Электронная проводимость квазикристаллов при низких температурах

Ю. Х. Векилов[1], *Э. И. Исаев*

Московский государственный институт стали и сплавов, 119991, Москва, Россия

Поступила в редакцию 25 марта 2002 г.

После переработки 29 апреля 2002 г.

Совершенный квазикристалл при низких температурах находится в "критическом" состоянии перехода металл – диэлектрик. На "критических" волновых функциях получена степенная температурная зависимость проводимости, экспериментально наблюдаемая при $T < 5\,\mathrm{K}$ в икосаэдрической фазе Al–Pd–Re. Возможность реализации закона Мотта для прыжковой проводимости, также наблюдавшегося на образцах Al–Pd–Re, объясняется делокализацией электронных состояний в импульсном пространстве.

PACS: 71.23.Ft

Квазикристаллы имеют конечный электронный вклад в теплоемкость (плотность состояний на уровне Ферми мала, но конечна), отрицательный температурный коэффициент электросопротивления с отношением сопротивлений $\mathcal{R} = \rho(4.2\,\mathrm{K})/\rho(300\,\mathrm{K})$, меняющимся в пределах от нескольких единиц до 200 и даже выше, в зависимости от объекта и качества образца, и низкую остаточную проводимость, уменьшающуюся по мере совершенства образца и отжига дефектов. Отношение сопротивлений $\mathcal{R}$, как правило, является мерой совершенства образца: чем больше $\mathcal{R}$, тем совершеннее образец, тем меньше остаточная проводимость.

Измерения проводимости при низких температурах показывают, что совершенные квазикристаллы ведут себя подобно обычным неупорядоченным объектам (неупорядоченные металлы, легированные полупроводники) вблизи перехода металл – диэлектрик. Для икосаэдрического квазикристалла i–Al–Pd–Re при $T < 20\,\mathrm{K}$ на образцах с различными $\mathcal{R}$ обычно наблюдается корневая температурная зависимость проводимости $\sigma \sim T^{1/2}$. При $T < 5\,\mathrm{K}$ эта зависимость для образцов с $\mathcal{R}$ порядка 20 и выше, сменяется зависимостью $\sigma \sim T^{1/3}$ [1, 2]. В ряде случаев для образцов с большими $\mathcal{R}$ ($\sim \triangle\bigtriangledown$ и выше) наблюдается прыжковая проводимость с переменной длиной прыжка (VRH), описываемая или законом Мотта $\sigma = \sigma_0 \exp\left[-(T_0/T)^{1/4}\right]$ или законом Эфроса–Шкловского $\sigma = \sigma_0 \exp\left[-(T_0'/T)^{1/2}\right]$ [2] (см. также обзор экспериментальных данных в [7]).

Как известно из теории перехода металл – диэлектрик (переход Андерсона), при приближении к переходу в диэлектрическую (металлическую) фазу корреляционная длина ξ (со стороны изолятора – длина локализации) стремится к бесконечности. Согласно теории подобия перехода Андерсона для взаимодействующих электронов [3] в этой области при $L < L_T$ и $\xi \ll L_T, L$ – размер образца, $L_T = \sqrt{D\hbar/T}, D$ – коэффициент диффузии, поправка к проводимости пропорциональна $\sqrt{T}$. В самой критической области при $\xi \gg L_T > L, \sigma \sim T^{1/3}$.

Известно, что вблизи точки перехода металл – диэлектрик волновые функции электронов не являются ни протяженными, ни экспоненциально затухающими, а убывают с расстоянием по степенному закону ("критические" волновые функции). Точно так же ведут себя волновые функции в трехмерном совершенном квазикристалле, $\Psi \sim r^{-\alpha}$ [4, 5]. Покажем, что для критических волновых функций в квазикристалле реализуется температурная зависимость проводимости, близкая к $\sigma \sim T^{1/3}$.

Рассмотрим квазикристалл как структурный предел последовательности периодических аппроксимант с увеличивающимся периодом и будем исходить из модели ферми-поверхности с большим числом электрон-дырочных карманов (fractional Fermi surface model, FFS) [6]. В работе [7] было показано, что в рамках FFS модели можно объяснить не только степенной температурный ход проводимости, но и возможность VRH проводимости в квазикристалле, учитывая туннелирование через щели, образованные брэгговскими отражениями; при этом, как и должно быть, закон Мотта получается на экспоненциально затухающих волновых функциях.

