

Влияние кулоновского взаимодействия на спектральную плотность электронов и поперечную проводимость слоистых металлов

С. Н. Артеменко¹⁾, С. В. Ремизов

Институт радиотехники и электроники РАН, 101999 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 августа 2001 г.

Взаимодействие электронов с сильно анизотропными плазменными колебаниями приводит к некогерентному вкладу в спектральную плотность электронов, не исчезающему вплоть до энергий, далеких от поверхности Ферми. В сверхпроводящем состоянии это дает структуру пик-провал-горб (peak-dip-hump), похожую на наблюдаемую в слоистых высокотемпературных сверхпроводниках. Некогерентная часть спектральной плотности и электронные переходы с участием плазмонов создают два механизма возникновения конечной проводимости в поперечном направлении при больших напряжениях или частотах.

PACS: 73.21.-b, 73.63.-b, 74.72.-h

Слоистые металлы можно рассматривать как сильно анизотропные кристаллы с малым интегралом переноса между слоями, определяющим ширину электронной зоны в поперечном направлении. В чистых кристаллах переходы электронов между слоями должны быть когерентными, в отличие от искусственных шероховатых туннельных переходов, где параллельная компонента импульса при переходах между слоями не сохраняется. Как известно, в электрическом поле, приложенном к идеально периодическому кристаллу, электрон осциллирует и диссипативный ток не возникает. Конечное сопротивление (и действительная часть проводимости) в направлении, перпендикулярном слоям, возникает из-за рассеяния электронов. На частотах больше обратного времени рассеяния импульса, $1/\tau$, эффективность рассеяния уменьшается, поэтому действительная часть проводимости должна падать с увеличением частоты. Аналогично, если падение напряжения на одном слое $V > \hbar/e\tau$, период колебаний электрона в электрическом поле становится меньше, чем τ , и при дальнейшем росте напряжения проводимость также должна падать. Однако в одном из наиболее исследованных типов слоистых металлов, в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП), конечная проводимость наблюдается даже при напряжениях, превышающих величину сверхпроводящей щели [1–4], которая, в свою очередь, превышает \hbar/τ . Действительная, диссипативная часть проводимости не падает и на высоких частотах [5]. Похожее поведение наблюдалось также в слоистом металле $2H-TaSe_2$ [6].

Кроме того, в электронной спектральной плотности ВТСП, измеренной с помощью фотоэмиссионной спектроскопии с угловым разрешением, наблюдалась структура пик-провал-горб, простирающаяся вплоть до энергий, далеких от поверхности Ферми [7]. Похожая структура наблюдалась ранее с помощью туннельной спектроскопии [8]. Наличие протяженной некогерентной части спектральной плотности может объяснить конечную величину диссипативного тока на высоких частотах [9]. В работах Нормана и др. [10] было показано, что особенности спектральной плотности могут быть обусловлены взаимодействием электронов с некой бездисперсной бозонной модой, предположительно электронного происхождения.

Мы предлагаем механизм возникновения обсуждаемых особенностей, не связанный со специфическими особенностями ВТСП, то есть общий для слоистых металлов. Этот механизм основан на кулоновском взаимодействии и взаимодействии электронов с сильно анизотропными плазменными колебаниями. Подобные колебания должны быть присущи сильно анизотропным слоистым металлам, поскольку частота плазменных колебаний с волновым вектором, перпендикулярным проводящим слоям, пропорциональна малому квадрату интеграла переноса и, соответственно, проводимости в этом направлении. В сверхпроводящем состоянии подобные плазменные колебания проявляются в виде джозефсоновской плазменной моды в ВТСП [11, 12]. Очевидно, что аналогичная слабо затухающая мода должна существовать и в нормальном состоянии на частотах выше частоты столкновений и на длинах волн короче длины свободного пробега, то есть в пределе, когда материал ведет себя как идеальный металл, отклик которого

¹⁾e-mail: art@cplire.ru

на электрическое поле во многом подобен отклику сверхпроводника.

