View metadata, citation and similar papers at core.ac.uk
brought to you by CORE
provided by Electronic Eastern European National University Institutional Repository

УДК 537.611 : 537.622

С. О. Решетняк – доктор фізико-математичних наук, професор кафедри загальної та експериментальної фізики Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут»;
О. М. Юрченко – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри аналітичної хімії та екотехнологій Волинського національного університету імені Лесі Українки

Поширення об'ємних спінових хвиль у неколінеарному антиферомагнетику типу $CsCuCl_3$ з релаксацією та заломленням

Роботу виконано на кафедрі загальної та експериментальної фізики НТУУ «Київський політехнічний інститут»

За допомогою методу ефективних лагранжіанів розглянуто процеси релаксації та заломлення обмінних спінових хвиль в об'ємній гелікоїдальній трикутній антиферомагнітній структурі у гексагональному кристалі типу $CsCuCl_3$. Визначено спектр спінових хвиль у цій системі. Знайдено показники заломлення, що відповідають різним гілкам обмінних спінових хвиль у цій структурі.
Ключові слова: спінові хвилі, антиферомагнетик, релаксація, заломлення, анізотропія.

Решетняк С. А., Юрченко О. М. Распространение объемных спиновых волн в неколлинеарном антиферромагнетике типа $CsCuCl_3$ с релаксацией и преломлением. С помощью метода эффективных лагранжианов рассматривается процесс релаксации и преломления обменных спиновых волн в объемной геликоидальной треугольной антиферромагнитной структуре в гексагональном кристалле типа $CsCuCl_3$. Определен спектр спиновых волн в такой системе. Найдены показатели преломления, отвечающие различным ветвям обменных спиновых волн в данной структуре.
Ключевые слова: спиновые волны, антиферромагнетик, релаксация, преломление, анизотропия.

Reshetnyak S. A., Yurchenko O. M. Propagation of Bulk Spin Waves in Non-Collinear Antiferromagnet of $CsCuCl_3$ Type with Relaxation and Refraction. Relaxation and refraction of spin waves are considered in a bulk helicoidal triangle antiferromagnetic structure in hexagonal crystal of the type of $CsCuCl_3$ by means of the method of effective Lagrangians. Spin wave spectrum is defined in such structure. Refraction indexes are found which correspond to different branches of exchange spin waves in a given structure.
Key words: spin waves, antiferromagnet, relaxation, refraction, anisotropy.

Постановка наукової проблеми та її значення. Останнім часом спостерігаємо стабільний інтерес до дослідження фізичних систем, близьких за своїми магнітними (і не лише магнітними) властивостями до одно – і двомірних. До таких систем відносимо магнетики із сильно анізотропною обмінною взаємодією. Це зумовлено двома причинами. По-перше, поведінка таких об'єктів істотно відрізняється від поведінки систем тримірних у магнітному відношенні, а по-друге, малість обмінних параметрів, що зв'язують ланцюжки, порівняно із внутрішньоланцюжковими параметрами у квазіодномірних (або площини у квазідвомірних магнітовпорядкованих системах порівняно із внутрішньоплощинними) сприятиме проведенню їх експериментального дослідження у доступній області зовнішніх параметрів.

Серед таких систем виділяємо великий клас гексагональних магнетиків типу ABX_3 (A і B – катіони, X – галоген), у якому особливе місце займає сполука $CsCuCl_3$ – досить рідкісний випадок реалізації модульованої магнітної структури обмінно-релятивістського походження, тобто обумовленої конкуренцією взаємодії Дзялошинського-Морія й обмінної взаємодії (у більшості магнітовпорядкованих кристалів модульовані структури пов'язані з конкуренцією обмінних взаємодій).

Незважаючи на те, що вивченню магнітних властивостей сполуки $CsCuCl_3$ присвячено значну кількість експериментальних і теоретичних робіт [5; 7; 8; 10], залишається чимало питань, пов'язаних як з особливостями існуючої в ній магнітної структури, так і з її динамікою. Зокрема, у наведених

© *Решетняк С. О., Юрченко О. М., 2011*

роботах розглянуто основні характеристики магнітної структури сполуки, її високочастотні властивості, магнітна сприйнятливість, а також можливі фазові переходи. Зауважимо, що проблеми релаксації та заломлення спінових хвиль у цій системі залишалися при цьому недослідженими, саме тому в дослідженні приділяємо увагу заломленню спінових хвиль у системі $CsCuCl_3$ з урахуванням релаксації в рамках моделі з трьома ефективними підгратками [1].

