Письма в ЖЭТФ, том 109, вып. 5, с. 320 – 324 © 2019 г. 10 марта

Универсальное уширение циклотронного поглощения в дираковских полуметаллах

Р. В. Туркевич[+], *А. П. Протогенов*[+*×∘1)], *Е. В. Чулков*[×∘∇]

[+]*Нижегородский государственный университет им. Н. И. Лобачевского, 603950 Н. Новгород, Россия*

[*]*Институт прикладной физики РАН, 603950 Н. Новгород, Россия*

[×]*Томский государственный университет, 634050 Томск, Россия*

[∘]*Donostia International Physics Center (DIPC), 20018, San Sebastian/Donostia, Basque Country, Spain*

[∇]*Departamento de Física de Materiales UPV/EHU, Centro de Fśica de Materiales CFM – MPC and Centro Mixto CSIC-UPV/EHU, 20080 San Sebastian/Donostia, Spain*

Поступила в редакцию 12 декабря 2019 г.
После переработки 12 декабря 2019 г.
Принята к публикации 25 декабря 2019 г.

Рассматривается поглощение электромагнитного излучения в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле. Обнаружено универсальное уширение линии циклотронного бесстолкновительного затухания электромагнитных волн при уменьшении числа заполненных уровней Ландау. Найдены новые режимы распространения электромагнитных волн и новые сопутствующие им эффекты.

DOI: 10.1134/S0370274X19050072

1. Введение. Исследование поглощения электромагнитных волн в проводниках, помещенных в сильное магнитное поле, принадлежит к числу основных методов изучения резонансных явлений в таких средах. Принципиальным ограничением в этой области является теорема Кона [1], которая утверждает, что в неограниченных по размеру системах с квадратичной зависимостью энергии электронов от импульса единственной частотой, вблизи которой происходит поглощение, является циклотронная частота. Существенной частью этого утверждения является справедливость его при учете межэлектронного взаимодействия. Если же закон дисперсии электронов отличается от квадратичного, то отклонения от закона Кона минимальны. В настоящей работе мы установим условия, при которых могут существовать значительные отклонения от ограничения Кона.

Для решения этой проблемы мы рассмотрим дираковский молуметал, находящийся в квантующем магнитном поле. Дираковские полуметаллы наряду с полуметаллами Вейля характеризуются в отсутствие магнитного поля линейным законом дисперсии низкоэнергетических электронных возбуждений. Киральные электронные состояния в полуметаллах Дирака существуют в трехмерных системах, в которых нарушена пространственная инверсия или симметрия относительно инверсии времени. К числу соединений, в которых имеют место нарушения одной из этих симметрий, принадлежит ряд кристаллов, например Cd_3As_2, $ZrTe_5$, семейства ZrBeSi и A_3B, где $A = $ (Na, K, Rb) и $B = $ (As, Sb, Bi). Подробный анализ свойств дираковских и вейлевских полуметаллов содержится в обзоре [2] недавно опубликованных работ.

С целью изучения резонансных свойств дираковского полуметала в квантующем магнитном поле мы обратимся для простоты к базисному материалу Cd_3As_2, дираковский характер спектра низкоэнергетических электронных состояний в котором установлен в работах [3–5]. Для изучения циклотронного поглощения электромагнитных волн нам понадобятся точные выражения для спектра и волновых функций дираковских электронов в квантующем магнитном поле. Применение их в законах сохранения энергии, импульса и момента импульса электронных возбуждений, участвующих в процессе поглощения кванта электромагнитного поля, позволяет с помощью принципа Паули найти области бесстолкновительного затухания Ландау для поперечных волн. Мы ограничимся рассмотрением циркулярных лево-поляризованных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль магнитного поля, при произвольных значениях частоты ω и волнового вектора q_z электромагнитного поля. В области $q_z = 0$

[1)]e-mail: alprotogenov@gmail.com

при конечных значениях частоты и при заполнении от одного до пяти уровней Ландау мы обнаружили значительное уширение циклотронного поглощения. Причина этого явления целиком связана с существованием "массивного" релятивистского спектра дираковских электронов в квантующем магнитном поле. В этом случае возникает существенное различие между частотами электронных переходов между состояниями с соседними n и $n+1$ по номеру уровня Ландау n значениями фермиевского импульса $\hbar k_{Fn}$. В заключительном разделе настоящей работы мы обсудим некоторые магнитооптические явления, в которых может проявиться универсальный характер найденного эффекта.