Рассмотрим слоистый металл с периодом s в направлении, перпендикулярном металлическим слоям, связанным малым интегралом переноса t_{\perp} . Гамильтониан системы имеет вид

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{p}, n, \sigma} \left[\frac{p^2}{2m} a_{\mathbf{p}n\sigma}^+ a_{\mathbf{p}n\sigma} + t_{\perp} (a_{\mathbf{p}, n+1, \sigma}^+ a_{\mathbf{p}n\sigma} + a_{\mathbf{p}, n-1, \sigma}^+ a_{\mathbf{p}n\sigma}) \right] + \mathcal{H}_C + \mathcal{H}_{BCS}, \quad (1)$$

где $a_{\mathbf{p}, n, \sigma}^+$ – оператор рождения электрона с компонентой импульса \mathbf{p} вдоль слоя и со спином σ в проводящем слое n , \mathcal{H}_C описывает кулоновское взаимодействие и \mathcal{H}_{BCS} – часть гамильтониана БКШ, приводящего к синглетному спариванию. Для простоты мы будем пользоваться дискретным потенциалом кулоновского взаимодействия электронов, находящихся в слоях n и n' и разделенных расстоянием r_{\parallel} в плоскости слоев, $V_C(r_{\parallel}, n) = e^2 / \sqrt{r_{\parallel}^2 + (n - n')^2 s^2}$. Фурье-образ потенциала имеет вид

$$V_C(\mathbf{q}) = 4\pi e^2 / (q_{\parallel}^2 + \hat{q}_{\perp}^2), \quad (2)$$

где q_{\parallel} – волновой вектор в плоскости слоев, $\hat{q}_{\perp} = (2/s) \sin(q_{\perp} s/2)$, $|q_{\perp}| < \pi/s$ – волновой вектор, полученный при дискретном преобразовании Фурье по номерам слоев.

Мы будем пренебрегать рассеянием электронов на примесях и фононах, поскольку существенные энергии, которые нам потребуются при расчетах, велики по сравнению с \hbar/τ . Мы также опускаем перенормировку эффективной массы и уширение квазичастичного пика в спектральной плотности электронов из-за электрон-электронного рассеяния. Вместо этого мы сосредоточимся на эффектах, связанных с плазменной модой и ее взаимодействием с электронами.

Сначала мы вычислим поляризационный оператор в рамках приближения хаотических фаз и найдем перенормированное кулоновское взаимодействие, \mathcal{V}_C , при нулевой температуре. В нормальном состоянии и в динамическом пределе, $\omega \gg q_{\parallel} v_F$, получим

$$\mathcal{V}_C(\omega, \mathbf{q}) = \frac{4\pi e^2}{(q_{\parallel}^2 + \hat{q}_{\perp}^2)} \frac{\omega^2}{\omega^2 - \omega_{\mathbf{q}}^2}, \quad (3)$$

$$\omega_{\mathbf{q}}^2 = \frac{\omega_p^2 \hat{q}_{\perp}^2 + \Omega_p^2 q_{\parallel}^2}{q_{\parallel}^2 + \hat{q}_{\perp}^2},$$

где $\Omega_p^2 = 2e^2 v_F p_F / s = 4\pi e^2 n / m$ – плазменная частота для параллельной, а $\omega_p = (4t_{\perp} s / \hbar v_F) \Omega_p \ll \Omega_p$ –

для перпендикулярной слоям ориентации волнового вектора. Полюса потенциала (3) определяют спектр плазменной моды. В последующих вычислениях наибольший вклад в интегралы дают большие значения $q_{\perp} \sim s^{-1}$. При таких q_{\perp} частота моды в широком диапазоне между ω_p и Ω_p практически линейно растет с q_{\parallel} , $\omega_{\mathbf{q}} \approx q_{\parallel} \Omega_p / \hat{q}_{\perp}$, а характерная скорость плазмонов в плоскости слоев определяется величиной $\tilde{c} \sim (\kappa s) v_F$, где $\kappa^2 = \Omega_p^2 / 2v_F^2$, $1/\kappa$ – длина экранирования Томаса–Ферми, которую для простоты мы считаем малой по сравнению с периодом s , $\kappa s \gg 1$. Такое соотношение справедливо для ВТСП, где оценка дает $\kappa \sim 10 \text{ nm}^{-1}$, а $s \sim 1.5 \text{ nm}$. Отметим, что $\tilde{c} \gg v_F$, и это обстоятельство позволяет нам использовать в (3) динамический предел.

Отметим некоторую аналогию между взаимодействием электронов с фотонами в квантовой электродинамике и взаимодействием электронов с плазмонами в нашей задаче. Однако в первом случае взаимодействие характеризуется малым параметром $e^2/\hbar c = 1/137$, а у нас соответствующий безразмерный параметр $e^2/\hbar \tilde{c} \sim (e^2/s)/\hbar \Omega_p$ может быть большим или маленьким в зависимости от величины плазменной частоты, то есть от плотности носителей заряда. Сначала мы рассмотрим случай относительно хорошего металла с большой плазменной частотой, когда этот параметр мал. Затем обсудим, что происходит при уменьшении плотности носителей.

