143, Bakı, H.Cavid pr. 131, E-mail: v_tagiyev@yahoo.com

Qrin funksiyası metodu ilə iki müxtəlif ferromaqnit yarımkeçirici atom laylarının növbələşməsindən alınan nanoməftillərdə yayılan spin dalğaları üçün dispersiya tənliyi müəyyən edilir. Bu nanoməftil heksaqonal en kəsiyə malikdir. Nəticələr parametrlərin seçilmiş qiymətində kəmiyyətcə təsvir edilir.

Aşar sözlər: nanoməftil, ferromaqnit yarımkeçirici, spindalğa.
PACS: 75.70. A.k.

GİRİŞ

Son dövrlərdə nüfuzlu nəşrlərdə dərc edilmiş bir sıra məqalələr tərkibində maqnit atomları olan nanoölçülü materialların maqnit xüsusiyyətlərinə həsr edilmişdir. Nanoməftillər, nanoborular və nanohissəciklər kimi nanostrukturlar mikroçiplərin, müxtəlif tipli sensorların və biotibbi avadanlıqların yaradılması ilə məşğul olan tədqiqatçıların fəal tədqiqat obyektinə çevrilib [1-3]. Həmçinin onların əsasında prinsipcə yeni, daha qənaətcil, sürətli və kiçik ölçülü cihazlar yaradıla bilər [4-6]. Belə sistemlərdə maqnitləşmə, həssaslıq, faza keçidləri, istilik tutumu, eləcə də elementar maqnit həyəcanlamalarının spektri kimi fiziki proseslərin öyrənilməsi maqnit nanosistemlərinin fizikasında həlledici əhəmiyyət kəsb edir [7,8].

Bu işdə tədqiq olunan model yuxarıda qeyd olunan sistemlərə, xüsusən də ferromaqnit yarımkeçirici ifratqəfəs nanoməftillərə aiddir (şəkil 1). Şəkildən göründüyü kimi, bu sistem Z oxuna perpendikulyar şəkildə yerləşən ferromaqnit yarımkecirici materialların növbələşən atom təbəqələrindən ibarətdir. Belə sistemi xarakterizə edən Hamiltonian üç hissədən ibarətdir:

$$H_M = -\frac{1}{2}\sum_{i,j} J_{i,j} S_i S_j - \sum_i g_i \mu_B H_0 S_i^z ,$$

$$H_e = \sum_{i,j,\sigma} t_{i,j} a_{i\sigma}^{+} a_{j\sigma} - g_e \mu_B H_0 \sum_i s_i^z , \quad (1)$$

$$H_{I\sigma d(f)} = -\sum_i I_i S_i \sigma_i$$

burada H_M -d(f) tipli lokallaşmış spinlərin mübadilə qarşılıqlı təsirini və lokallaşmış spinlərin Zeeman enerjisini təsvir edən Hamiltoniandır, H_e keçirici elektronların kinetik və Zeeman enerjisini, H_I- isə keçirici və lokallaşmış elektronların spinləri arasında *s-d* (*s-f*) mübadilə qarşılıqlı əlaqəni təsvir edir. J_{ij},I_i - yuxarı qeyd edilə qarşılıqlı təsirlərin sabitləridir. $S_{i(j)}$ və s_i^z müvafiq olaraq lokallaşmış və keçirici elektronların spin operatorlarıdır. Burada, H_0 nanoməftilin oxu boyunca yönəlmiş xarici maqnit sahəsidir.

Bu işdə spin həyəcanlanmalarının spektri Qrin funksiyası (QF) üsulu ilə hesablanmışdır. Bu məqsədlə $G_{i,j}(t) = \langle\langle S_i^+(t) | S_j^-(0)\rangle\rangle$ və $G'_{i,j}(t) = \langle\langle s_i^+(t) | S_j^-(0)\rangle\rangle$ kimi iki növ gecikmiş temperatur Qrin funksiyaları tətbiq edilmişdir. QF üçün hərəkət tənliyini $T < T_c$kritik temperaturdan aşağı temperatur diapazonunda yazaraq və təsadüfi faza yaxınlaşmasında Furye çevrilməsindən istifadə edərək, aşağıdakı birləşmiş tənliyi əldə edirik [9-10]:

$$\left\{\omega - g_i\mu_B H_0 - I_i\langle s_i^z\rangle - \frac{I_i^2\langle S_i^z\rangle\langle s_i^z\rangle}{\omega - g_e\mu_B H_0 - I_i\langle S_i^z\rangle} - \sum_\delta J_{i,i+\delta}\langle S_{i+\delta}^z\rangle\right\} G_{i,j}(\omega) + \langle S_i^z\rangle \sum_\delta J_{i,i+\delta} G_{i,i+\delta}(\omega) = 2\langle S_i^z\rangle \delta_{ij} \quad . \qquad (2)$$