Мета роботи – визначення за допомогою методу ефективних лагранжіанів спектра спінових хвиль у сполуці $CsCuCl_3$ з урахуванням релаксації на основі термодинамічного потенціалу даної системи, а також знаходження показників заломлення різних гілок спінових хвиль. В якості характеристик середовища використаємо параметри магнітної анізотропії, обмінної взаємодії та намагніченості підграток. Роль зовнішніх умов відіграватиме зовнішнє однорідне постійне магнітне поле.

Виклад основного матеріалу й обґрунтування отриманих результатів дослідження. Нижче температури $T_t = 423$ К у парамагнітному стані сполука $CsCuCl_3$ має просторову симетрію $P6_122$ (у просторовій групі відсутній центр симетрії). Шість магнітоактивних іонів Cu^{2+} розташовані в *b*-позиціях, тобто зміщені в базисній площині кристала щодо гексагональної 6_1-осі на деяку малу величину κ. Таким чином, іони Cu^{2+} утворять спіральні ланцюжки, орієнтовані уздовж 6_1-осі (відстань між сусідніми іонами в ланцюжку становить $\sim \frac{c_0}{6}$ при параметрах кристалічної гратки $c_0 = 18{,}1777\,\mathring{A}$ та $a_0 = 7{,}2157\,\mathring{A}$). Через малість міжланцюжкових взаємодій, порівняно із внутрішньоланцюжковими, система, яка розглядається, має квазіодномірний магнітний характер.

Дані з дифракції нейтронів при відсутності зовнішнього магнітного поля вказують на наявніть у магнітовпорядкованому стані нижче T_N = 10,7 К у системі $CsCuCl_3$ трикутної антиферомагнітної (АФМ) структури в базисній площині кристала (надалі площина *xy*) і її довгоперіодичної модуляції уздовж гексагональної 6_1-осі (вісь *z*), тобто хвильовий вектор структури *q* паралельний до осі *z*. Середній за періодом структури кут повороту між намагніченостями ланцюжкових іонів Cu^{2+} у сусідніх базисних площинах становить близько 5,1°. Отже, період модуляції становить близько 12 сталих кристалічної гратки.

Можливі магнітні конфігурації у системі при різних температурах та співвідношеннях магнітних параметрів і значень зовнішнього магнітного поля більш детально досліджено у розвідках [6; 9].

Запишемо термодинамічний потенціал системи у вигляді [9]:

$$W = \int d\mathbf{r}\, w(\mathbf{r}),$$

$$w(\mathbf{r}) = w_{ch}(\mathbf{r}) + w_{\text{int}}(\mathbf{r}) = \sum_{n=1}^{3}\left\{\frac{\alpha}{2}\left(\frac{\partial \mathbf{m}_n}{\partial z}\right)^2 + \frac{\alpha_\perp}{2}\left[\left(\frac{\partial \mathbf{m}_n}{\partial x}\right)^2 + \left(\frac{\partial \mathbf{m}_n}{\partial z}\right)^2\right] + \right.$$
$$\left. + \frac{\beta}{2} m_{nz}^2 + \alpha_1\left(m_{nx}\frac{\partial m_{ny}}{\partial z} - m_{ny}\frac{\partial m_{nx}}{\partial z}\right) + \frac{\rho}{12}\left[(m_n^+)^6 - (m_n^-)^6\right] - \mathbf{h}\mathbf{m}_n\right\} + \tag{1}$$
$$+\delta(\mathbf{m}_1\mathbf{m}_2 + \mathbf{m}_1\mathbf{m}_3 + \mathbf{m}_2\mathbf{m}_3),$$

