

муфельных печах происходит плавление и разделение металлов по типам. В результате переработки получается несколько видов металлов, которые в дальнейшем используются по назначению, не загрязняя окружающую среду.

В ходе таких занятий студенты охотно занимаются творчеством, поиском новых решений, применяют их к ситуации. Результаты научных исследований студентов составляют основу докладов на студенческих конференциях, дипломных и конкурсных работ.

Литература

1. Зезин, А. Б. Полимеры и окружающая среда / А. Б. Зезин // Соросовский образовательный журнал. – 1996. – № 2. – С. 57–64.
2. О превышении нормативов выбросов/сбросов загрязняющих веществ предприятиями Республики Беларусь // Информационный бюллетень РУП «Бел НИЦ Экология». – Минск, 2006. – № 23. – 96 с.
3. Докурно, Г. С. Проблема обращения с отходами производства в Республике Беларусь / Г. С. Докурно, А. В. Малащенко // Экологический вестник. – 2015. – Т. 33, № 3. – С. 45–53.

УДК 537.311.31

Изучение влияния квантовых поправок к проводимости в области низких температур для неупорядоченных материалов

Борисов В. А.

Белорусский национальный технический университет
Минск, Республика Беларусь

Во многих материалах присутствуют неоднородности. Они приводят к тому, что классическая теория Друде не выполняется. Таким образом, необходимо рассматривать квантовые поправки, которые влияют на электропроводность. Использование этих особенностей для разработки приборов и датчиков требует необходимости понимания процессов, подбор параметров и изучение зависимости электропроводности от температуры и макроскопических параметров.

Цель исследования: рассмотреть условия наблюдения слабой локализации, которая возникает в неупорядоченных материалах, подбор параметров металла, при которых может наблюдаться антилокализация.

Для чистых металлов при низкой температуре зависимость сопротивления от температуры выходит на насыщения при исчезновении рассеяния на фононах. Рассеяние происходит только на дефектах структуры (рис. 1).

Однако для некоторых образцов наблюдается аномальное поведение сопротивления. Это объясняется двумя эффектами: 1) электро-электронное взаимодействие и 2) слабая локализация.

Слабой локализацией называется квантовая поправка к металлической проводимости, обусловленная волновыми свойствами электрона, проявляющимися на фоне диффузионного движения при большом количестве упругих рассеивателей.

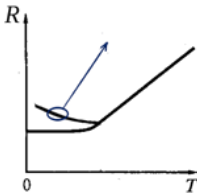


Рис. 1. Зависимость сопротивления от температуры для типичных металлов и отклонение зависимости за счет поправки к классической электронной теории Друде

Эффект слабой локализации возникает за счет интерференции волновых функций электрона, описавшего замкнутую траекторию и вернувшегося в исходную точку за счет упруго рассеяния на примесях для двух противоположных направлений движения. В этом случае электрон имеет фиксированную проекцию спина $+1/2$ или $-1/2$. Однако все меняется при наличии спин-орбитального взаимодействия, когда спин электрона может переворачиваться при упругом рассеянии. Тогда движения по двум траекториям в одном направлении переме-

шиваются. Спин-орбитальное взаимодействие – в квантовой физике взаимодействие между движущейся частицей и ее собственным магнитным моментом, обусловленным спином частицы [3].

Антилокализация – эффект подавления слабой локализации при повороте спина за счет спин-орбитального взаимодействия.

Зависимость проводимости σ от магнитного поля B с учетом эффекта слабой локализации для неупорядоченных металлов задается следующим выражением:

$$\sigma(B) = \frac{e^2}{\pi h} \frac{3}{2} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{h}{4e} \cdot \frac{1}{L_1^2 B} \right) - \ln \left(\frac{h}{4e} \cdot \frac{1}{L_1^2 B} \right) \right] - \frac{e^2}{\pi h} \frac{1}{2} \left[\Psi \left(\frac{1}{2} + \frac{h}{4e} \cdot \frac{1}{L_1^2 B} \right) - \ln \left(\frac{h}{4e} \cdot \frac{1}{L_1^2 B} \right) \right],$$

где Ψ – дигамма-функция; h – постоянная Планка; e – заряд электрона; L_1 , L_0 – длины, характеризующие процессы потери фазы волновой функции

электронов в процессе неупругого рассеяния на примесях и в результате спин-орбитального взаимодействия.