Şəkil 1-dən göründüyü kimi, ifratqəfəs nanoməftilin n- ci təbəqəsi “*a*” materialından, $(n+1)$-ci təbəqə isə “*b*” tipli materialdan ibarətdir, burada ifratqəfəs sabiti $d = 2a$ olur. (2) tənliyini ifratqəfəsin bir elementar özəyinə aid bütün spinlər üçün yazaraq, bir-biri ilə əlaqəli 14 tənlikdən ibarət sistemi əldə etmək olar:

$$\begin{cases}
(\omega-\lambda_a)G^{1,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n,m}+2G^{3,\tau''}_{n,m}+2G^{4,\tau'}_{n,m}+G^{5,\tau'}_{n,m}\right)+J\langle S_a^z\rangle\left(G^{1,\tau'}_{n-1,m}+G^{1,\tau'}_{n+1,m}\right)=2\langle S_a^z\rangle\delta^{1,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{2,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n,m}+G^{7,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n-1,m}+G^{2,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{2,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{3,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n,m}+G^{4,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n-1,m}+G^{3,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{3,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{4,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n,m}+G^{5,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{4,\tau'}_{n-1,m}+G^{4,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{4,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{5,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{4,\tau'}_{n,m}+G^{6,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{5,\tau'}_{n-1,m}+G^{5,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{5,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{6,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{5,\tau'}_{n,m}+G^{7,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{6,\tau'}_{n-1,m}+G^{6,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{6,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_{as})G^{7,\tau'}_{n,m}+J_a\langle S_a^z\rangle G^{1,\tau'}_{n,m}+J_{as}\langle S_a^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n,m}+G^{6,\tau'}_{n,m}\right)+J_s\langle S_a^z\rangle\left(G^{7,\tau'}_{n-1,m}+G^{7,\tau'}_{n+1,m}\right)=\langle S_a^z\rangle\delta^{7,\tau'}_{n,m}\\
(\omega-\lambda_b)G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n+1,m}+2G^{3,\tau''}_{n+1,m}+2G^{4,\tau'}_{n+1,m}+G^{5,\tau'}_{n+1,m}\right)+J\langle S_b^z\rangle\left(G^{1,\tau'}_{n,m}+G^{1,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{1,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{2,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n+1,m}+G^{7,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n,m}+G^{2,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{2,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{3,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n+1,m}+G^{4,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n,m}+G^{3,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{3,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{4,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{3,\tau'}_{n+1,m}+G^{5,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{4,\tau'}_{n,m}+G^{4,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{4,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{5,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{4,\tau'}_{n+1,m}+G^{6,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{5,\tau'}_{n,m}+G^{5,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{5,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{6,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{5,\tau'}_{n+1,m}+G^{7,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{6,\tau'}_{n,m}+G^{6,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{6,\tau'}_{n+1,m}\\
(\omega-\lambda_{bs})G^{7,\tau'}_{n+1,m}+J_b\langle S_b^z\rangle G^{1,\tau'}_{n+1,m}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle\left(G^{2,\tau'}_{n+1,m}+G^{6,\tau'}_{n+1,m}\right)+J_s\langle S_b^z\rangle\left(G^{7,\tau'}_{n,m}+G^{7,\tau'}_{n+2,m}\right)=\langle S_b^z\rangle\delta^{7,\tau'}_{n+1,m}
\end{cases} \tag{3}$$

burada,

$$\lambda_{a(b)}=g\mu\left(H_0+H^{(A)}_{a(b)}\right)+6J_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle+2J\langle S^z_{b(a)}\rangle+I_{a(b)}\langle s^z\rangle+\frac{I^2_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle\langle s^z\rangle}{\omega-g_e\mu H_0-I_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle},$$

$$\lambda_{a(b)s}=g\mu\left(H_0+H^{(A)}_{a(b)}\right)+J_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle+2J_{a(b)s}\langle S^z_{a(b)}\rangle+2J_s\langle S^z_{b(a)}\rangle+I_{a(b)}\langle s^z\rangle+\frac{I^2_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle\langle s^z\rangle}{\omega-g_e\mu H_0-I_{a(b)}\langle S^z_{a(b)}\rangle}$$