2. Распространение электромагнитных возбуждений. Рассмотрим распространение циркулярно поляризованной электромагнитной волны с частотой ω и волновым вектором $q_z = q$ вдоль магнитного поля с напряженностью H. Дисперсионное уравнение $\varepsilon(\omega, q) = c^2q^2/\omega^2$ для поперечных циркулярных лево-поляризованных электромагнитных мод содержит диэлектрическую функцию, которая в приближении случайных фаз имеет следующий вид

$$\varepsilon(\omega, q) = \varepsilon_0 + v_F \frac{(\hbar\omega_p)^2}{\omega} \times \qquad (1)$$

$$\times \sum_{nn'ss'}^{n_F} \int dk_z \frac{f_0(E_{n,s}(k_z)) - f_0(E_{n',s'}(k_z+q))}{E_{n,s}(k_z) - E_{n',s'}(k_z+q)} \times$$

$$\times \frac{|\cos\theta_{n',s'}(k_z+q)\sin\theta_{n,s}(k_z)|^2}{E_{n,s}(k_z) + \hbar\omega - E_{n',s'}(k_z+q) + i0^+} F_{ss'}(k_z, k_z+q).$$

Малым параметром приближения случайных фаз является параметр $r_s = \frac{e^2}{\varepsilon_0 \hbar v_F}$, который аналогичен постоянной тонкой структуры $\frac{e^2}{\hbar c}$. В этих выражениях e – заряд электрона, ε_0 – статическая диэлектрическая проницаемость, $\hbar$ – постоянная Планка, v_F – определяющая наклон дираковского конуса фермиевская скорость, $\omega_p^2 = \frac{e^2}{\hbar v_F}\frac{2}{\pi}(\frac{v_F}{l_H})^2$ – квадрат плазменной частоты в случае заполнения нулевого уровня Ландау [6, 7] при $\varepsilon_0 = 1$, $l_H = \sqrt{\frac{c\hbar}{eH}}$ – магнитная длина. Суммирование по номерам уровней Ландау n, n' распространяется до предельного фермиевского значения n_F уровня Ландау, суммирование по s, s' означает учет внутри- и межзонных переходов, $f_0(E_{n,s}(k_z))$ – равновесная функция распределения Ферми. Энергия $E_{n,s}(k_z)$ и волновая функция дираковского электрона равны

$$E_{n,s}(k_z) = s\sqrt{\hbar^2 v_F^2 k_z^2 + \epsilon_0^2|n|}, \qquad (2)$$

$$\Psi_{n,s}(k_z) = \begin{pmatrix} \cos\theta_{n,s}(k_z)|n-1\rangle \\ \sin\theta_{n,s}(k_z)|n\rangle \end{pmatrix}. \qquad (3)$$

В выражениях (2) и (3) $\epsilon_0 = \frac{\sqrt{2}\hbar v_F}{l_H}$, $\tan\theta_{n,s}(k_z) = \frac{E_{n,s}(k_z) - \hbar v_F k_z}{\epsilon_0\sqrt{n}}$, $|n\rangle$ – осцилляторная часть собственной функции частицы в магнитном поле.

Значения $s = \pm 1$ индекса s соответствуют зоне проводимости $(+1)$ и валентной зоне (-1). Присутствие функции $F_{ss'}(k_z, k_z+q) = (1 + ss'\cos\vartheta)/2$ (ϑ – угол между k_z и $k'_z = k_z + q$) подобно ситуации в графене и отражает киральный характер электронов в дираковском полуметале, позволяя учитывать в выражении (1) вклад межзонных переходов, например, перехода $(s = -1 \to s' = +1)$ [8] в дополнении к стандартному внутризонному переходу $(s = +1 \to s' = +1)$. Выбранный нами электронный вариант заполнения зон соответствует случаю, когда энергия Ферми $E_F > 0$.