де $\mathbf{m}_n = \mathbf{M}_n / M_0$, $\mathbf{M}_n$ – намагніченості підграток, n = 1, 2, 3, $|\mathbf{M}_n| = M_0 = const$, $m_n^{\pm} = m_{nx} \pm i m_{ny}$, $\alpha > 0$, $\alpha_\perp > 0$ – сталі неоднорідної взаємодії уздовж ланцюжків та в базисній площині відповідно; $\delta > 0$ – константа однорідної міжланцюжкової (міжпідграткової) обмінної взаємодії, α_1 – стала внутрішньоланцюжкової обмінно-релятивістської взаємодії [3], $\beta > 0$ і ρ – сталі кристалографічної магнітної анізотропії, $\mathbf{h} = \mathbf{H}/M_0$, $\mathbf{H}$ – зовнішнє магнітне поле (в подальшому $\mathbf{h} = h\mathbf{e}_z$). Відзначимо, що $\alpha_\perp \ll \alpha$, $\delta \gg \beta$, $\delta \gg |\rho|$.

Для вивчення динаміки модульованої АФМ-структури в системі $CsCuCl_3$ застосуємо метод ефективних лагранжіанів [2], згідно з яким будь-яка магнітна структура в обмінному наближенні може бути описана не більше ніж трьома взаємно перпендикулярними одиничними векторами

$\mathbf{l}_\sigma(\mathbf{r},t)$ (σ = 1, 2, 3), які не змінюють свою взаємну орієнтацію у різних збуджених станах, тобто формують «жорсткий» репер.

Збуджений стан, що задається векторами $\mathbf{l}_\sigma(\mathbf{r},t)$, може бути отриманий з початкового однорідного стану $\mathbf{l}_\sigma^{(0)}$ поворотом на залежний від координат та часу кут $\Phi(\mathbf{r},t)$:

$$\mathbf{l}_\sigma(\mathbf{r},t) = \vec{D}(\Phi)\mathbf{l}_\sigma^{(0)},$$

де $\vec{D}(\Phi)$ – тримірна ортогональна матриця.

Коли немає зовнішнього магнітного поля, $\mathbf{h}$ вектори намагніченостей підграток системи $\mathbf{m}_n$ лежать у базисній площині *xy* і утворюють трикутну АФМ-структуру. Як одиничні взаємно ортогональні вектори $\mathbf{l}_\sigma$ можна вибрати:

$$\mathbf{l}_1^{(0)} = \frac{1}{3}\left(2\mathbf{m}_3^{(0)} - \mathbf{m}_1^{(0)} - \mathbf{m}_2^{(0)}\right),$$

$$\mathbf{l}_2^{(0)} = \frac{1}{\sqrt{3}}\left(\mathbf{m}_1^{(0)} - \mathbf{m}_3^{(0)}\right), \tag{2}$$

$$\mathbf{l}_3^{(0)} = \left[\mathbf{l}_1^{(0)}\mathbf{l}_2^{(0)}\right].$$

При $\rho = 0$ орієнтації векторів $\mathbf{l}_1^{(0)}$ і $\mathbf{l}_2^{(0)}$ відносно декартових осей x, y не фіксовані, отже, можна покласти $\mathbf{l}_1^{(0)} = \mathbf{e}_x$, $\mathbf{l}_2^{(0)} = \mathbf{e}_y$, де $\mathbf{e}_{x,y}$ – відповідні орти. Тоді

$$l_{1i}(\mathbf{r},t) = D_{xi}(\mathbf{r},t), \quad l_{2i}(\mathbf{r},t) = D_{yi}(\mathbf{r},t). \tag{3}$$

Ефективний лагранжіан *L*, що описує неколінеарний антиферомагнетик, який розглядається, має вигляд [2]:

$$L = \int d\mathbf{r}\left\{\frac{\chi_\perp}{2g^2}\left(\omega_1^2(\Phi,\partial_t\Phi) + \omega_2^2(\Phi,\partial_t\Phi)\right) + \frac{\chi_\parallel}{2g^2}\omega_3^2(\Phi,\partial_t\Phi) - U(\Phi)\right\}, \tag{4}$$