İki qonşu elementar özəyin spinlərinə uyğun Qrin funksiyalarını əlaqələndirmək üçün Blox teoremindən istifadə edək [11,12]

$$G_{n+2,(n+1)}=\exp[ikd]G_{n,(n-1)} \tag{4}$$

Onda (3) tənliklər sistemini əhəmiyyətli dərəcədə sadələşdirmək və QF-nın qütblərindən spin dalğaları üçün dispersiya tənliyini əldə etmək olar:

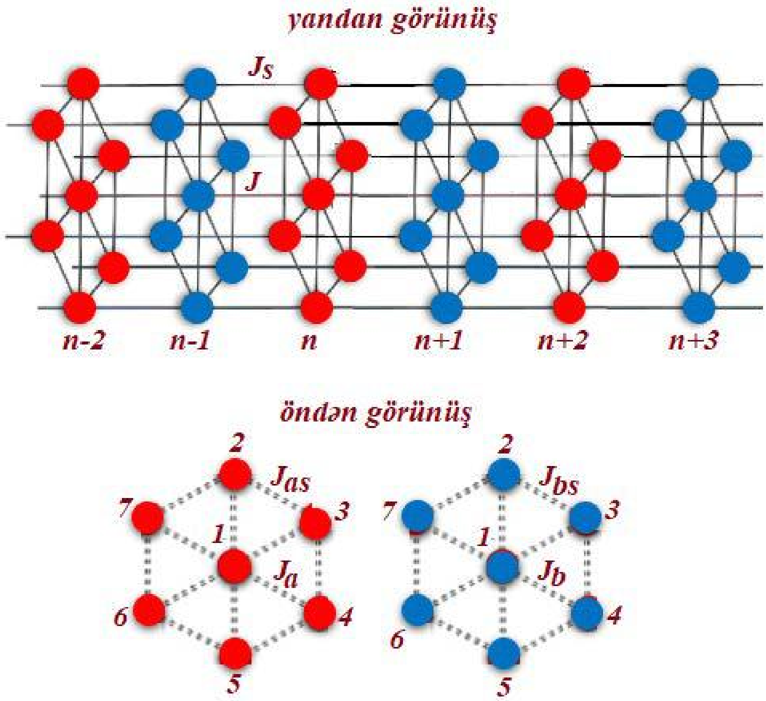
$$\left[\begin{array}{l}
\cos k\,d=q_1+q_2-0.5+\sqrt{(q_1-q_2)^2+q_3}\\
\cos k\,d=q_1+q_2-0.5-\sqrt{(q_1-q_2)^2+q_3}\\
\cos k\,d=\frac{(\omega-\lambda_{as})(\omega-\lambda_{bs})+J_{as}\langle S_a^z\rangle(\omega-\lambda_{bs}+J_{bs}\langle S_b^z\rangle)+J_{bs}\langle S_b^z\rangle(\omega-\lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z\rangle\langle S_b^z\rangle}-1\\
\cos k\,d=\frac{(\omega-\lambda_{as})(\omega-\lambda_{bs})-J_{as}\langle S_a^z\rangle(\omega-\lambda_{bs}-J_{bs}\langle S_b^z\rangle)-J_{bs}\langle S_b^z\rangle(\omega-\lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z\rangle\langle S_b^z\rangle}-1\\
\cos k\,d=\frac{(\omega-\lambda_{as})(\omega-\lambda_{bs})-2J_{as}\langle S_a^z\rangle(\omega-\lambda_{bs}-2J_{bs}\langle S_b^z\rangle)-2J_{bs}\langle S_b^z\rangle(\omega-\lambda_{as})}{2J_s^2\langle S_a^z\rangle\langle S_b^z\rangle}-1
\end{array}\right. \tag{5}$$

