

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 антиферромагнетиків 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 антиферромагнітній 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, антиферромагнетик, 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. Найденны показатели преломления, отвечающие различным ветвям обменных спиновых волн в данной структуре.

Ключевые слова: спиновые волны, антиферромагнетик, релаксация, преломление, анізотропія.

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 (А і В – катіони, Х – 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

роботах розглянуто основні характеристики магнітної структури сполуки, її високочастотні властивості, магнітна сприйнятливність, 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 $R\bar{6}_122$ (у просторовій групі відсутній центр симетрії). Шість магнітоактивних іонів Cu^{2+} розташовані в b -позиціях, тобто зміщені в базисній площині кристала щодо гексагональної b_1 -осі на деяку малу величину k . Таким чином, іони Cu^{2+} утворюють спіральні ланцюжки, орієнтовані уздовж b_1 -осі (відстань між сусідніми іонами в ланцюжку становить $\sim \frac{c_0}{6}$ при параметрах кристалічної ґратки

$c_0 = 18,1777 \text{ \AA}$ та $a_0 = 7,2157 \text{ \AA}$). 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 наявність 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 b_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 $5,1^\circ$. Отже, період модуляції становить близько 12 сталей кристалічної ґратки.

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]:

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

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

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 $\mathbf{h} = h e_z$). 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

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

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

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

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

Коли немає зовнішнього магнітного поля, \mathbf{h} вектори намагніченостей підграток системи \mathbf{m}_n лежать у базисній площині xu і утворюють трикутну АФМ-структуру. Як одиничні взаємно ортогональні вектори \mathbf{I}_σ можна вибрати:

$$\begin{aligned} \mathbf{I}_1^0 &= \frac{1}{3} (2\mathbf{m}_3^0 - \mathbf{m}_1^0 - \mathbf{m}_2^0), \\ \mathbf{I}_2^0 &= \frac{1}{\sqrt{3}} (\mathbf{m}_1^0 - \mathbf{m}_3^0), \\ \mathbf{I}_3^0 &= [\mathbf{I}_1^0 \mathbf{I}_2^0]. \end{aligned} \quad (2)$$

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

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

Ефективний лагранжیان L , що описує неколінеарний антиферромагнетик, який розглядається, має вигляд [2]:

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

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

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

g – гіромагнітне відношення, символ ∂_t означає диференціювання за часом, χ_\perp та χ_\parallel – поперечна та поздовжня (по відношенню до вектора $\mathbf{I}_3^0 = [\mathbf{I}_1^0 \mathbf{I}_2^0]$) сприйнятливості антиферромагнетика, 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:

$$D_{ik} = \delta_{ik} + 2 \left(v_i v_k - v^2 \delta_{ik} \right) - 2v_4 \varepsilon_{ikj} v_j \quad (6)$$

диференціальні форми ω_i набувають вигляду:

$$\begin{aligned} \omega_1 &= 2 (v_4 \partial v_1 - v_1 \partial v_4 + v_2 \partial v_3 - v_3 \partial v_2), \\ \omega_2 &= 2 (v_4 \partial v_2 - v_2 \partial v_4 + v_3 \partial v_1 - v_1 \partial v_3), \\ \omega_3 &= 2 (v_4 \partial v_3 - v_3 \partial v_4 + v_1 \partial v_2 - v_2 \partial v_1), \end{aligned} \quad (7)$$

де $v_\mu = (v_\mu)$ – компоненти одиничного 4-вектора, $v^2 + v_4^2 = 1$, причому $\omega^2 = 4 (v_\mu)^2$.

Далі параметризуємо одиничний вектор v_μ за допомогою трьох куткових змінних, а саме:

$$v_1 = \cos \xi, \quad v_2 = \sin \xi \cos \eta, \quad v_3 = \sin \xi \sin \eta \sin \frac{\zeta}{2}, \quad v_4 = \sin \xi \sin \eta \cos \frac{\zeta}{2}. \quad (8)$$

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

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

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]:

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

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

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

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:

$$\xi_0 = \eta_0 = \pi/2, \quad \zeta_0 = qz, \quad (12)$$

якому відповідає матриця поворотів:

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

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

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

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

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

Оскільки в параметризації (5)–(8) R набуває 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:

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

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

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

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 $\Omega_1' \mathbf{k} \gg \Omega_1'' \mathbf{k}$, то

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

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

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 $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2$ (а також векторів намагніченостей підгруп \mathbf{m}_n) у базисній площині xu .