В сверхпроводящем состоянии при $\omega, qv_F \ll \Delta$ перенормированный потенциал имеет вид $\mathcal{V}_C = 4\pi e^2 / (q_{\parallel}^2 + \hat{q}_{\perp}^2 + \kappa^2)$, то есть описывает статическое экранирование, и полюса, определяющие плазменную моду, отсутствуют. Они появляются лишь при $\omega, qv_F \gg \Delta$, когда сверхпроводимость мало существенна. Отметим, что джозефсоновская плазменная мода при малых частотах со спектром вида (3) тем не менее присутствует и проявляется в полюсах функции Грина, описывающей флуктуации сверхпроводящего импульса. Эти флуктуации также вносят вклад в изучаемые здесь эффекты, но этот вклад мал по сравнению с кулоновскими эффектами по параметру $(\kappa s)^2$.

Рассмотрим влияние кулоновского взаимодействия на электронную структуру по теории возмущений, вычислив массовый оператор Σ . Главный вклад в Σ дают полюса потенциала \mathcal{V}_C , который приобретает свойства бозонной гриновской функции. Вычисленный массовый оператор не спадает вплоть до очень больших энергий порядка Ω_p , а при энергиях много меньше Ω_p он дает следующую электронную функцию Грина в нормальном состоянии:

$$G = \frac{1}{(\varepsilon - \xi_p)[1 + g_0 + igF(\varepsilon - \xi_p)/\Omega_p]}, \quad (4)$$

$$g = \frac{\pi e^2}{\hbar s \Omega_p}, \quad g_0 = g \int_0^\infty \frac{d\mathbf{q} s \Omega_p}{2\pi^3 \omega_{\mathbf{q}}(q_{\parallel}^2 + \hat{q}_{\perp}^2)},$$

где $\xi_p = p^2/2m - \varepsilon_F$, а F – медленно меняющаяся функция, равная 1 при $\varepsilon \ll \xi_{\kappa s}$ и 1/2 при $\varepsilon \gg \xi_{\kappa s}$. Формально интеграл для g_0 логарифмически расходится при больших q_{\parallel} , но становится конечным, если учесть, что интегрирование по q_{\parallel} ограничено зоной Бриллюэна или принять во внимание точную форму зависимости $\omega_{\mathbf{q}}$ при $q_{\parallel} \sim \kappa$. В результате получим $g_0 \sim g \ln sq_F$ или $g_0 \sim g \ln \kappa s$, соответственно. Точное выражение для g_0 определяется конкретной энергетической структурой металла вдали от поверхности Ферми.

Спектральная функция электронов $A = \text{Im } G/\pi$ состоит из квазичастичного пика, величина которого уменьшается при уменьшении плотности носителей заряда, и протяженной некогерентной части. При $\varepsilon \ll \Omega_p$ с точностью до линейных членов по g

$$A = \frac{\delta(\varepsilon - \xi_p)}{1 + g_0} + \frac{gF}{\pi \Omega_p}. \quad (5)$$

Для сверхпроводящего состояния формула (5) применима при $\varepsilon \gg \Delta(\kappa s)$. При меньших энергиях второе слагаемое в спектральной функции оказывается малым, поскольку его дают плазмонные полюса потенциала, а при энергиях меньше Δ таких полюсов нет. В результате в спектральной плотности появится провал при энергиях $\varepsilon < \Delta(\kappa s)$. Это приводит к появлению в сверхпроводящем состоянии структуры пик-провал-горб, похожей на наблюдаемую в слоистых ВТСП в направлении $(0, \pi)$, соответствующем максимуму сверхпроводящей щели. Однако наш анализ на основе простой модели, изотропной в плоскости слоев, не может претендовать на количественное описание спектральной плотности в ВТСП.

Отметим, что хотя формально уравнения (4), (5) применимы лишь при $T = 0$, расчет для конечных температур показывает, что их можно применять при температуре меньше энергий плазмонов, дающих основной вклад в интеграл в (4), то есть при $kT \ll \hbar v_F/s, \varepsilon_F, \Omega_p$.

Обсудим теперь, как изменятся результаты при увеличении параметра g , определяющего величину взаимодействия. В общем случае следует решать уравнение Дайсона для перенормированной функции Грина с учетом вершинной части. Диаграммы, входящие в вершинную часть, как и массовый оператор

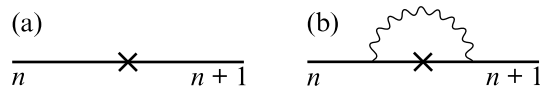
содержат большие вклады, связанные с плазмонными полюсами перенормированного потенциала взаимодействия. Но анализ показывает, что учет вершинных поправок не приводит к качественному изменению результатов и с точностью до постоянных факторов можно пользоваться выражениями (4), если считать, что в формулы для g и g_0 входит перенормированная плазменная частота, в то время как спектр плазмонов и плазменная частота перенормируются, $\Omega_p \rightarrow \Omega_{p0}/(1 + g)$, $\omega_{\mathbf{q}} \rightarrow \omega_{\mathbf{q}0}/(1 + g)$, где индекс 0 относится к перенормированным частотам.