де $\omega_i(\Phi,\partial_t\Phi)$ – диференціальні форми Картана, пов'язані з матрицею поворотів $\tilde{D}(\Phi)$ співвідношенням

$$\omega_i(\Phi,\partial_t\Phi) = \frac{1}{2}\varepsilon_{ikl}D_{kj}\partial_t D_{lj}, \tag{5}$$

g – гіромагнітне відношення, символ ∂_t означає диференціювання за часом, $\chi_\perp$ та $\chi_\parallel$ – поперечна та поздовжня (по відношенню до вектора $\mathbf{l}_3^{(0)} = \left[\mathbf{l}_1^{(0)}\mathbf{l}_2^{(0)}\right]$) сприйнятливості антиферомагнетика, причому ($\chi_\perp, \chi_\parallel \sim \delta^{-1}$), ε_{ikl} – абсолютно антисиметричний тензор третього рангу, U – потенціальна енергія магнетика, вигляд якої може бути отриманий з виразу для густини термодинамічного потенціалу (1) з урахуванням виразів (2) та (3).

В параметризації матриці поворотів:

$$D_{ik} = \delta_{ik} + 2\left(\nu_i\nu_k - \nu^2\delta_{ik}\right) - 2\nu_4\varepsilon_{ikj}\nu_j \tag{6}$$

диференціальні форми ω_i набирають вигляду:

$$\omega_1 = 2\left(\nu_4\partial\nu_1 - \nu_1\partial\nu_4 + \nu_2\partial\nu_3 - \nu_3\partial\nu_2\right),$$

$$\omega_2 = 2\left(\nu_4\partial\nu_2 - \nu_2\partial\nu_4 + \nu_3\partial\nu_1 - \nu_1\partial\nu_3\right), \tag{7}$$

$$\omega_3 = 2\left(\nu_4\partial\nu_3 - \nu_3\partial\nu_4 + \nu_1\partial\nu_2 - \nu_2\partial\nu_1\right),$$

де $\nu_\mu = (\nu,\nu_4)$ – компоненти одиничного 4-вектора, $\nu^2 + \nu_4^2 = 1$, причому $\omega^2 = 4(\partial\nu_\mu)^2$.

Далі параметризуємо одиничний вектор ν_μ за допомогою трьох кутових змінних, а саме:

$$\nu_1 = \cos\xi, \quad \nu_2 = \sin\xi\cos\eta, \quad \nu_3 = \sin\xi\sin\eta\sin\frac{\zeta}{2}, \quad \nu_4 = \sin\xi\sin\eta\cos\frac{\zeta}{2}. \tag{8}$$

Використовуючи конкретний вигляд термодинамічного потенціалу (1) та співвідношення (5)–(8), ефективний лагранжіан (4) запишемо у вигляді:

$$\begin{aligned}
L = M_0^2 \int d\mathbf{r} \Bigg\{ & \frac{2\chi_\perp}{(gM_0)^2}\left(\dot\xi^2 + \dot\eta^2\sin^2\xi + \frac{1}{4}\dot\zeta^2\sin^2\xi\sin^2\eta\right) + \\
& + \frac{2(\chi_\parallel - \chi_\perp)}{(gM_0)^2}\left(\frac{1}{2}\dot\zeta\sin^2\xi\sin^2\eta + \dot\xi\cos\eta - \frac{1}{2}\dot\eta\sin 2\xi\sin\eta\right)^2 - \\
& - \alpha\Bigg[(\tilde\nabla\xi)^2 + (\tilde\nabla\eta)^2\sin^2\xi + \frac{1}{4}(\tilde\nabla\zeta)^2\sin^2\xi\sin^2\eta + \\
& + \left(\frac{1}{2}(\tilde\nabla\zeta)\sin^2\xi\sin^2\eta + (\tilde\nabla\xi)\cos\eta - \frac{1}{2}(\tilde\nabla\eta)\sin 2\xi\sin\eta\right)^2\Bigg] - \\
& - \beta\sin^2\xi\sin^2\eta\left(\cos^2\xi + \sin^2\xi\cos^2\eta\right) - \\
& - \alpha_1\Big[\left(\cos^2\xi + \sin^2\xi\cos^2\eta\right)\left(2\xi'\cos\eta - \eta'\sin 2\xi\sin\eta\right) + \zeta'\sin^4\xi\sin^4\eta\Big]\Bigg\},
\end{aligned} \tag{9}$$

