

Спин-плазменная волна в одномерном металле

В.М. Гохфельд

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина
E-mail: gokhfeld@host.dipt.donetsk.ua

Статья поступила в редакцию 19 мая 2003 г.

Показано, что в квазиодномерном проводнике, помещенном во внешнее постоянное магнитное поле \mathbf{H} , возможны слабозатухающие акустические плазмоны нового типа, обусловленные наличием спиновых подзон в электронном спектре, которые сопровождаются вынужденными колебаниями магнитного момента образца. Найдены зависимости скорости и амплитуды таких волн от напряженности поля H .

Показано, що у квазіодновимірному провіднику, який приміщено у зовнішнє постійне магнітне поле \mathbf{H} , можливі слабкозгасаючі акустичні плазмони нового типу, обумовлені наявністю спинових підзон в електронному спектрі, які супроводжуються вимушеними коливаннями магнітного моменту зразка. Знайдено залежності швидкості та амплітуди таких хвиль від напруженості поля H .

PACS: 73.50.-h

1. Введение

В настоящее время известен целый ряд столь анизотропных проводящих кристаллов, что – с определенной степенью точности – их можно считать одномерными металлами со спектром носителей заряда, зависящим лишь от проекции квазиимпульса \mathbf{p} на ось \mathbf{C} , соответствующую направлению максимальной электропроводности. Некоторые из этих веществ, например TaSe_3 , полимеры $(\text{SN})_x$ и органические полимеры типа $(\text{TVTSF})_2\text{CeO}_4$, не испытывают пайерлсовского перехода и при любых температурах остаются металлами [1,2], причем, очевидно, нормальными (несверхпроводящими) металлами в достаточно сильных магнитных полях. Кинетические коэффициенты одномерного электронного газа вычисляются элементарно, а их поведение во внешнем (постоянном и однородном) магнитном поле – неза-

висимо от направления \mathbf{H} – определяется лишь спиновым* расщеплением уровней

$$\varepsilon_{\pm}(\mathbf{p}) = p_C^2 / 2m_C \pm \beta H; \quad (1)$$

$\beta \equiv e\hbar/2mc$ – магнетон Бора.

Принимая спектр (1) (т.е. ограничившись для простоты однодолинной моделью в приближении эффективной массы), покажем, что при низких температурах в таком металле могут распространяться слабозатухающие продольные плазменные колебания, подобные акустическим плазмонам в обычном проводнике,** но со скоростью, зависящей от напряженности магнитного поля, что в принципе может быть использовано при конструировании регулируемых широкополосных «линий задержки» высокочастотных сигналов.

* Поскольку орбитальное движение – и с ним квантование Ландау – в одномерном случае отсутствует. Аналогичная ситуация имеет место и в двумерной электронной системе в магнитном поле, параллельном плоскости движения частиц (см. разд. 5).

** Для этого необходимо наличие в электронном спектре как минимум двух долин с существенно различными фермиевскими скоростями [3,4].

2. Нелокальная проводимость и «акустическая» мода

Вычислим вклад каждой из подзон (1) в продольную проводимость:

$$\sigma_{\pm}(k, \omega) = \frac{\tilde{\omega} e^2}{ik^2} \left\langle \frac{kv_C}{kv_C - \tilde{\omega}} \right\rangle \equiv \frac{\tilde{\omega} e^2}{ik^2} P_{\pm}, \quad (2)$$

где $\mathbf{v} \equiv \partial \varepsilon / \partial \mathbf{p}$; угловые скобки означают интегрирование по ферми-поверхности* с весом $|\mathbf{v}|^{-1} (2\pi\hbar)^{-3}$; $\tilde{\omega} \equiv \omega + i/\tau$, а τ — время релаксации как по импульсам, так и по спиновой переменной — предполагается постоянным и большим по сравнению с периодом внешнего возмущения $2\pi/\omega$. Формула (2) непосредственно следует из кинетического уравнения в \mathbf{k} -представлении и определений плотности тока и концентрации неравновесных носителей:

$$\begin{aligned} i(\mathbf{k} \cdot \mathbf{v} - \tilde{\omega})\psi_k &= -e\mathbf{v} \cdot \mathbf{E}_k; \\ \mathbf{j}_k &= -e\langle \mathbf{v}\psi_k \rangle; \\ \langle \psi_k \rangle &= (ieE_k/k)P. \end{aligned} \quad (3)$$