Для вычисления тока при больших напряжениях мы воспользуемся неравновесной диаграммной техникой Келдыша. Плотность тока между слоями n и $n + 1$ выражается через функции Грина, недиагональные по номеру слоя:

$$j_{n,n+1} = \int \frac{2et_{\perp}}{\hbar} (G_{n n+1}^{12} - G_{n+1 n}^{21}) \frac{d\varepsilon d\mathbf{p}_{\parallel}}{2\pi^3}, \quad (6)$$

где верхние индексы относятся к временному контуру, а нижние описывают номер слоя.

На рисунке представлены диаграммы для $G_{n n+1}^{12}$, соответствующие двум основным механизмам возникновения линейной проводимости. Сплошные и волнистые линии обозначают соответственно перенормированные функции Грина и кулоновский потенциал, а кресту соответствует t_{\perp} . Эти диаграммы дают строгий результат во втором порядке по взаимодействию и качественно описывают ток при больших g . Диаграммы с большим числом кулоновских линий либо дают малые поправки по параметру V/Ω_p , либо отвечают перенормировке вершинной части, что не приводит к качественному изменению результатов.



Диаграммы для недиагональных по номеру слоя функций Грина, дающие основной вклад в ток в направлении поперек слоев

При когерентном туннелировании процесс, описываемый диаграммой рисунка а, дает вклад в ток в нормальном состоянии при падении напряжения на одном слое $eV \gg \hbar/\tau$ (и при $V \gg \Delta$ в сверхпроводящем состоянии) только вследствие перенормировки, дающей некогерентную часть спектральной плотности. Предполагая $eV \gg \hbar\omega_p$ (но $eV \gg \hbar\Omega_p$), мы по-

лучим линейную вольт-амперную характеристику с проводимостью

$$\sigma_1 = \frac{e^2 m s t_{\perp}^2}{\pi \hbar^4 \Omega_p} \frac{g}{(1 + g_0)^3} \left[1 + \frac{S_p}{2\pi p_F^2} \right], \quad (7)$$

где S_p – площадь двумерной зоны Бриллюэна металлического слоя. Сравнивая уравнение (7) со стандартным выражением для проводимости $\sigma = \omega_p^2 \tau / 4\pi$, мы видим, что роль эффективного времени рассеяния в σ_1 играет $\pi \hbar [1 + S_p / (2\pi p_F^2)] / 8\varepsilon_F$. Диаграмма рисунка а дает вклад также в проводимость сверхпроводника с d -спариванием при $V < \Delta$ из-за процессов перехода квазичастиц через сверхпроводящую щель [13], причем в качестве эффективного времени рассеяния выступает $\pi \hbar / 16\Delta$, где Δ – максимальное значение щели.

Диаграмма рисунка б описывает вклад в проводимость за счет электронных переходов с испусканием или поглощением плазмона. Ее вклад в ток имеет очевидный физический смысл:

$$j = \int dk dp dp' e^{iks} \frac{4e^3 t_{\perp}^2 \omega_{\mathbf{q}}}{\pi^3 \hat{q}_{\perp}^2 V^2} \times \\ \times [n_{\mathbf{p}}(1 - n_{\mathbf{p}'}) + N_{\mathbf{q}} - (1 - n_{\mathbf{p}})n_{\mathbf{p}'} N_{\mathbf{q}}] \times \\ \times [\delta(\xi_p - \xi_{p'} + V + \omega_{\mathbf{q}}) - \delta(\xi_p - \xi_{p'} - V + \omega_{\mathbf{q}})], \quad (8)$$

где $n_{\mathbf{p}}$ и $N_{\mathbf{q}}$ – функции распределения Ферми и Планка электронов и плазмонов, соответственно. Вычисляя интегралы при $eV \gg \hbar\omega_p, \Delta$, получаем линейную проводимость

$$\sigma_2 = \frac{e^2 p_F t_{\perp}^2}{3\pi^3 \hbar^4 \Omega_p^2} \frac{g}{(1 + g_0)^3}. \quad (9)$$

При наших предположениях первый вклад в проводимость больше второго, $\sigma_1 / \sigma_2 \sim \kappa s$.