де

$$\tilde\nabla = \mathbf{e}_z\frac{\partial}{\partial z} + \frac{\alpha_\perp}{\alpha}\left(\mathbf{e}_x\frac{\partial}{\partial x} + \mathbf{e}_y\frac{\partial}{\partial y}\right).$$

Рівняння руху є наслідком співвідношення [4]:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial L}{\partial\dot\Phi} = \frac{\delta L}{\delta\Phi} - \frac{\delta R}{\delta\Phi}, \tag{10}$$

де $\delta/\delta\Phi$ – варіаційна похідна за змінною $\Phi = \zeta, \xi, \eta$, а R – дисипативна функція [4]:

$$R = r_1\left\{\left[\frac{\partial\omega_1(\Phi, \partial_z\Phi)}{\partial t}\right]^2 + \left[\frac{\partial\omega_2(\Phi, \partial_z\Phi)}{\partial t}\right]^2\right\} + r_2\left[\frac{\partial\omega_3(\Phi, \partial_z\Phi)}{\partial t}\right]^2, \tag{11}$$

тут r_1, r_2 – релаксаційні константи.

У результаті з (10) з урахуванням (9) та (11) отримуємо чималі рівняння, які мають статичний розв'язок вигляду:

$$\xi_0 = \eta_0 = \pi/2, \quad \zeta_0 = qz, \tag{12}$$

якому відповідає матриця поворотів:

$$\vec{D} = \begin{pmatrix} \cos\xi_0 & -\sin\xi_0 & 0 \\ \sin\xi_0 & \cos\xi_0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}.$$

Відзначимо, що мінімуму енергії відповідає значення $q = q_0 = -\alpha_1/\alpha$.

Для аналізу лінійних збуджень на фоні модульованої АФМ-структури приймемо:

$$\zeta = \zeta_0 + \tilde\zeta(\mathbf{r}, t), \quad \xi = \pi/2 + \tilde\xi(\mathbf{r}, t), \quad \eta = \pi/2 + \tilde\eta(\mathbf{r}, t),$$

де $\tilde\zeta, \tilde\xi, \tilde\eta$ – малі відхилення від рівноважного розподілу (12), тобто $|\tilde\zeta|, |\tilde\xi|, |\tilde\eta| << 1$, та лінеаризуємо за ними рівняння руху.

Оскільки в параметризації (5)–(8) R набирає вигляду:

$$R = r_1\left\{4\left[(\dot{\tilde\xi}')^2 + (\dot{\tilde\eta}')^2 + q_0(\dot{\tilde\eta}\dot{\tilde\xi}' - \dot{\tilde\xi}\dot{\tilde\eta}')\right] + q_0^2(\dot{\tilde\xi}^2 + \dot{\tilde\eta}^2)\right\} + r_2(\dot{\tilde\zeta}')^2,$$

то отримуємо таку систему рівнянь:

$$\alpha\tilde{\Delta}\tilde{\zeta} - \frac{\chi_{\parallel}}{\left(gM_0\right)^2}\ddot{\tilde{\zeta}} + 2r_2\dot{\tilde{\zeta}}'' = 0\,, \tag{13}$$

$$\alpha\tilde{\Delta}\tilde{\xi} - \frac{2\chi_{\perp}}{\left(gM_0\right)^2}\ddot{\tilde{\xi}} + \alpha q_0\tilde{\eta}' + \left(\frac{5}{4}\alpha_1 q_0 - \beta\right)\tilde{\xi} + r_1\left(4\dot{\tilde{\xi}}'' + 2q_0\dot{\tilde{\eta}}' - q_0^2\dot{\tilde{\xi}}\right) = 0\,, \tag{14}$$

$$\alpha\tilde{\Delta}\tilde{\eta} - \frac{2\chi_{\perp}}{\left(gM_0\right)^2}\ddot{\tilde{\eta}} - \alpha q_0\tilde{\xi}' + \left(\frac{5}{4}\alpha_1 q_0 - \beta\right)\tilde{\eta} + r_1\left(4\dot{\tilde{\eta}}'' - 2q_0\dot{\tilde{\xi}}' - q_0^2\dot{\tilde{\eta}}\right) = 0\,, \tag{15}$$