Правило обхода полюса в выражении (1) при ненулевом его числителе позволяет найти области бесстолкновительного затухания электромагнитных возбуждений. При выполнении законов сохранения энергии $E_{n,s}(k_z) + \hbar\omega = E_{n',s'}(k'_z)$, импульса $k'_z = k_z + q$, момента импульса $n' = n \pm 1$, неравенства $E_{n,s}(k_z) < E_F, E_{n',s'}(k'_z) > E_F$, следующие из принципа Паули, описывают области затухания Ландау. В интересующем нас случае $n' = n + 1$, имеющем место для циркулярных лево-поляризованных электромагнитных волн [9], области бесстолкновительного затухания показаны на рис. 1. На рисунке 1 были использованы безразмерные переменные для обозначения частоты $\Omega = \hbar\omega/\epsilon_0$ и волнового вектора $Q = l_H q_z/\sqrt{2}$.

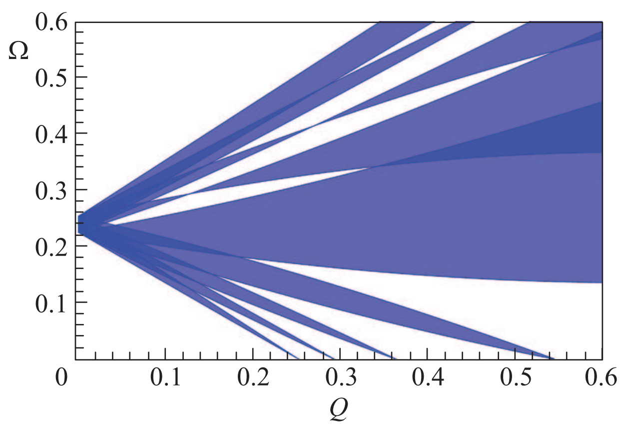

Рис.1. (Цветной онлайн) Области бесстолкновительного затухания циркулярных лево-поляризованных волн в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле при заполнении пяти уровней Ландау ($n_F = 4$)

Из картины распределения в плоскости (Ω, Q) бесстолкновительного затухания Ландау циркулярных лево-поляризованных волн следует существование трех принципиально отличающихся областей. К первой принадлежит область прозрачности вблизи начала координат. В этом окне прозрачности существует геликон, закон дисперсии которого в вейлевких полуметалах в классически сильных магнитных полях изучался в работе [10]. Серия окон прозрачности при конечных частотах и волновых векторах, где возможно существование новых коллективных мод [11], принадлежит второй группе окон с отсутствующим затуханием Ландау. В этой работе мы сосредоточимся на изучении бесстолкновительного циклотронного затухания, существующего, как видно из рис. 1, при $Q = 0$ и конечных значениях частоты Ω. Поскольку частоты в этой области меньше частот межзонных переходов, вкладом последних в (1) в дальнейшем мы будем пренебрегать.

3. Уширение области циклотронного поглощения. Из распределения областей бесстолкновительного затухания на рис. 1 обращает на себя внимание интервал частот $\Omega_{\min} \le \Omega \le \Omega_{\max}$ при $Q = 0$, в котором имеет место поглощение электромагнитных волн. Физическую причину возникновения этого интервала с шириной $\Delta\Omega = \Omega_{\max} - \Omega_{\min}$ мы уже обсуждали во введении. Приведем зависимость границ интервала от безразмерной энергии Ферми $\mathcal{E}_F = E_F/\epsilon_0$: $\Omega_{\max} = \mathcal{E}_F - \sqrt{\mathcal{E}_F^2 - 1}$, $\Omega_{\min} = -\mathcal{E}_F + \sqrt{\mathcal{E}_F^2 + 1}$.

