Физика низких температур, 2005, т. 31, № 1, с. 115–119

Краткие сообщения

Резонансные спиновые моды в слоистых проводниках

Д.И. Степаненко

Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: stepanenko@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 6 мая 2004 г.

Теоретически исследовано распространение спиновых волн в слоистых проводниках в присутствии внешнего магнитного поля. Показано, что при некоторых ориентациях магнитного поля относительно слоев проводника бесстолкновительное поглощение отсутствует и возможно распространение слабозатухающих коллективных мод в условиях сильной пространственной дисперсии.

Теоретично досліджено поширення спінових хвиль у шаруватих провідниках у присутності зовнішнього магнітного поля. Показано, що при деяких орієнтаціях магнітного поля щодо шарів провідника беззіткненне поглинання відсутнє і можливо поширення слабозатухаючих колективних мод в умовах сильної просторової дисперсії.

PACS: 72.15. Nj

В последнее время значительно возрос интерес к слоистым структурам с металлическим типом проводимости и квазидвумерным электронным энергетическим спектром. К их числу относятся органические проводники семейства солей тетратиафульвалена, дихалькогениды переходных металлов, графит и др. В этих веществах в отсутствие внешнего магнитного поля электропроводность вдоль слоев $\sigma_{||}$ на несколько порядков превышает электропроводность поперек слоев $\sigma_{\perp}$. Резкая анизотропия кинетических коэффициентов слоистых проводников является следствием квазидвумерности их электронного энергетического спектра. Максимальная скорость движения электронов с энергией Ферми ε_F вдоль нормали $\mathbf{n}$ к слоям $v_z = \mathbf{vn}$ много меньше характерной скорости движения электронов в плоскости слоев v_F, а их энергия может быть представлена в виде быстро сходящегося ряда

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_0(p_x, p_y) + \sum_{n=1}^{\infty} \varepsilon_n(p_x, p_y, \eta)\cos\frac{np_z}{p_0}. \quad (1)$$

Функции $\varepsilon_n(p_x, p_y, \eta)$ существенно убывают с ростом их номера:

$$\varepsilon_{n+1}(p_x, p_y, \eta) << \varepsilon_n(p_x, p_y, \eta), \quad \varepsilon_1(p_x, p_y, \eta) \sim \eta\varepsilon_F,$$

здесь $\eta = (\sigma_{\perp}/\sigma_{||})^{1/2}$ — параметр квазидвумерности, $p_0 = \hbar/a$, $\hbar$ — постоянная Планка, a — расстояние между слоями. Формула (1) соответствует приближению сильной связи, когда мало перекрытие электронных оболочек атомов, принадлежащих различным слоям, и расстояние между ними значительно превышает межатомное расстояние внутри слоя. Поверхность Ферми (ПФ) $\varepsilon(\mathbf{p}) = \varepsilon_F$, соответствующая закону дисперсии (1), является открытой со слабой гофрировкой вдоль оси p_z, при этом она может быть многолистной и состоять из топологически различных элементов, например, цилиндров и плоскостей. В дальнейшем будем полагать, что ПФ слоистого проводника представляет собой слабогофрированный цилиндр, все сечения которого плоскостью $p_B = (\mathbf{pB}_0)/B_0 = p_z \cos\vartheta + p_x \sin\vartheta = \text{const}$ замкнуты при $\pi/2 - \vartheta > \eta$, $\mathbf{B}_0 = (B_0 \sin\vartheta, 0, B_0\cos\vartheta)$ — индукция внешнего магнитного поля. Многочисленные экспериментальные исследования магнитных осцилляций показывают, что такая ПФ имеется у значительной части органических проводников на основе солей тетратиафульвалена [1].