де

$$\tilde{\Delta} = \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \frac{\alpha_{\perp}}{\alpha}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}\right).$$

Рівняння (13) описує голдстоунівську моду спектра спінових хвиль із безактиваційним законом дисперсії:

$$\Omega_1(\mathbf{k}) = \Omega_1'(\mathbf{k}) + i\Omega_1''(\mathbf{k})\,.$$

Оскільки $\Omega_1'(\mathbf{k}) >> \Omega_1''(\mathbf{k})$, то

$$\Omega_1'(\mathbf{k}) = gM_0\left(\frac{\alpha k_z^2 + \alpha_{\perp}\mathbf{k}_{\perp}^2}{\chi_{\parallel}}\right)^{1/2},$$

$$\Omega_1''(\mathbf{k}) = \frac{r_2\left(gM_0\right)^2 k_z^2}{\chi_{\parallel}}.$$

Тут Ω – частота спінової хвилі, а $k_z, \mathbf{k}_{\perp}$ – компоненти хвильового вектора уздовж гексагональної осі й у базисній площині відповідно. Цій гілці відповідають коливання реперних векторів $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ (а також векторів намагніченостей підграток $\mathbf{m}_n$) у базисній площині *xy*.

Рівняння ж (14) та (15) описують дві активаційні гілки спектра спінових хвиль із законами дисперсії:

$$\Omega_{\pm}(\mathbf{k}) = \Omega_{\pm}'(\mathbf{k}) + i\Omega_{\pm}''(\mathbf{k}),$$

$$\Omega_{\pm}'(\mathbf{k}) = \frac{gM_0}{\left(2\chi_{\perp}\right)^{1/2}}\left[\beta + \frac{\alpha_1^2}{\alpha} + \alpha_{\perp}\mathbf{k}_{\perp}^2 + \alpha\left(k_z \pm \frac{q_0}{2}\right)^2\right]^{1/2}, \tag{16}$$

$$\Omega_{\pm}''(\mathbf{k}) = \frac{r_1\left(gM_0\right)^2}{\chi_{\perp}}\left[\left(k_z \pm \frac{q_0}{4}\right)^2 + \frac{3q_0^2}{16}\right]. \tag{17}$$

Цим гілкам відповідають коливання репера з виходом векторів $\mathbf{l}_1, \mathbf{l}_2$ з площини *xy* (навколо двох взаємно перпендикулярних напрямків у базисній площині).

Нехай тепер зовнішнє магнітне поле $h \neq 0$, причому $\mathbf{h} \parallel \mathbf{e}_z$.

Згідно з [2], якщо $h << \delta$, то новий ефективний лагранжіан, записаний з урахуванням зовнішнього магнітного поля, може бути отриманий з (4) заміною $\omega_i \to \omega_i + gM_0 h_i$, що приводить до появи в густині ефективного лагранжіану (9) додаткового доданка:

$$\frac{\chi_{\parallel} hM_0}{g}\omega_3 = \frac{\chi_{\parallel} hM_0}{g}\left(2\dot{\xi}\cos\eta - \dot{\zeta}\sin^2\xi\sin^2\eta - \dot{\eta}\sin 2\xi\sin\eta\right).$$

При цьому рівняння (13) залишається без змін, а рівняння (14) та (15) модифікуються таким чином:

$$\alpha\tilde{\Delta}\tilde{\xi} - \frac{2\chi_\perp}{\left(gM_0\right)^2}\ddot{\tilde{\xi}} + \alpha q_0\tilde{\eta}' + \left(\frac{5}{4}\alpha_1 q_0 - \beta\right)\tilde{\xi} +$$

$$+ r_1\left(4\dot{\tilde{\xi}}'' + 2q_0\dot{\tilde{\eta}}' - q_0^2\dot{\tilde{\xi}}\right) - 4r_2 gM_0 h\tilde{\eta}' + \frac{2\chi_\parallel h}{gM_0}\dot{\tilde{\eta}} = 0 ,$$