Выражения (7), (9) получаются и для действительной части проводимости на частотах $\omega \gg \hbar\omega_p, \Delta$, поскольку линейный отклик описывается такими же диаграммами, в которых напряжение V заменено частотой ω .

Обсудим теперь соотношение результатов расчета с экспериментальными данными, большая часть которых получена на ВТСП. Наш подход, основанный на учете кулоновских эффектов и не содержащий предположений о каких-либо специальных бозонных модах, качественно описывает появление в таких материалах структуры пик-провал-горб в спектральной

плотности электронов и предлагает механизмы проводимости в направлении, перпендикулярном слоям при больших напряжениях или частотах. Однако в нашей простой модели не учитываются особенности электронной структуры ВТСП, такие как наличие почти плоских участков поверхности Ферми в направлениях $(0, \pi)$, особенности Ван Хофа вблизи поверхности Ферми и угловая зависимость t_{\perp} и Δ . Поэтому количественное описание невозможно без учета деталей электронной структуры конкретных слоистых металлов.

Результаты расчета проводимости в рамках нашей простой модели не противоречат экспериментальным данным. Величина проводимости $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_x$, измеренная при $V > \Delta$, в несколько раз больше проводимости при малых напряжениях $V < \Delta$ [1, 4, 3]. Рассчитанная проводимость при больших напряжениях в качестве эффективной частоты рассеяния содержит энергию Ферми, а при малых – сверхпроводящую щель Δ . При изотропном интеграле переноса между слоями t_{\perp} это означало бы, что проводимость при больших напряжениях меньше, чем при малых. Но если t_{\perp} анизотропен и определяется переходами через вершинные кислородные атомы (см. обзор [14]), соотношение между проводимостями может оказаться противоположным, так как проводимость при малых напряжениях определяется квазичастицами вблизи узлов сверхпроводящей щели, где интеграл переноса мал, а в переходы между слоями при $V > \Delta$ дают вклад квазичастицы с любыми направлениями импульса и проводимость определяется большими значениями t_{\perp} . Таким образом, для количественного описания требуется детальный учет анизотропии электронного спектра материала.

Мы благодарны К. Э. Нагаеву и А. Г. Кобелькову за полезные обсуждения. Работа была поддержана проектом # 01-02-17527 Российского фонда фундаментальных исследований и проектом # 96053 Российской государственной программы по сверхпроводимости.

1. Yu. I. Latyshev, T. Yamashita, L. N. Bulaevskii et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 5345 (1999).
2. M. Suzuki, T. Watanabe, and A. Matsuda, Phys. Rev. Lett. **82**, 5361 (1999).
3. V. M. Krasnov, A. Yurgens, D. Winkler et al., Phys. Rev. Lett. **84**, 5860 (2000).
4. R. Kleiner and P. Müller, Phys. Rev. **B57**, 14518 (1998).
5. S. Tajima, J. Schützmann, S. Miyamoto et al., Phys. Rev. **B55**, 6051 (1997).

6. B. Ruzicka, L. Degiorgi, H. Berger et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 4136 (2001).
7. D. S. Dessau, B. O. Wells, Z.-X. Shen et al., *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2781 (1993).
8. Qiang Huang, J. E. Zasadinski, K. E. Gray et al., *Phys. Rev.* **B40**, 9366 (1989).
9. L. B. Ioffe and A. J. Millis, *Phys. Rev.* **B61**, 9077 (2000).
10. M. R. Norman and H. Ding, *Phys. Rev.* **B57**, R11089 (1998); M. Eschrig and M. R. Norman, *Phys. Rev. Lett.* **85**, 3261 (2000).
11. T. Mishonov, *Phys. Rev.* **B44**, 12033 (1991); **50**, 4004 (1994); С. Н. Артеменко, А. Г. Кобельков, *Письма в ЖЭТФ* **58**, 435 (1993); M. Tachiki, S. Koyama, and M. Takahashi, *Phys. Rev.* **B50**, 7065 (1994).
12. Ophelia K. C. Tsui, N. P. Ong, Y. Matsuda et al., *Phys. Rev. Lett.* **73**, 724 (1994); Y. Matsuda, M. B. Gaifullin, K. Kumagai et al., *Phys. Rev. Lett.* **75**, 4512 (1995).
13. С. Н. Артеменко, *Письма в ЖЭТФ* **70**, 526 (1999).
14. O. K. Andersen, A. I. Liechtenstein, O. Jepsen et al., *J. Phys. Chem. Solids* **56**, 1573 (1996).