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

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

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

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

Цим гілкам відповідають коливання репера з виходом векторів $\mathbf{I}_1, \mathbf{I}_2$ з площини xu (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 $h \ll \delta$, то новий ефективний лагранжіан, записаний з урахуванням зовнішнього магнітного поля, може бути отриманий з (4) заміною $\omega_i \rightarrow \omega_i + gM_0 h_i$, що приводить до появи в густині ефективного лагранжіану (9) додаткового доданка:

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

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

$$\begin{aligned} \alpha \tilde{\Delta} \tilde{\xi} - \frac{2\chi_{\perp}}{gM_0} \frac{\ddot{\xi}}{2} + \alpha q_0 \tilde{\eta}' + \left(\frac{5}{4} \alpha_1 q_0 - \beta \right) \tilde{\xi} + \\ + r_1 4 \dot{\xi}'' + 2q_0 \dot{\eta}' - q_0^2 \dot{\xi} - 4r_2 gM_0 h \tilde{\eta}' + \frac{2\chi_{\parallel} h}{gM_0} \dot{\eta} = 0, \\ \alpha \tilde{\Delta} \tilde{\eta} - \frac{2\chi_{\perp}}{gM_0} \frac{\ddot{\eta}}{2} - \alpha q_0 \tilde{\xi}' + \left(\frac{5}{4} \alpha_1 q_0 - \beta \right) \tilde{\eta} + \\ + r_1 4 \dot{\eta}'' - 2q_0 \dot{\xi}' - q_0^2 \dot{\eta} + 4r_2 gM_0 h \tilde{\xi}' - \frac{2\chi_{\parallel} h}{gM_0} \dot{\xi} = 0. \end{aligned}$$

Ці рівняння описують спінові хвилі з законом дисперсії:

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

Тут:

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

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

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

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

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

де:

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

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 антиферромагнетиків, 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:

$$\begin{aligned} k_1 = \frac{\Omega'_1}{gM_0} \left(\chi_{\parallel} \cos^2 \varphi + \alpha_{\perp} \sin^2 \varphi \right)^{1/2}, \\ k_{\pm} = \frac{\mp q_0 \cos \varphi}{2 \alpha \cos^2 \varphi + \alpha_{\perp} \sin^2 \varphi} \pm \end{aligned}$$

$$\pm \left\{ \frac{4(\alpha_{\perp} \cos^2 \varphi + \alpha_{\parallel} \sin^2 \varphi) \left[\frac{2\chi_{\perp}}{M_0} \left(\Omega'_{\pm} \mp \frac{gM_0 h \chi_{\parallel}}{2\chi_{\perp}} \right) - \beta - \frac{\chi_{\parallel}^2}{2\chi_{\perp}} - q_0 \alpha_{\perp} \sin^2 \varphi \right]}{2(\alpha_{\perp} \cos^2 \varphi + \alpha_{\parallel} \sin^2 \varphi)} \right\}^{1/2}$$

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

$$n_{\parallel} = \frac{k_{\parallel}^2}{k_{\perp}^2}, \quad n_{\perp} = \frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}^2},$$

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 CsCuCl₃ з урахуванням релаксації. Показано, що має місце розщеплення в спектрі спінових хвиль у цій структурі. Визначено показники заломлення спінових хвиль на межі однорідних антиферромагнетиків цього типу для кожної з гілок. Отримані характеристики можна використати для побудови логічних елементів приладів мікро- та нанoeлектроніки, зокрема, фільтрів спінових хвиль, а також багатофокусних лінз.

Список використаної літератури

1. Алистратов А. Л. Магнитная структура и высокочастотные свойства квазиодномерного магнетика CsCuCl₃ / 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 магнитодieleктриков : 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.