Для описания условий поглощения электромагнитных волн с частотой выше плазменной нам понадобится цепочка соотношений $n_F = \mathcal{E}_F^2 = l_H^2 k_F^2/2 = H_0/H \equiv x^2/2$ с $k_F = (3\pi^2 n_b)^{1/3}$, где n_b – объемная концентрация электронов и $H_0 = k_F^2 c\hbar/(2e)$. В проблеме прохождения (поглощения) электромагнитного поля через рассматриваемую плазменную среду мы будем нуждаться также в зависимости референтной плазменной частоты $\overline{\omega}_p(x) = \omega_p/(\sqrt{\varepsilon_0} v_F k_F)$ от магнитного поля. Для произвольной величины магнитного поля эта зависимость опирается на хорошо известное асимптотическое значение плазменной частоты $\omega_{pBS} = \sqrt{2r_s/\pi} v_F/l_H$, справедливое в сильном магнитном поле [6, 7], когда заполнен только нулевой уровень Ландау, и на асимптотическое значение $\omega_{pDS} = \sqrt{r_s}(64\pi)^{1/6} v_F n_b^{1/3}$ в отсутствие магнитного поля [12, 13].

В терминах безразмерной частоты $\overline{\omega} = \omega/(v_F k_F)$ зависимости границ циклотронного поглощения при $Q = 0$, а также плазменной частоты $\overline{\omega}_p$ от параметра x равны

$$\overline{\omega}_{\max} = 1 - \sqrt{1 - 2/x^2}, \qquad (4)$$

$$\overline{\omega}_{\min} = -1 + \sqrt{1 + 2/x^2}, \qquad (5)$$

$$\overline{\omega}_p = \frac{a}{x}\sqrt{1 + f(x)}. \qquad (6)$$

Здесь $a = \sqrt{2r_s/\pi}$. Функция $f(x) = \sum_{n=1}^{n_F} \sqrt{1 - n/(x^2/2)}$ равна $x^2/3$ при $n_F \gg 1$ и $f(\sqrt{2}) = 0$ при $n_F = 1$. Заметим, что дисперсионная зависимость поперечных волн в используемых безразмерных переменных имеет вид:

$$\overline{\omega}^2(Q) = \overline{\omega}_p^2 + \frac{2c^2}{\varepsilon_0 v_F^2 x^2} Q^2. \qquad (7)$$

Зависимости (4)–(6) от параметра x при $x \ge \sqrt{2}$ показаны на рис. 2. Они представляют главный результат работы.

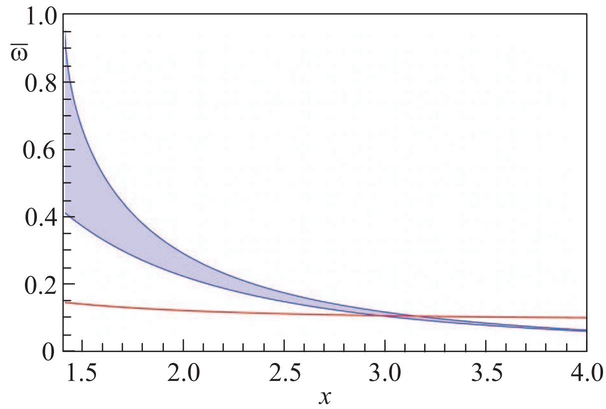

Рис.2. (Цветной онлайн) Зависимости $\overline{\omega}_{\max}$ (верхняя кривая), $\overline{\omega}_{\min}$,(средняя кривая) и $\overline{\omega}_p$ при $a = 0.16$ (нижняя кривая) от параметра x. В ннтервале $\overline{\omega}_{\min} < \overline{\omega} < \overline{\omega}_{\min}$ между верхней и средней кривой затенением показана область, где существует бесстолкновительное циклотронное затухание Ландау

При $\sqrt{2} \le x < x_{\min}$ внешняя электромагнитная волна с фиксированной частотой $\overline{\omega} < \overline{\omega}_{\min}$ будет распространяться без поглощения при уменьшении магнитного поля вплоть до того значения $x = x_{\min}$ параметра x, пока не наткнется на область бесстолкновительного затухания из интервала частот $\overline{\omega}_p < \overline{\omega} < \overline{\omega}_{\min}$. С дальнейшим уменьшением магнитного поля электромагнитная волна вновь будет распространяться без затухания при $x > x_{\max}$, когда частота внешего излучения $\overline{\omega} = \text{const}$, будучи больше плазменной частоты $\overline{\omega}_p$, пересечет кривую $\overline{\omega}_{\max}$ на рис. 2.