В нормальных металлах, помещенных в магнитное поле, при низких температурах могут существовать различные слабозатухающие коллективные моды бозевского типа — электромагнитные, звуковые и спиновые волны. Распространение коллективных мод в слоистых проводниках отличается рядом особенностей, связанных с топологией ПФ. При некоторых ориентациях магнитного поля относительно слоев проводника проекция скорости электрона на направление $\mathbf{B}_0$, усредненная за период движения по циклотронной орбите, является пренебрежимо малой величиной. Для этих направлений $\mathbf{B}_0$ бесстолкновительное поглощение отсутствует и возможно распространение слабозатухающих волн даже в условиях сильной пространственной дисперсии. В настоящем сообщении исследованы спиновые волны в слоистых проводниках с квазидвумерным электронным энергетическим спектром. Коллективные моды, обусловленные колебаниями спиновой плотности электронов проводимости в квазиизотропных проводниках, не имеющих магнитного порядка, были предсказаны Силиным [2] и обнаружены экспериментально в щелочных металлах Шульцем и Даниферем [3].

В случае, когда выполнено условие $\hbar\omega_B \lesssim T \ll \eta\varepsilon_F$ (где T — температура, ω_B — циклотронная частота электрона проводимости), матрица плотности $\hat{\rho}$ представляет собой оператор в пространстве спиновых переменных и квазиклассическую функцию, зависящую от координат и импульсов, а дополнительную энергию квазичастицы за счет эффектов межэлектронного взаимодействия можно записать в рамках теории ферми-жидкости Ландау–Силина

$$\delta\hat{\varepsilon}(\mathbf{p},\mathbf{r},t) = Sp_{\sigma'}\int\frac{d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}L(\mathbf{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}},\mathbf{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}')\delta\rho'(\mathbf{p}',\mathbf{r},\hat{\boldsymbol{\sigma}}',t), \tag{2}$$

где $L(\mathbf{p},\hat{\boldsymbol{\sigma}},\mathbf{p}',\hat{\boldsymbol{\sigma}}') = N(\mathbf{p},\mathbf{p}') + S(\mathbf{p},\mathbf{p}')\hat{\boldsymbol{\sigma}}\hat{\boldsymbol{\sigma}}'$ — корреляционная функция Ландау, $\delta\hat{\rho}$ — неравновесная добавка к матрице плотности, $\hat{\boldsymbol{\sigma}}$ — матрицы Паули.

Для углов ϑ между векторами $\mathbf{B}_0$ и $\mathbf{n}$, не слишком близких к $\pi/2$, замкнутые электронные орбиты в импульсном пространстве почти не различимы при различных значениях проекции импульса на направление магнитного поля, а площадь $S(\varepsilon, p_B)$ сечения ПФ плоскостью $p_B = \mathrm{const}$ и компоненты v_x, v_y скорости $\mathbf{v} = \partial\varepsilon(\mathbf{p})/\partial\mathbf{p}$ электронов проводимости в плоскости слоев слабо, в меру малости $\eta\,\mathrm{tg}\,\vartheta$, зависят от p_B. Это означает, что энергия квазичастиц в одноэлектронном приближении и корреляционная функция Ландау могут быть разложены в асимптотический ряд, причем главный член асимптотики не зависит от p_B. В нулевом приближении по малому параметру η функции $N(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ и $S(\mathbf{p},\mathbf{p}')$ могут быть представлены в виде рядов Фурье

$$N(\mathbf{p},\mathbf{p}') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} N_n(\varepsilon_F)e^{in(\varphi-\varphi')},$$
$$S(\mathbf{p},\mathbf{p}') = \sum_{n=-\infty}^{\infty} S_n(\varepsilon_F)e^{in(\varphi-\varphi')} \tag{3}$$

с коэффициентами, связанными соотношениями $N_{-n} = N_n$, $S_{-n} = S_n$. В качестве переменных в $\mathbf{p}$-пространстве выбраны интегралы движения носителей заряда в магнитном поле ε и p_B, а также фаза скорости электрона $\varphi = \omega_B t_1$, где t_1 — время движения по траектории $\varepsilon = \varepsilon_F$, $p_B = \mathrm{const}$. Учет следующих членов разложения корреляционной функции по степеням η приводит лишь к пренебрежимо малым поправкам к спектру коллективных мод.