С точностью до постоянных общих множителей вклады подзон в проводимость пропорциональны

$$\sigma_{\pm} \propto \frac{\sqrt{\mu_{\pm}}}{1 - 2k^2\mu_{\pm}/m_C\tilde{\omega}^2},$$

причем приведенный химический потенциал $\mu_{\pm}(H) \equiv \mu(H) \pm \beta H$ (глубина заполнения каждой из подзон) определяется условием равенства равновесной плотности числа частиц N в магнитном поле и без него (индекс «0»):

$$\begin{aligned} \sqrt{\mu_+} + \sqrt{\mu_-} &= 2\sqrt{\mu_0}, \\ \mu_{\pm} &= \mu_0 \left(1 \pm \frac{\beta H}{2\mu_0} \right)^2 \equiv \mu_0 (1 \pm h)^2. \end{aligned} \quad (4)$$

Нетрудно убедиться, что суммарная проводимость $\sigma_+ + \sigma_-$ обращается в нуль для волны с линейным законом дисперсии

$$k(\omega) = K \equiv \frac{\tilde{\omega}}{v_0\sqrt{1-h^2}}. \quad (5)$$

Ее скорость $V_1 = v_0\sqrt{1-h^2}$, где $v_0 \equiv \sqrt{2\mu_0/m_C}$, есть среднее геометрическое фермиевских скоростей для каждой из подзон; с приближением H к критичес-

кому значению $H_1 = 2\mu_0/\beta$, при котором носители покидают верхнюю спиновую подзону, $V_1 \rightarrow 0$. Декремент затухания волны имеет столкновительную природу и не зависит от частоты.

3. Распределение электрического поля в полуограниченном образце

Оценим величину эффекта, предполагая, что возбуждение волны осуществляется электрическим полем $E(0)\exp(-i\omega t)$, приложенным нормально к поверхности полубесконечного проводника ($x_C \geq 0$) с идеальной границей, «зеркально» отражающей электроны проводимости. Как известно (см., например, [5,6]), фурье-образ продольного поля внутри такого образца есть

$$E_k = \frac{2E(0)}{ik \in (k, \omega)}, \quad (6)$$

где $\in(k, \omega) \equiv 1 + 4\pi i \sigma(k, \omega)/\omega$ — диэлектрическая функция, а суммарную проводимость, вычисленную по формуле (2), можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma(k, \omega) &= \frac{\tilde{\omega} e^2}{ik^2} (P_+ + P_-) = \\ &= \sigma(0, \omega) \frac{1 - z^2(1-h^2)}{[1 - z^2(1+h)^2][1 - z^2(1-h)^2]}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\sigma(0, \omega) = iNe^2/m_C\tilde{\omega}; \quad z \equiv kv_0/\tilde{\omega}. \quad (8)$$

При частотах, малых по сравнению с плазменной частотой, выражение (6) имеет полюс, практически совпадающий с K (5); соответствующий вычет дает следующее выражение для электрического поля в волне:

$$\begin{aligned} \delta E(x_C, t) &\approx \frac{\omega}{i\pi\sigma(0, \omega)} E(0) \frac{h^2}{1-h^2} \times \\ &\times \exp\left\{ \frac{i\tilde{\omega}x_C}{v_0\sqrt{1-h^2}} - i\omega t \right\}. \end{aligned} \quad (9)$$

При общем значении приведенного магнитного поля h (см. (4)) предэкспонента здесь имеет тот же порядок величины, что и во всегда присутствующем однородном слагаемом*

* В одномерном случае ферми-поверхность в \mathbf{p} -пространстве состоит из плоскостей $|p_C| = \sqrt{2m_C\mu_{\pm}}$.