q_1, q_2 və q_3 aşağıdakı ifadələrlə verilir

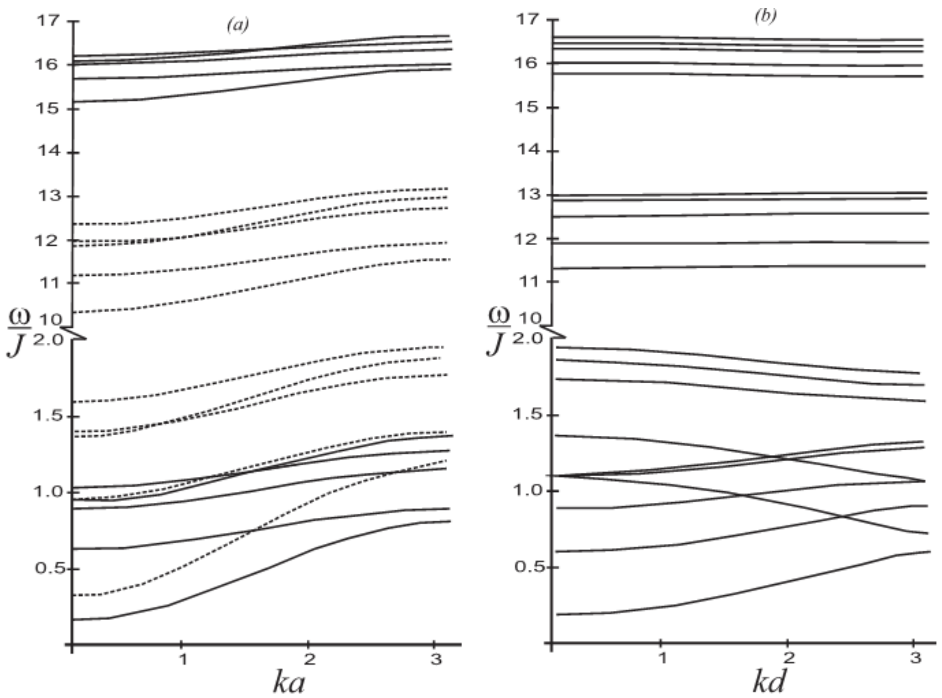
$$q_1=\frac{3J_aJ_b}{2JJ_s}+\frac{(\omega-\lambda_a)(\omega-\lambda_b)}{4J^2\langle S_a^z\rangle\langle S_b^z\rangle}-\frac{1}{4}, \tag{5.1}$$

$$q_2=\frac{3J_aJ_b}{2JJ_s}+\frac{(\omega-\lambda_{as}+2J_{as}\langle S_a^z\rangle)(\omega-\lambda_{bs}+2J_{bs}\langle S_b^z\rangle)}{4J^2\langle S_a^z\rangle\langle S_b^z\rangle}-\frac{1}{4}, \tag{5.2}$$

$$q_3 = \frac{3\left(JJ_b\langle S_b^z\rangle\left(\omega-\lambda_{as}+2J_{as}\langle S_a^z\rangle\right)+J_aJ_s\langle S_a^z\rangle\left(\omega-\lambda_b\right)\right)\left(JJ_a\langle S_a^z\rangle\left(\omega-\lambda_{bs}+2J_{bs}\langle S_b^z\rangle\right)+J_bJ_s\langle S_b^z\rangle\left(\omega-\lambda_a\right)\right)}{2J^3J_s^3\langle S_a^z\rangle^2\langle S_b^z\rangle^2} \tag{5.3}$$



Şəkil 1. İki müxtəlif *a* və *b* materialın atom təbəqələrinin alternativ olaraq növbələşdiyi heksaqonal ferromaqnit yarımkeçirici ifratqəfəs nanoməftil modeli. Nanoməftil z oxu istiqamətində sonsuzdur.



Şəkil 2. Tədqiq edilən ifratqəfəs nanoməftil və kompozit materiallardan hazırlanmış nanoməftillər üçün spin dalğa əyriləri. Parametrlər $g\mu H_0/J = 0.2$, $g_e\mu H_0/J = 0.01$, $g_a = g_b$, $g_a\mu_B H_a^{(A)}/J = 0.01$, $g_b\mu_B H_b^{(A)}/J = 0.03$, $J_s/J = 0.9$, $J_a/J = 0.4$, $J_{as}/J = 0.6$, $J_b/J = 0.8$, $J_{bs}/J = 0.6$, $I_a/J = 15$, $I_b/J = 10$, $\langle S_a\rangle = \langle S_b\rangle = 0.5$, $\langle s\rangle = 0.5$.