Парамагнитные спиновые моды представляют собой пространственно-временные возмущения спиновой плотности $\mathbf{g} = (\mathbf{r},\mathbf{p},t) = \mathrm{Sp}_\sigma(\hat{\boldsymbol{\sigma}}\rho)$. Для малых отклонений от равновесного состояния спиновую плотность можно представить в виде суммы равновесной части $\mathbf{g}_0 = -\mu\mathbf{B}_0(\partial f_0/\partial\varepsilon)$ и малой неравновесной добавки $-(\partial f_0/\partial\varepsilon)\boldsymbol{\xi}(\mathbf{r},\mathbf{p},t)$, где $f_0(\varepsilon)$ — фермиевская функция, $\mu = \mu_0/(1+S_0^{\sim})$, μ_0 — магнитный момент электрона проводимости, $S_0^{\sim} = \nu(\varepsilon_F)S_0$, $\nu(\varepsilon_F)$ — плотность состояний на уровне Ферми. Интеграл от $\mu_0\mathbf{g}_0(\varepsilon)$ по элементарной ячейке в $\mathbf{p}$-пространстве представляет собой намагниченность $\mathbf{M}_0 = \chi_0\mathbf{B}_0$ в однородном постоянном магнитном поле с индукцией $\mathbf{B}_0$, $\chi_0 = \mu_0\mu\nu(\varepsilon_F)$ — статическая парамагнитная восприимчивость.

Линеаризованное кинетическое уравнение в случае, когда возмущение спиновой плотности ξ перпендикулярно к $\mathbf{B}_0$, в соответствии с [2], имеет вид

$$\frac{\partial\boldsymbol{\xi}}{\partial t} + \left(\mathbf{v}\frac{\partial}{\partial\mathbf{r}} + \frac{e}{c}(\mathbf{v}\times\mathbf{B}_0)\frac{\partial}{\partial\mathbf{p}}\right)\boldsymbol{\Phi} - \frac{2\mu}{\hbar}[\mathbf{B}_0\times\boldsymbol{\Phi}] -$$
$$-\mu_0\mathbf{v}\frac{\partial\mathbf{B}^{\sim}}{\partial\mathbf{r}} + \frac{2\mu\mu_0}{\hbar}[\mathbf{B}_0\times\mathbf{B}^{\sim}] = I_{\mathrm{coll}}. \tag{4}$$

Здесь $\boldsymbol{\Phi} = \boldsymbol{\xi} + \langle S\boldsymbol{\xi}\rangle$, скобка означает усреднение по поверхности Ферми

$$\langle S\boldsymbol{\xi}\rangle = \int\frac{2d^3p'}{(2\pi\hbar)^3}\left(-\frac{\partial f_0(\varepsilon')}{\partial\varepsilon'}\right)S(\mathbf{p},\mathbf{p}')\boldsymbol{\xi}(\mathbf{p}',\mathbf{r},t),$$

$$\frac{\partial f_0}{\partial\varepsilon} = -\delta(\varepsilon-\varepsilon_F),$$

$\mathbf{B}^{\sim}(r,t)$ — высокочастотное поле, e — заряд электрона, c — скорость света. Интеграл столкновений I_{coll} определяет два времени релаксации: τ_1, τ_2 — времена релаксации импульса и спиновой плотности, $\tau_2 \gg \tau_1$. Для процессов, соответствующих области частот $kc \gg \omega \gg \tau^{-1} = \tau_1^{-1} + \tau_2^{-1}$, асимптотика спектра коллективных мод вообще не зависит от конкретного вида интеграла столкновений, $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z)$ — волновой вектор.

Разложим функции $\mathbf{\Phi} = \boldsymbol{\xi} + \langle S\boldsymbol{\xi}\rangle$ и $\boldsymbol{\xi}$ в ряды Фурье по переменной φ, подставляя результат в уравнение (4), найдем, что циркулярные компоненты перенормированной спиновой плотности $\Phi^{(\pm)} = \Phi_{x1} \pm i\Phi_y \sim \exp(-i\omega t + i\mathbf{kr})$ электронов проводимости удовлетворяют интегральным уравнениям [4]

$$\Phi^{(\pm)} = \int_{-\infty}^{\varphi} d\varphi' \exp\left(\frac{i}{\omega_B}\int_{\varphi'}^{\varphi} d\varphi''(\tilde{\omega} \mp \Omega - \mathbf{kv}(\varphi'', p_B))\right) \times \left(i\frac{\mu_0}{\omega_B}(\mathbf{kv}(\varphi', p_B) \pm \Omega)B_{\pm}^{\sim} - i\frac{\omega}{\omega_B}\sum_{p=-\infty}^{\infty}\lambda_p \overline{\Phi}_p^{(\pm)} e^{ip\varphi'}\right), \quad (5)$$

