

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ РЕСПУБЛИКИ БЕЛАРУСЬ

**БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
ИНФОРМАТИКИ И РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ**

ВЫСШИЙ КОЛЛЕДЖ СВЯЗИ

3-я МЕЖДУНАРОДНАЯ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКАЯ КОНФЕРЕНЦИЯ

**Современная технология
гибридных интегральных микросхем
включая элементы сверхпроводниковой электроники**

МАТЕРИАЛЫ КОНФЕРЕНЦИИ

Нарочь 1994

ПРИМЕСНАЯ ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ В МЕТАЛЛАХ

Известно, что свойства "малых образцов", линейные размеры которых сравнимы с длиной фазовой когерентности волновой функции, имеют несамоусредняющиеся кинетические характеристики. Это, в целом, является следствием волновых свойств электронов проводимости [1-3]. В данном сообщении показано, что волновые свойства имеют место и дают ощутимый вклад в кинетические коэффициенты не только в "малых образцах". Другими словами, присутствие своеобразной интерференции амплитуд перехода через различные промежуточные состояния приводит, в рамках принципа суперпозиции, к появлению дополнительного канала рассеяния электронов проводимости.

Здесь в квазиклассическом приближении рассмотрена задача влияния корреляции последовательных актов рассеяния на примесных атомах на электрическую проводимость в металлических системах. Для анализа используем кинетическое уравнение и, в частности, его интеграл столкновений $I(f)$:

$$\frac{\partial f}{\partial p} eE = I(f) \quad (1)$$

Здесь f - функция распределения плотности вероятности, p и e - квазиимпульс и заряд электрона, E - напряженность электрического поля.

В рамках борновского приближения при взаимодействии с примесями, которые принимаются немагнитными, вероятность рассеяния электрона проводимости, как известно, представима в виде:

$$\frac{2\pi}{\hbar} \int |U_{pp'}|^2 \delta(\varepsilon(p) - \varepsilon(p')) \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} V \quad (2)$$

здесь $U_{pp'}$ - матричный элемент энергии электрон-примесного взаимодействия с потенциалом $U(r) = \sum_i u(r-R_i)$; R_i - радиус-вектор примесного атома. Для используемых здесь блоговских функций матричный элемент имеет следующую форму:

$$U = \frac{1}{V} \sum_i \exp \left[-i(p-p') \cdot \frac{R_i}{\hbar} \right] u_{pp'}$$

Если примесные атомы одинаковы и занимают эквивалентные положения в ячейках кристалла, вероятность рассеяния равна:

$$\frac{2\pi}{\hbar V} \int |u_{pp'}|^2 \sum_{i,k} \exp(R_i R_k) \delta[\varepsilon(p') - \varepsilon(p)] \frac{d^3 p}{(2\pi\hbar)^3} \quad (3)$$

$$\text{здесь } (R_i, R_k) = \frac{-i(p-p')(R_i - R_k)}{\hbar};$$

$$u_{pp'} = \int u(r) v_p^*(r) v_{p'}(r) \exp\left[\frac{-i(p-p')r}{\hbar}\right] dV$$

Выделим интегрирование по энергии и заменим $f(p)$ суммой равновесной f_0 и неравновесной f_1 поправок. В присутствии слабого электрического поля для сферической поверхности Ферми $f_1(p) = pE\eta(\varepsilon)$, где $\eta(\varepsilon)$ - функция энергии, и интеграл столкновений можно представить в терминах обратного времени релаксации:

$$\tau^{-1} = \int W(\theta)(1 - \cos \theta) \left[\sum_{i,k} \exp(R_i R_k) \right] \frac{d\Omega}{4\pi V} \quad (4)$$

$$W(\theta) = \frac{\pi}{\hbar} |u(\theta)|^2 \nu(\varepsilon); \quad u(\theta) = u; \quad \nu(\varepsilon) = \frac{2}{(2\pi\hbar)^3} \int \frac{dS}{v(p')}$$

здесь θ - угол между p и p' .