(5) tənlikləri bu işin əsas nəticəsidir. Bu tənliklərdən göstərmək olar ki, hər iki mühit eyni olduqda, ferromaqnit yarımkecirici ifratqəfəs nanoməftil üçün dispersiya tənlikləri xeyli sadələşir. Şəkil 2-də

parametrlərin seçilmiş qymətlərində nəticələrin kəmiyyətcə təsviri verilmişdir. Şəkil 2(a)-da *a* və *b* komponentləri (materialları) üçün spin dalğa budaqları ayrı-ayrılıqda göstərilir və 2(b)-də bütün ifratqqəfəs nanoməftil sistemi üçün spin dalğa budaqları göstərilir. Göründüyü kimi, ifratqqəfəs nanoməftil spin dalğasının budaqlarının sayı adi nanoməftildən iki dəfə çoxdur. Belə ki, ferromaqnit yarımkecirici nanoməftildə spin dalğa budaqlarının sayı on olduğu halda yarımkecirici ifratqəfəs nanoməftildə iyirmi budaq mövcuddur. Bundan başqa tədqiq olunan sistemlərdə spin dalğa budaqları həm aşağı, həm də yüksək tezlik oblastlarında görünür. Amma eyni zamanda, aşağı və yüksək tezlikli oblastlarda əyrilərin sayı eynidir. Aşağı tezlikli oblastdan fərqli olaraq yüksək tezlikli oblastda dispersiyanın zəif olduğunu da qeyd etmək olar. Digər tərəfdən dalğa vektorunun artması ilə aşağı tezlik oblastının yuxarı hissəsində yerləşən budaqlar üçün tezlik bir qədər azalır, aşağı hissəsindəki budaqlarda isə tezliyin bir qədər artımı nəzərə çarpır.

---

[1] *G. Gubbiotti, H.T. Nguyen, R. Hiramatsu, S.Tacchi, M. Madami, M.G. Cottam and T. Ono.* Journal of Physics D: Applied Physics Volume 47 Number 36, 2014.

[2] *Lixin Yuan, Zhenxing Yue, Siqin Meng, Longtu Li.* Physica Status Solidi (a), v.211, Issue 8, 1828, 2014.

[3] *Azadeh Akhtari-Zavareh, L.P. Carignan, A.Yelon, D. Menard, T. Kasama, R. Herring, R.E. Dunin-Borkowski, M.R. McCartney and K.L. Kavanagh.* Journal of Applied Physics 116, 023902, 2014.

[4] *T. Shimizu, K. Aoki, Y. Tanaka, T. Terui, and S. Shingubara.* Jpn. J. Appl. Phys. Part 1 50, 06GE01, 2011.

[5] *A. Fert and L. Piraux.* J. Magn. Magn. Mater. 200, 338, 1999.

[6] *D.H. Reich, M. Tanase, A. Hultgren, L.A. Bauer, C.S. Chen, G.J. Meyer.* J. Appl. Phys. 93, 7275, 2003.

[7] *K.S. Ryu, L. Thomas, S.H. Yang, and S.S. Parkin.* Appl. Phys. Exp. 5, 093006, 2012.

[8] *S. Parkin et al.* Magnetic domain-wall racetrack memory. Science 320, 2008, 190–194.

[9] *Sudha Gopalan and M.G. Cottam.* Phys. Rev. B42, 16, 10311, 1990.

[10] *J.M. Wesselinova, E.Kroumova, N. Teofilov, W. Nolting.* Phys. Rev. B57, 11, 1998.

[11] *11. H.T.Diep.* Phys.Lett. A 138, 69 (1989).

[12] *V.A. Tanriverdiyev, V.S. Tagiyev, S.M. Seyid-Rzayeva.* FNT 12, 1321, 2003.

Р.Р. Гусейнов , В.А.Танривердиев, В.С. Тагиев, Э.М. Ахундова, И.Н. Ибрагимов

К ТЕОРИИ СПИНОВЫХ ВОЗБУЖДЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СВЕРХРЕШЁТОЧНЫХ НАНОПРОВОЛОКАХ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Методом функций Грина получены уравнения дисперсии для спиновых волн, распространяющихся в ферромагнитных полупроводниковых сверхрешеточных нанопроволоках. Нанопроволоки имеют гексагональное сечение. Результаты проиллюстрированы численно для конкретного выбора параметров.

R.R. Guseinov, V.A. Tanriverdiev, V.S. Tagiev, E.M. Akhundova, I.N. Ibragimov

ON THE THEORY OF SPIN EXCITATIONS IN SEMICONDUCTORS SUPERLATTICE NANOWIRES AT LOW TEMPERATURES

Using the Green's function method, dispersion equations are obtained for spin waves propagating in ferromagnetic semiconductor superlattice nanowires. Nanowires have a hexagonal cross-section. The results are illustrated numerically for a specific choice of parameters.

Qəbul olunma tarixi: 13.09.2023