** Оно обусловлено непрерывностью индукции и описывается половиной вычета функции (6) в точке $k = 0$. Строго говоря, электрическое поле в образце содержит и экранированную часть, затухающую с декрементом $\approx \sqrt{4\pi e^2} < 1 >$. Однако, имея в виду макроскопические глубины x_C , последнюю можно игнорировать; этому соответствует пренебрежение (здесь и ниже) единицей в диэлектрической функции $\in(k, \omega)$.

$$E_{\infty}(t) = \frac{E(0)}{\epsilon(0, \omega)} \exp(-i\omega t) \approx -\frac{\omega E(0)}{4\pi i \sigma(0, \omega)} \exp(-i\omega t); \quad (10)$$

поэтому в качестве объектов предпочтительны проводники со сравнительно низкой концентрацией свободных носителей. Однако на глубинах x_C , меньших длины свободного пробега $v_0\tau$, амплитуда отношения $\delta E/E_{\infty}$ может оказаться довольно большой в магнитных полях, близких к $H_1 = 2\mu_0/\beta$. Действительно, максимальное абсолютное значение зависящего от h фактора в (9) достигается при $h \approx 1 - (x_C/v_0\tau)^2/8$ и равно $(2v_0\tau/ex_C)^2$, где e — основание натуральных логарифмов (см. рис. 1).

4. Магнитные осцилляции

С другой стороны, рассматриваемая волна представляет собой противофазные колебания парциальных концентраций электронов со спинами, направленными вдоль и против \mathbf{H} , т.е. должна сопровождаться вынужденными колебаниями суммарного магнитного момента. Его осциллирующую часть следует, очевидно, записать как

$$\delta M_k = \beta(\langle \psi_k \rangle_+ - \langle \psi_k \rangle_-) = \beta \frac{ieE_k}{k} (P_+ - P_-). \quad (11)$$

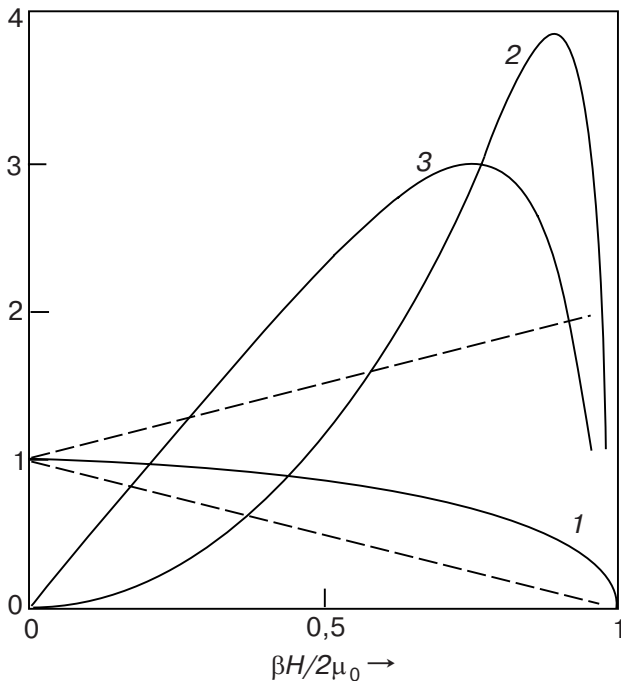


Рис. 1. Зависимости: скорость спин-плазменной волны (в единицах v_0) (1); амплитуды колебаний электрического поля (в единицах E_{∞} , см. (10)) и магнитного момента (в произвольных единицах) (2,3) в зависимости от приложенного постоянного магнитного поля. Параметр $x_C/v_0\tau = 1,15$. Штриховыми линиями показаны фермиевские скорости электронов в спиновых подзонах.