$\Phi_{x_1} = \Phi_x \cos\vartheta - \Phi_z \sin\vartheta$, ось x_1 направлена перпендикулярно оси y и вектору $\mathbf{B}_0$, где $\lambda_p = S_p^{\sim}/(1 + S_p^{\sim})$, $\tilde{\omega} = \omega + i0$, $\overline{\mathbf{\Phi}}_p = \langle e^{-ip\varphi}\mathbf{\Phi}\rangle/\langle 1\rangle$, $B_{\pm}^{\sim} = B_{x_1}^{\sim} \pm iB_y^{\sim}$, $\Omega = \omega_s/(1 + S_0^{\sim})$, $\omega_s = -2\mu_0 B_0/\hbar$ — частота спинового парамагнитного резонанса.

Умножая уравнение (5) на $\exp(-in\varphi)$ и интегрируя по переменным $\beta = p_B/p_0 \cos\vartheta$ и φ, получаем бесконечную систему линейных уравнений для коэффициентов $\overline{\Phi}_n^{(\pm)}$ ряда Фурье функции

$$\langle\Phi^{(\pm)}\rangle_\beta \equiv \frac{1}{2\pi}\int_{-\pi}^{\pi} d\beta\Phi^{(\pm)}(\varepsilon_F, \beta, \varphi)$$

$$\sum_{p=-\infty}^{\infty}(\delta_{np} - \lambda_p \frac{\omega}{\omega_B}\langle f_{np}(\beta)\rangle_\beta)\overline{\Phi}_p^{(\pm)} =$$

$$= -\mu_0 B_{\pm}^{\sim}\left\langle \frac{1}{2\pi i}\frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi\, d\varphi_1 [\mathbf{kv}(\beta, \varphi - \varphi_1) \mp \Omega]\exp[i(p-n)\varphi - ip\varphi_1 + iR(\varphi, \varphi_1)]}{1 - \exp[2\pi i R(2\pi, 2\pi)]}\right\rangle_\beta, \quad (6)$$

$$f_{np}(\beta) = \frac{1}{2\pi i}\frac{\int_0^{2\pi}\int_0^{2\pi} d\varphi d\varphi_1 \exp[i(p-n)\varphi - ip\varphi_1 + iR(\varphi, \varphi_1)]}{1 - \exp[2\pi i R(2\pi, 2\pi)]}. \quad (7)$$

Здесь $R(\varphi, \varphi_1) \equiv \frac{1}{\omega_B}\int_{\varphi-\varphi_1}^{\varphi} d\varphi' [\tilde{\omega} \mp \Omega - \mathbf{kv}(\beta, \varphi')]$, δ_{np} — символ Кронекера. Зависимость циклотронной частоты от p_B следует учитывать только в выражении $k_x v_x/\omega_B$ в показателе экспоненты, при условии, что $\eta k_x v_F \sim \omega_B$.

Коэффициенты ряда Фурье плавной функции $\nu(\varepsilon_F)S(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ быстро убывают с ростом их номера, поэтому в уравнениях (5) и (6) достаточно ограничиться конечным числом членов ряда. Система уравнений (6), вместе с уравнением Максвелла, связывающим переменное магнитное поле и намагниченность, описывает собственные колебания спиновой плотности в слоистых проводниках с произвольными энергетическим спектром и корреляционной функцией. Нетрудно видеть, что для нахождения спектра спиновых волн достаточно использовать соответствующую (6) однородную систему уравнений. Пренебрежем в (6) малым неоднородным слагаемым, пропорциональным $\mu_0 B_{\pm}^{\sim}$, учитывающим влияние самосогласованного поля $B_{\pm}^{\sim}$. Дисперсионное уравнение «свободных» колебаний спиновой плотности имеет вид

$$D(\omega^{(0)}, \mathbf{k}) \equiv \det\left[\delta_{np} - \lambda_p \frac{\omega^{(0)}}{\omega_B}\langle f_{np}(\beta)\rangle_\beta\right] = 0. \quad (8)$$

Частота собственных колебаний намагниченности ω с точностью до членов пропорциональных $\chi_0 \sim \mu_0^2\nu(\varepsilon_F)$ совпадает с частотой $\omega^{(0)}$ «свободных» колебаний спиновой плотности. При этой частоте магнитная восприимчивость имеет резкий максимум, а определитель $D(\omega, \mathbf{k})$ по порядку величины равен χ_0.