Ширина полосы $\Delta\overline{\omega}$ бесстолкновительного циклотронного затухания зависит от величины магнитного поля H и концентрации электронов n_b. Как видно из рис. 2, она максимальна при $n_F = 1$, когда $\Delta\overline{\omega} = 2 - \sqrt{2}$, и уменьшается при увеличении числа заполненных уровней Ландау ($\overline{\omega}_{\max} \approx \overline{\omega}_{\min} \lesssim \overline{\omega}_p$ при $n_F = 5$). Мы рассмотрели случай, когда изменяющимся параметром является величина внешнего магнитного поля. Аналогичное явление смены режима прохождения внешнего электромагнитного поля на режим его поглощения с дальнейшей возможностью прохождения возникает, если при $x = \text{const}$ управляющим параметром является частота электромагнитного поля.

4. Обсуждение. В настоящей работе рассмотрено влияние бесстолкновительного затухания Ландау в дираковских полуметаллах в квантующем магнитном поле на условия распространения в них электромагнитных волн. Неэквидистантность электронного спектра в таких системах приводит к возникновению новых окон прозрачности в областях затухания Ландау при $q \sim k_F$, где могут существовать новые коллективные моды, а также к уширению циклотронного поглощения при $q \approx 0$. Поглощение электромагнитных волн в системах, помещенных в квантующее магнитное поле при $q \approx 0$ обычно наблюдается на циклотронной частоте. В системах, электронный спектр в которых близок к квадратичному, это справедливо в более широких условиях [1]. В дираковских полуметаллах с релятивистским законом дисперсии в ультраквантовом случае, когда заполнено небольшое количество уровней Ландау, возникает интервал циклотронных частот $[\omega_{\min}, \omega_{\max}]$, где существует поглощение электромагнитных волн. Значение ширины интервала зависит от количества заполненных уровней Ландау.

Стандартные условия экспериментального наблюдения циклотронного резонанса $\nu \ll \omega_c$ и $k_B T \ll \hbar\omega_c$ сохраняются по форме и в нашем случае. В случае, если нас интересует частотная зависимость затухания внутри интервала $\Delta\omega = \omega_{\max} - \omega_{\min}$, то для оценки в этих неравенствах следует использовать не циклотронные частоты, а ширину интервала частот $\Delta\omega = \omega_{\max} - \omega_{\min}$. Это необходимо для того, чтобы интервал частот $[\omega_{\min}, \omega_{\max}]$ оказался не "замазан" уширением энергетических уровней, связанным с конечным временем жизни электронных состояний и температурным размытием функции распределения. Модифицированные условия наблюдения должны выглядядеть теперь следующим образом: $\nu \ll \Delta\omega$, $k_B T \ll \hbar\Delta\omega$. Частоты $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ в размерных единицах могут быть записаны в следующем виде

$$\omega_{\min} = -\frac{E_F}{\hbar} + \frac{v_F}{l_H}\sqrt{\frac{E_F^2 l_H^2}{\hbar^2 v_F^2} + 2}, \tag{8}$$

$$\omega_{\max} = \frac{E_F}{\hbar} - \frac{v_F}{l_H}\sqrt{\frac{E_F^2 l_H^2}{\hbar^2 v_F^2} - 2}. \tag{9}$$

Для значений параметров $v_F = 1.5 \cdot 10^8$ см/с и $E_F = 0.25$ эВ ($n_b = 6 \cdot 10^{17}$ см$^{-3}$), при величине внешнего магнитного поля $B = 5$ Тл ($n_F = 4$), условие $k_B T \ll \hbar\Delta\omega$ выполняется при $T = 10$ К. В этом случае $k_B T = 0.0008$ эВ, а $\hbar\Delta\omega = 0.004$ эВ. Границы интервала частот и его ширина равны $\omega_{\min} = 4.4 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $\omega_{\max} = 5.1 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$, $\Delta\omega = 0.7 \cdot 10^{13}$ с$^{-1}$.