$$\alpha\tilde{\Delta}\tilde{\eta} - \frac{2\chi_\perp}{\left(gM_0\right)^2}\ddot{\tilde{\eta}} - \alpha q_0\tilde{\xi}' + \left(\frac{5}{4}\alpha_1 q_0 - \beta\right)\tilde{\eta} +$$

$$+ r_1\left(4\dot{\tilde{\eta}}'' - 2q_0\dot{\tilde{\xi}}' - q_0^2\dot{\tilde{\eta}}\right) + 4r_2 gM_0 h\tilde{\xi}' - \frac{2\chi_\parallel h}{gM_0}\dot{\tilde{\xi}} = 0 .$$

Ці рівняння описують спінові хвилі з законом дисперсії:

$$\Omega_\pm\left(\mathbf{k};h\right) = \Omega'_\pm\left(\mathbf{k};h\right) + i\Omega''_\pm\left(\mathbf{k};h\right) .$$

Тут:

$$\Omega'_\pm\left(\mathbf{k};h\right) = \pm\Omega_h\left(h\right) + \left[\Omega'^2_\pm\left(\mathbf{k};0\right) + \Omega_h^2\left(h\right)\right]^{1/2}, \tag{18}$$

$$\Omega''_\pm\left(\mathbf{k};h\right) = \Omega''_\pm\left(\mathbf{k};0\right)\left\{1 \pm \frac{\Omega_h\left(h\right)}{\left[\Omega'^2_\pm\left(\mathbf{k};0\right) + \Omega_h^2\left(h\right)\right]^{1/2}}\right\}, \tag{19}$$

$\Omega_h\left(h\right) = \mu gM_0 h/2$, $\mu = \chi_\parallel/\chi_\perp$, $\Omega'_\pm\left(\mathbf{k};0\right)$ та $\Omega''_\pm\left(\mathbf{k};0\right)$ визначаються виразами (16) та (17) відповідно.

Як бачимо з (18), у зовнішньому магнітному полі, орієнтованому уздовж гексагональної осі розглянутої структури, знімається виродження частот $\Omega_\pm$, яке має місце при $h = 0$:

$$\Omega_\pm^h = \Omega_\pm\left(0;h\right) = \pm\Omega_h + \left(\Omega_0^2 + \Omega_h^2\right)^{1/2},$$

де:

$$\Omega_0 = \frac{gM_0}{\left(2\chi_\perp\right)^{1/2}}\left(\beta + \frac{5\alpha_1^2}{4\alpha}\right)^{1/2}$$ – частота АФМ-резонансу при $h = 0$.

При цьому одна з частот АФМ-резонансу із зростанням поля зростає, а інша – зменшується.

Відзначимо, що за наявності гексагональної анізотропії у цій системі спостерігаємо розщеплення в спектрі спінових хвиль, який відповідає рівнянню (13), з формуванням щілини в законі дисперсії [9].

Припустимо, площина *xy* є межею двох гелікоїдальних антиферомагнетиків, які відрізняються магнітними параметрами. Введемо кут падіння φ і позначимо проекції хвильових векторів на відповідні напрямки як:

$$k_z = k\cos\varphi ,$$

$$k_\perp = k\sin\varphi .$$

Тому в кожній з однорідних частин системи хвильові числа, які відповідають трьом гілкам спектру при нехтуванні релаксацією, мають вигляд:

$$k_1 = \frac{\Omega'_1}{gM_0}\left(\chi_\parallel / \left(\alpha\cos^2\varphi + \alpha_\perp\sin^2\varphi\right)\right)^{1/2},$$

$$k_\pm = \frac{\mp q_0\cos\varphi}{2\left(\alpha\cos^2\varphi + \alpha_\perp\sin^2\varphi\right)} \pm$$

$$\pm\frac{\left\{4\left(\alpha\cos^2\varphi+\alpha_\perp\sin^2\varphi\right)\left[\frac{2\chi_\perp}{\left(gM_0\right)^2}\left(\Omega'_\pm\mp\frac{gM_0h\chi_\parallel}{2\chi_\perp}\right)-\beta-\frac{\left(\chi_\parallel\right)^2}{2\chi_\perp}-q_0\alpha\alpha_\perp\sin^2\varphi\right]\right\}^{1/2}}{2\left(\alpha\cos^2\varphi+\alpha_\perp\sin^2\varphi\right)}.$$