Условие отсутствия бесстолкновительного затухания спиновых волн сводится к выполнению неравенства

$$\left|\omega - n\omega_B \mp \Omega\right| > \max\left|\langle \mathbf{kv}\rangle_\varphi\right|. \qquad (9)$$

Вне области значений $\omega, \mathbf{k}$, соответствующей условию (9), функции $f_{np}(\beta)$ имеют полюс, и после интегрирования по p_B дисперсионное уравнение приобретает мнимую часть, ответственную за сильное поглощение волны. В слоистых проводниках дрейфовая скорость $\mathbf{v}_B = \langle \mathbf{v}\rangle_\varphi$ электронов вдоль магнитного поля осциллирует с изменением угла ϑ между магнитным полем и нормалью к слоям. Для некоторых направлений $\mathbf{B}_0$ относительно слоев проводника $\mathbf{v}_B$ близко к нулю, и затухание волны определяется столкновительными процессами. При этом существование коллективных мод возможно даже при условии $\eta k v_F \gtrsim \omega_B$. В области значений ω и $\mathbf{k}$ таких, что $\mathbf{kv}_m >> \omega_B$, $\omega \mp \Omega << \mathbf{kv}_m$, где $\mathbf{v}_m$ — максимальное значение скорости в направлении $\mathbf{k}$, существуют решения дисперсионного уравнения (8) в окрестности резонанса

$$\omega = n\omega_B \pm \Omega + \Delta\omega,\ \Delta\omega << \omega_B,\ n = 0,1,2\dots \qquad (10)$$

Удержим в формуле (1) лишь первые два слагаемых, пренебрегая анизотропией в плоскости слоев, запишем энергию квазичастицы в одноэлектронном приближении в виде

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m} - \eta v_F p_0 \cos\frac{p_z}{p_0}, \qquad (11)$$

где $v_F = \sqrt{2\varepsilon_F/m}$. Асимптотические, с точностью до членов порядка η, решения системы уравнений движения, соответствующих закону дисперсии (11), легко находятся с помощью стандартных методов нелинейной механики [5]

$$v_x(t_1) = v_x^{(0)}(t_1) + v_x^{(1)}(t_1),\ v_x^{(0)}(t_1) = v_\perp \cos\omega_B(\beta)t_1,$$

$$v_x^{(1)}(t_1) = \eta v_F \operatorname{tg}\vartheta J_0(\alpha)\sin\beta -$$

$$-\eta v_F \operatorname{tg}\vartheta \sum_{n=2}^{\infty} \frac{J_n(\alpha)\sin(\beta - n\pi/2)}{n^2 - 1}\cos n\omega_B(\beta)t_1, \qquad (12)$$

$$v_z(t_1) = \eta v_F \sin(\beta - \alpha\cos\omega_B(\beta)t_1).$$

Здесь $\omega_B(\beta) = \omega_B[1 + (\eta \operatorname{tg}\vartheta J_1(\alpha)\cos\beta)/2]$ — циклотронная частота квазичастиц с энергией (11) в поле

$$\mathbf{B}_0 = (B_0\sin\vartheta, 0, B_0\cos\vartheta),\ \omega_B = (|e|B_0/mc)\cos\vartheta,$$

$$\alpha = (mv_F/p_0)\operatorname{tg}\vartheta,$$

$J_n(\alpha)$ — функции Бесселя,

$$v_\perp = v_F\left(1 - \frac{v_x^{(1)}(0)}{v_F} + \frac{\eta p_0}{mv_F}\cos(\beta - \alpha)\right)$$

— амплитуда первой гармоники $v_x(t)$, начальная фаза выбрана так, что $v_y(0) = 0$.