В области $q \sim k_F$ частоты $\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ приобретают зависимость от q. Приведем эту зависимость, используя введенные ранее безразмерные переменные (Q, Ω):

$$\Omega_{\min} = -E_F + \sqrt{2Q\sqrt{E_F^2 - n} + E_F^2 + Q^2 + 1}, \tag{10}$$

$$\Omega_{\max} = E_F - \sqrt{-2Q\sqrt{E_F^2 - n - 1} + E_F^2 + Q^2 - 1}. \tag{11}$$

Эти выражения определяют границы новых окон прозрачности, а особенности проводимости вблизи этих границ имеют разный знак. При $\omega \sim 2\omega_{\min/\max}$ расположены области затухания для межзонных переходов, вклад которых в рассмотренных выше областях ($\omega \approx \omega_{\min/\max}$) несущественен.

Из приведенного анализа следует существование нескольких эффектов: (1) смена поляризации поляризованной по кругу электромагнитной волны при изменении магнитного поля и попадании ее частоты вследствие этого в область бесстолкновительного циклотронного затухания, где распространение левополяризованной волны подавлено; (2) управление рассмотренными эффектами с помощью электрического поля, которое ориентированно перпендикулярно магнитному полю [14, 15]. Результаты по изучению структуры поглощения как функции частоты внутри рассмотренного интервала поглощения при произвольных значениях n_F будут представлены в работе [11]. Закон дисперсии новых электромагнитных волн в рассмотренном диапозоне частот, а также закон дисперсии геликона в ультраквантовом пределе при низких частотах мы планируем также представить в работе [11].

Мы благодарны В.Л. Братману, В.И. Гавриленко, В.В. Железнякову, Е.Д. Господчикову, С.В. Еремееву за полезные обсуждения.

Эта работа была частично поддержана грантом РНФ # 18-12-00169.

1. W. Kohn, Phys. Rev. **123**, 1242 (1961).
2. N.P. Armitage, E.J. Mele, and Ashvin Vishwanath, Rev. Mod. Phys. **90**, 15001 (2018).
3. S. Borisenko, Q. Gibson, D. Evtushinsky, V. Zabolotnyy, B. Buechner, and R.J. Cava, Phys. Rev. Lett. **113**, 027603 (2014).

4. Z. K. Liu, B. Zhou, Y. Zhang, Z. J.'Wang, H. M. Weng, D. Prabhakaran, S.-K. Mo, Z. X. Shen, Z. Fang, X. Dai, Z. Hussain, and Y. L. Chen, Science **343**(6173), 864 (2014).
5. M. Neupane, S.-Y. Xu, R. Sankar, N. Alidoust, G. Bian, C. Liu, I. Belopolski, T.-R. Chang, H.-T. Jeng, H. Lin, A. Bansil, F. Chou, and M. Zahid Hasan, Nat. Commun. **5**, 3786 (2014).
6. D. T. Son and B. Z. Spivak, Phys. Rev. B **88**, 104412 (2013).
7. B. Z. Spivak and A. V. Andreev, Phys. Rev. B **93**, 085107 (2016).
8. M. Lv and S.-C. Zhang, Int. J. Mod. Phys. B **27**, 1350177 (2013).
9. В. Я. Демиховский, А. П. Протогенов, УФН **118**, 101 (1976).
10. F. M. D. Pellegrino, M. I. Katsnelson, and M. Polini, Phys. Rev. B **92**, 201407 (2015).
11. A. P. Protogenov, P. M. Echenique, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B (in preparation).
12. S. Das Sarma and E. H. Hwang, Phys. Rev. Lett. **102**, 206412 (2009).
13. E. H. Hwang and S. Das Sarma, Phys. Rev. B **75**, 205418 (2007).
14. V. I. Gavrilenko, A. A. Perov, A. P. Protogenov, R. V. Turkevich, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **97**, 115204 (2018).
15. V. I. Gavrilenko, A. A. Perov, A. P. Protogenov, R. V. Turkevich, and E. V. Chulkov, Phys. Rev. B **97**, 159901 (2018).