Индексы i и k в (4) независимо пробегает значения от 1 до N_i , где N_i - число примесных атомов, так что имеется N_i^2 членов, которые неравнозначны по величине. Обычно предполагают, что, в силу хаотичности расположения атомов примеси, вероятность рассеяния можно усреднять по их положениям, в результате чего сумма становится равной N_i . То есть предполагается суммирование вероятностей перехода через независимые промежуточные базисные состояния. Тем не менее, вид показателя экспоненты (4) таков, что слабое осциллирование суммируемых функций может быть обеспечено и для несовпадающих по i и k функций. Это означает определенную корреляцию между актами рассеяния на различных примесных атомах, когда произведение амплитуд, соответствующих разным промежуточным состояниям, дает дополнительный интерференционный вклад, что означает своеобразную зависимость различных возможных путей перехода.

Просуммируем (4) по i и k , и полученную сумму, включающую сильно и слабо осциллирующие функции, усредним по ориентациям,

обращая внимание на те значения углов θ' для $i \neq k$, которые обеспечивают малость скалярного произведения типа

$$(|p| - |p'|) \cos \theta' |R_i| \hbar^{-1}$$

Величина углового диапазона θ' , который дает ощутимый вклад в интеграл столкновений, соответствует малой области углов:

$$d\theta' \approx \frac{\pi \hbar}{N_1 (|p| - |p'|) \Delta R}$$

здесь ΔR - среднее расстояние между примесными атомами.

Ввиду этого результат слабо зависит от конкретной процедуры усреднения по ориентациям. Учитывая, что телесный угол $d\Omega' \sim \sin \theta' d\theta' \sim d\theta'$ ($\theta' \approx \frac{\pi}{2}$, полярная ось направлена вдоль $p-p'$), находим, что суммирование в (4) по индексам $i \neq k$ дает вклад в τ^{-1} :

$$\frac{N_1 \hbar}{(|p| - |p'|) \Delta R}$$

Суммирование по углу θ между электронными импульсами до акта рассеяния p' и после него p приводит к коэффициенту порядка единицы.

Таким образом учет скоррелированных актов рассеяния электронов проводимости на примесях приводит к увеличению обратного времени релаксации. Так как $\Delta R \propto a c^{-1/3}$, где a - постоянная решетки и c - концентрация атомов примеси, получаем:

$$\tau^{-1} \sim N_1 (1 + c^{1/3})$$

При $c \approx 10^{-6}$ дополнительный вклад составляет единицы процента, а при $c \approx 10^{-3}$ эффективное время релаксации увеличивается на десятки процентов.

Проведенный анализ показывает, что даже в квазиклассическом приближении рассеяние электронов проводимости на атомах примеси необходимо рассматривать с учетом своеобразной корреляции между промежуточными состояниями. В рамках понятий, определяющих флуктуации физических величин, можно представить $\langle \tau^{-1} \rangle$ как результат усреднения вероятности рассеяния по положениям атомов примеси. Среднее же от квадрата обратного времени релаксации $\langle \tau^{-2} \rangle$ больше по величине, поскольку оно определяется дополнительным

вкладом от интерференции амплитуд рассеяния на разных промежуточных состояниях. Установленная ранее величина определяет нижнюю границу корреляционной поправки, поскольку осциллирующие функции в этих условиях знакопостоянны, и вес эффективной интерференции по крайней мере в два раза больше полученных оценок. Таким образом относительная флуктуация составляет

$$\frac{\langle \tau^{-2} \rangle - \langle \tau^{-1} \rangle^2}{\langle \tau^{-1} \rangle^2} \approx c^{1/3}$$

и степень разброса значений сопротивления и проводимости от образца к образцу тем больше, чем больше концентрация примесных атомов. Причем слабая степенная зависимость флуктуационной добавки обеспечивает устойчивость реализации такого вида интерференционного механизма в образцах различной степени чистоты и физического совершенства.

Работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Беларуси (проект N Ф40-249).

ЛИТЕРАТУРА

1. R. A. Webb, S. Washburn, Physics Today, 12(1988)46.
2. Y. Imry, In: Directions in Condensed Matter Physics, eds. G. Grinstein, G. Masenko, World Scientific, Singapore, 1986.
3. Б. Л. Альтшулер, Б. Э. Спивак, Письма в ЖЭТФ, 42(1985)363.