Следуя [7], рассмотрим режим VRH и вычислим туннельный интеграл на "критических" волновых

[1]e-mail: yuri_vekilov@yahoo.com

функциях $\psi \sim r^{-\alpha}$ и, согласно процедуре Мотта, определим проводимость

$$\sigma \sim I \exp(-\Delta E/kT), \tag{1}$$

где $\Delta E = 3/4\pi\ R^3 N(E_F)$ – наименьшая энергия активации для перескока на расстояние R и I – туннельный интеграл

$$I \sim |R^{-\alpha}|^2 \equiv \exp(-2\alpha\ \ln R) \tag{2}$$

Выражение

$$\exp(-2\alpha\ \ln R)\exp(-\Delta E/kT) \tag{3}$$

максимально, когда показатель экспоненты

$$-2\alpha \ln R - \Delta E/kT \tag{4}$$

минимален. Подставляя в (4) ΔE, минимизируя (4) по R, определяем оптимальную длину прыжка и непосредственно получаем для проводимости

$$\sigma \sim T^{2\alpha/3}. \tag{5}$$

Численные оценки показателя α в приближении сильной связи и полученные методом статистики уровней для ряда периодических аппроксимант модельного квазикристалла [4, 5] дают величину порядка 0.6–0.8. Совпадение полученной зависимости $\sigma \sim T^{2\alpha/3}$ с экспериментом можно считать разумным, учитывая грубость модели, а также неточности обработки результатов измерений проводимости при низких температурах. Таким образом, результат, полученный в микроскопической модели, совпадает с предсказаниями масштабной теории локализации [3] для критической области перехода металл – диэлектрик.

Вывести закон Мотта $\sigma \sim \exp[-(T_0/T)^{1/4}]$ на "критических" волновых функциях нельзя [7]. Он получается для хорошо локализованных, экспоненциально затухающих волновых функций. В то же время закон Мотта в квазикристаллах экспериментально наблюдаем, хотя волновые функции "критические". Парадокс можно разрешить, рассматривая локализацию электронных состояний в квазикристалле в импульсном (обратном) пространстве (подобно тому, как это сделано Альтшулером и Левитовым [8] в задаче о слабом хаосе в квантовой проблеме Кеплера, отображенной на задачу движения электрона в периодической решетке рассеивателей).

Вблизи щелей спектра, образованных взаимодействием FFS с гранью зоны Бриллюэна при условии, что $|U_{g-g'}| > |E_g - E_{g'}|$, $U_{g-g'}$ – Фурье компонента решеточного потенциала, g, g' – векторы обратной решетки (для квазикристалла множество $\{g\}$ – плотное), возможно появление резонансов (а также резонансов самих резонансов) и последующая делокализация электронных состояний в импульсном пространстве [8]. Это должно привести к появлению экспоненциально затухающих электронных состояний в реальном пространстве, которые и "ответственны" за закон Мотта [7]. Условие возникновения резонансов $|U_{g-g'}| > |E_g - E_{g'}|$ в квазикристалле вполне реализуемо, например, для щелей, соответствующих векторам обратной решетки, образующим квазизону Бриллюэна (первые яркие рефлексы на дифракционной картине), и наблюдение закона Мотта является экспериментальным подтверждением их существования.

Авторы выражают благодарность Российскому фонду фундаментальных исследований (грант # 00-02-17668) и NWO (Королевство Нидерландов, грант # 047-008-016), и Королевской Шведской Академии Наук и Департаменту по науке, и технологиям Московского правительства (грант # 1.1.240) за финансовую поддержку, С. И. Мухину и Д. В. Ливанову – за полезные дискуссии.

1. J. Delahaye and C. Berger, Phys. Rev. **B64**, 094203 (2001).
2. V. Srinivas, M. Rodmar, R. König et al., Phys. Rev. **B65**, 094206 (2002).
3. Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **33**, 349 (1983).
4. Д. В. Оленев, Э. И. Исаев, Ю. Х. Векилов, ЖЭТФ **113**, 1109 (1998).
5. Yu. Kh. Vekilov, E. I. Isaev, and S. F. Arslanov, Phys. Rev. **B62**, 14040 (2001).
6. S. E. Burkov, A. A. Varlamov, and D. V. Livanov, Phys. Rev. **B53**, 11504 (1996).
7. Ю. Х. Векилов, Э. И. Исаев, Д. В. Ливанов, ЖЭТФ **121**, 203 (2002).
8. B. L. Altshuler and L. S. Levitov, Phys. Rep. **288**, 487 (1997).