Вважаючи, як і в оптиці, що відношення абсолютних значень хвильових векторів являє собою відносний показник заломлення, можемо отримати відповідні показники заломлення:

$$n_1=\frac{k_1^{\,2}}{k_1^{\,1}},\qquad n_\pm=\frac{k_\pm^{\,2}}{k_\pm^{\,1}},$$

які констатують наявність трьох гілок спінових хвиль, що мають різний характер заломлення на межі однорідних середовищ.

Висновки. Таким чином, у цій розвідці отримано закони дисперсії спінових хвиль у гелікоїдальних магнітних структурах типу $CsCuCl_3$ з урахуванням релаксації. Показано, що має місце розщеплення в спектрі спінових хвиль у цій структурі. Визначено показники заломлення спінових хвиль на межі однорідних антиферомагнетиків цього типу для кожної з гілок. Отримані характеристики можна використати для побудови логічних елементів приладів мікро- та наноелектроніки, зокрема, фільтрів спінових хвиль, а також багатофокусних лінз.

Список використаної літератури

1. Алистратов А. Л. Магнитная структура и высокочастотные свойства квазиодномерного магнетика $CsCuCl_3$ / А. Л. Алистратов, Е. П. Стефановский, Д. А. Яблонский // Физика низких температур. – 1990. – Т. 16, № 10. – С. 1306–1314.
2. Андреев А. Ф. Симметрия и макроскопическая динамика магнетиков / А. Ф. Андреев, В. И. Марченко // Успехи физ. наук. – 1980. – Т. 130, № 1. – С. 39–63.
3. Барьяхтар В. Г. Спектр спиновых волн в антиферромагнетиках со спиральной магнитной структурой / В. Г. Барьяхтар, Е. П. Стефановский // Физика твёрдого тела. – 1969. – Т. 11, № 7. – 1946–1952.
4. Барьяхтар В. Г. Феноменологическое описание релаксации спиновых возбуждений в неколлинеарных магнетиках / В. Г. Барьяхтар, В. Г. Белых, Т. К. Соболева. – Киев : ИТФ, 1987. – 17 с. – (Препринт / АН УССР, Ин-т теорет. физики; ИТФ–87–131Р).
5. Магнитный фазовый переход в несоразмерное состояние кристалла CsCuCl3 во внешнем магнитном поле // Физич. свойства магнитодиэлектриков : сб. ст. / Н. В. Федосеева и др. – Красноярск : Изд-во ИФ СО АН СССР, 1987. – С. 14.
6. Стефановский Е. П. Модулированная магнитная структура в гексагональных антиферромагнетиках типа CsCuCl3 (равновесные состояния и спиновая динамика) / Е. П. Стефановский, А. Л. Сукстанский // Журн. эксперимент. и теоретич. физики. – 1993. – Т. 104, № 10. – С. 3434–3449.
7. Adachi K. Helical Magnetic Structure in CsCuCl3 / K. Adachi, N. Achiwa, M. Mekata // Journal of the Physical Society of Japan. – 1980. – Vol. 49, No. 2. – P. 545–553.
8. Magnetic Susceptibility Study of CsCuCl3 / Y. Tazuke et al. // Journal of the Physical Society of Japan. – 1981. – Vol. 50, No. 12. – P. 3919–3924.
9. Modulated magnetic structure and spin waves in hexagonal CsCuCl3-type antiferromagnets / A. L. Sukstanskii et al. // Physical Review B. – 2000. – Vol. 61, No. 13. – P. 8843–8850.
10. Rioux F. J. Single-crystal magnetic-susceptibility study of linear antiferromagnetic interactions in CsCuCl3 / F. J. Rioux, B. C. Gerstein // Journal of Chemical Physics. – 1970. – Vol. 53, No. 5. – P. 1789–1795.

Статтю подано до редколегії
23.06.2011 р.