Используя формулы (3), (6) и (7) и вводя, как и выше, безразмерный фурье-индекс $z \equiv kv_0/\tilde{\omega}$, находим изображение намагниченности

$$4\pi\delta M_k \approx \frac{\hbar\omega}{mc\tilde{\omega}} E(0) \frac{P_+ - P_-}{P_+ + P_-} = \frac{\hbar\omega}{mc\tilde{\omega}} E(0) h \frac{1 + z^2(1-h^2)}{1 - z^2(1-h^2)} \quad (12)$$

и — обратным преобразованием Фурье — ее распределение в образце:

$$4\pi\delta M(x_C, t) \approx \frac{\hbar\omega}{imcv_0} E(0) \frac{h}{\sqrt{1-h^2}} \times \exp\left(\frac{i\tilde{\omega}x_C}{v_0\sqrt{1-h^2}} - i\omega t\right). \quad (13)$$

Как и следовало ожидать, коэффициент перед $E(0)$ мал: даже при сравнительно низких фермиевских скоростях $v_0 \approx 10^6$ см/с, взяв $\omega \approx 10^{12}$ с⁻¹, получим $\hbar\omega/mcv_0 \approx 3 \cdot 10^{-5}$, т.е. приложенное к образцу ВЧ электрическое поле ≈ 1 ед. СГСЭ создает в нем колебания намагниченности с амплитудой $\approx 3 \cdot 10^{-5}$ Гс. Как и в случае (9), оценка может быть более благоприятной для образцов, тонких по сравнению с длиной свободного пробега носителей $v_0\tau$, в полях, близких к H_1 , так как при малых $x_C/v_0\tau$ зависящий от h фактор в (13) имеет там максимум амплитуды величиной $\approx v_0\tau/x_C$.

Возможно, что магнитные колебания (13) будет легче идентифицировать в эксперименте, чем электрические (9), поскольку однородное слагаемое, подобное (10), здесь отсутствует.

5. Специальный двумерный случай

Разумеется, в достаточно сильном магнитном поле заполнение всего лишь двух нижайших подзон (с противоположными спинами носителей) возможно и в системах большей размерности. Однако при этом для волны типа акустического плазмона — со скоростью V в интервале $((v_{k-})_{\max}, (v_{k+})_{\max})$ — могут найтись электроны, движущиеся «в фазе» с волной, что приведет к ее бесстолкновительному затуханию. Оно может быть сделано слабым лишь в полях, соответствующих относительно малой заселенности предпоследней подзоны, т.е. близких к критическому $H_c = \mu(H_c)/\beta$.

В качестве примера рассмотрим двумерный электронный спектр в упомянутом выше специальном случае, когда поле \mathbf{H} , приложенное вдоль плоскости движения частиц, дает лишь спиновое расщепление уровней:

$$\varepsilon_{\pm}(\mathbf{p}) = \frac{p_x^2 + p_y^2}{2m_{\perp}} \pm \beta H. \quad (14)$$

Суммарная продольная проводимость, вычисленная по формуле (2) (см. также [7,8]), здесь равна

$$\sigma_x(k, \omega) = \frac{ie^2}{k^2} \langle 1 \rangle \sum_{\pm} \left(1 - \frac{\tilde{\omega}}{\sqrt{\tilde{\omega}^2 - k^2 v_{\pm}^2}} \right);$$

$$v_{\pm} = \sqrt{2 \frac{\mu_0 \pm \beta H}{m_{\perp}}} \equiv v_0 \sqrt{1 \pm \bar{h}} \quad (15)$$