Из соотношений (12) следует

$$\langle \mathbf{kv}\rangle_\varphi = \mathbf{kv}_B = \eta v_F J_0(\alpha)(k_x \operatorname{tg}\vartheta + k_z)\sin\beta. \qquad (13)$$

Для тех направлений $\mathbf{B}_0$, когда α равно одному из нулей $\alpha_i = (mv_F/p_0)\operatorname{tg}\vartheta_i$ функции Бесселя $J_0(\alpha)$, среднее $\langle \mathbf{kv}\rangle_\varphi \sim \eta^2$, асимптотическое выражение для коэффициентов $f_{np}(\beta)$ приобретает вид

$$f_{np}(\beta) = \frac{1}{k_x r_0}\left(\operatorname{ctg}\frac{\pi(\omega \mp \Omega)}{\omega_B}\cos\frac{\pi}{2}(n-p) + \frac{\sin\left(R_1(\vartheta_i) + \frac{\pi}{2}(n+p)\right)}{\sin\frac{\pi(\omega \mp \Omega)}{\omega_B}}\right), \qquad (14)$$

где

$$R_1(\vartheta_i) = \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \frac{\mathbf{kv}(\varphi)}{\omega_B(\beta_i)}d\varphi = 2\frac{k_x v_\perp}{\omega_B(\beta_i)} - \pi\eta\frac{k_z v_F}{\omega_B}H_0(\alpha_i)\cos\beta_i + \eta\frac{k_x v_F}{2\omega_B}\operatorname{tg}\vartheta_i\cos\beta_i \sum_{n=1}^{\infty}\frac{J_{2n+1}(\alpha_i)}{n(n+1)(2n+1)},$$

$$k_x r_0 >> 1,\ H_0(\alpha) = (2/\pi)\int_0^{\pi/2} d\varphi \sin(\alpha\cos\varphi)$$

— функция Струве, $r_0 = v_F/\omega_B$, $\beta_i = p_B/p_0\cos\vartheta_i$. В случае, когда корреляционная функция определяется нулевой и первой фурье-гармониками

$$S(\mathbf{p}, \mathbf{p}') = S_0 + 2S_1\cos(\varphi - \varphi'),$$

решение дисперсионного уравнения (8) определяется формулой (10), в которой

$$\Delta\omega = \frac{n\omega_B \pm \Omega}{\pi k_x r_0}\gamma_{1,2}.$$

Из (8) нетрудно получить квадратное уравнение для $\gamma_{1,2}$, корни которого равны

$$\gamma_{1,2} = \frac{1}{2}[\lambda_0 + 2\lambda_1 + (-1)^n(\lambda_0 - 2\lambda_1)g \pm$$

$$\pm((\lambda_0 + 2\lambda_1 + (-1)^n(\lambda_0 - 2\lambda_1)g)^2 + 8\lambda_0\lambda_1(-1 + g^2 + h^2))^{1/2}],$$

где $g = \langle \sin R_1(\vartheta_i)\rangle_\beta$, $h = \langle \cos R_1(\vartheta_i)\rangle_\beta$.

В коротковолновом пределе для выделенных направлений внешнего магнитного поля существуют спиновые волны с частотами (10), близкими к резонансным частотам $\omega_r = n\omega_B \pm \Omega$. Поправка (15) к резонансной частоте является быстро осциллирующей функцией волнового числа. Аналогичный тип возбуждений в квазиизотропных металлах имеет место только для строго поперечного к $\mathbf{B}_0$ направления распространения волны.

1. J. Singelton, *Rep. Prog. Phys.* **63**, 1111 (2000).
2. В.П. Силин, *ЖЭТФ* **35**, 1243 (1958).
3. S. Schultz and G. Dunifer, *Phys. Rev. Lett.* **18**, 283 (1967).
4. В.Г. Песчанский, Д.И. Степаненко, *Письма в ЖЭТФ* **78**, 772 (2003).
5. Н.Н. Боголюбов, Ю.А. Митропольский, *Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний*, Наука, Москва (1974).

Resonances spin modes in layered conductors

D.I. Stepanenko

The propagation of spin waves in layered conductors with an external magnetic field present is investigated theoretically. It is shown that for certain orientations of the magnetic field with respect to the conductor layers there is no collisionless absorption and weakly damping collective modes may propagate even under strong spatial dispersion.