— максимальные скорости носителей; $\langle 1 \rangle$ — энергетическая плотность состояний; при $D = 2$ она не зависит от энергии и потому одинакова для обеих подзон. Нетрудно убедиться, что при $\bar{h} \approx 1$ выражение (15) обращается в нуль следующим дисперсионным соотношением:

$$k(\omega) \approx \frac{\tilde{\omega}}{V_2} \left(1 + \frac{i}{3\sqrt{3}} \sqrt{\frac{1-\bar{h}}{1+\bar{h}}} \right); \quad V_2 \approx 2v_0 \sqrt{\frac{1-\bar{h}}{3}}. \quad (16)$$

6. Обсуждение результатов

Рассмотренные волны существуют в весьма широком диапазоне напряженностей магнитного поля. Однако, как видно из изложенного, для реализации эффекта (и, возможно, приложений, связанных с регулируемым замедлением ВЧ сигналов) наиболее благоприятны относительно малые заселенности верхней спиновой подзоны, т.е. поля, близкие к максимальному H_C . Оценим его, возвращаясь к случаю $D = 1$:

$$H_1 = \frac{2\mu_0}{\beta} = \frac{\hbar c}{2e} \frac{m}{m_C} \left(\frac{\pi n}{a_C} \right), \quad (17)$$

где $n = Na_C a_{\perp}^2$ — число носителей на одну ячейку кристалла. Для «хорошего» металла с $n \approx 1$ (и $m_C \approx m$) формула (17) дала бы $H_1 \approx 10^8$ Э, тогда как технически достижимые напряженности статического магнитного поля обычно не превышают 10^6 Э. Однако специфика одномерного случая, в котором $\mu_0 \propto n^2$, приводит к быстрому «улучшению» этой оценки с понижением концентрации свободных носителей, т. е. для веществ типа органических металлов с обычно узкой зоной проводимости и легированных (вырожденных) полупроводников.

Так, для значений $n \approx 0,01$ квантовый предел по магнитному полю был бы достижим уже при вполне реальных напряженностях $H_1 \approx 10^4$ Э. При этом требуемый температурный режим ($T < \mu_0$) обеспечивается при $T < 1$ К.

Понятно, что приведенные простые расчеты лишь иллюстрируют возможность распространения в квазиодномерных проводниках плазмонов указанного типа: так, дисперсионное соотношение (5) может несколько измениться в случае сильного фермижидкостного взаимодействия; ситуацию усложнило бы и наличие нескольких долин в электронном спектре. Кроме того, для магнитных полей, очень близких к H_1 , и/или частот, сравнимых с плазменной, необходимо более детальное рассмотрение, учитывающее, в частности, конечность температуры. Эти и другие уточнения предполагаются предметом следующих публикаций.

Автор признателен В.Г. Песчанскому и Ю.Г. Пашкевичу за обсуждение работы.

1. Л.П. Горьков, *УФН* **144**, 381 (1984).
2. А.И. Буздин, Л. Н. Булаевский, *УФН* **144**, 415 (1984).
3. O.V. Konstantinov and V.I. Perel', *Fiz. Tverd. Tela (Leningrad)* **9**, 3051 (1960).
4. D. Pines and J. Schriffer. *Phys. Rev.* **A124**, 1387 (1961).
5. В.М. Гохфельд, М. А. Гулянский, М.И. Каганов, А.Г. Плявенек, *ЖЭТФ* **89**, 985 (1985).
6. В.М. Гохфельд, М.И. Каганов, Г.Я. Любарский. *ЖЭТФ* **92**, 523 (1987).
7. T. Ando, A.V. Fowler, and F. Stern, *Rev. Mod. Phys.* **54**, 437 (1982).
8. В.М. Гохфельд. *ФНТ* **28**, 304 (2002).

Spin-plasma waves in 1D metal

V.M. Gokhfeld

It is shown that a new type of acoustic plasmons may propagate in a quazi-1D conductor placed in external constant magnetic field \mathbf{H} . Such waves are caused by spin subzones in the electron energy spectrum and accompanied by forced oscillations of the magnetic moment. The field dependences of wave velocity and amplitude are obtained.