Они, в свою очередь, представляют собой комбинации параметров

$$\frac{1}{\sqrt{L_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_I}} + \frac{4}{3} \frac{1}{\sqrt{L_{SO}}} + \frac{2}{3} \frac{1}{\sqrt{L_f}},$$

$$\frac{1}{\sqrt{L_0}} = \frac{1}{\sqrt{L_I}} + 2 \frac{1}{\sqrt{L_{Sf}}},$$

где L_X – длина рассеяния ($X = O, \Phi, SO, Sf$): L_O – упругого, L_Φ – неупругого, L_{SO} – за счет спин-орбитального взаимодействия, L_{Sf} – на магнитной примеси [2].

Длина рассеяния связана со временем рассеяния выражением

$$L_x = \sqrt{D \cdot \tau_x},$$

где D – коэффициент диффузии.

Были взяты типичные условия параметра $L_0 = 0.5$ мкм. И варьировалось значение параметра L_1 от 0,03 до 0,5 мкм. Результаты предоставлены на рис. 2.

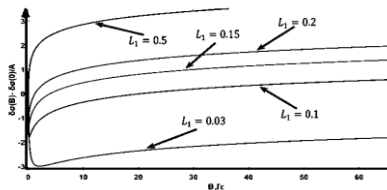


Рис. 2. Зависимость проводимости от магнитного поля при фиксированном L_0

По мере увеличения параметра L_1 эффект антилокализации становился все меньше и после какого-то значения параметра $L_1 \approx 0,15$ мкм совсем исчезает. Это объясняется тем, что при малых полях доминирует спин-орбитальное взаимодействие, которое напрямую зависит от величины приложенного магнитного поля. Если время, за которое электрон описывает замкнутую траекторию меньше времени спин-орбитального рассеяния τ_{SO} , тогда в этом случае поворота спина не происходит, и, как следствие, спин-орбитальное взаимодействие отсутствует [3].

Когда время, за которое электрон описывает замкнутую траекторию, лежит между временем спин-орбитального рассеяния τ_{SO} и временем упругого рассеяния τ_0 , тогда оставшаяся после переворотов спина интерференционная добавка не уменьшает, а увеличивает проводимость.

Варьируя значения L_0 , фиксировались значения параметра L_1 , при котором наблюдался эффект антилокализации. На рис. 3 изображена кривая в логарифмическом масштабе, которая показывает, что при выборе параметров таких, что они попадают ниже кривой, будет наблюдаться эффект антилокализации, в противном случае нет.

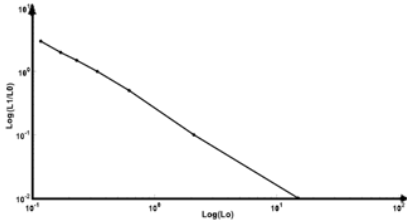


Рис. 3. Кривая для наблюдения эффекта антилокализации

Из литературных источников взяты типичные значения параметров. Длина потери фазы за счет спин-орбитального взаимодействия $L_{SO} = 0,3$ мкм. Строились кривые магнитосопротивления для двух случаев. Длина, определяющая вращение спина в результате взаимодействия с рассеивающим центром $L_{sf} = \infty$ для графиков, что означает отсутствие магнитных примесей.

И диффузная длина потери фазы (равная при текущих условиях L_0) $L_\phi = 1$ мк $(1 \cdot K/T)^2$. Из рис. 4 видно, что эффект антилокализации ярко выражен при 1 К и по мере увеличения температуры исчезает вовсе.

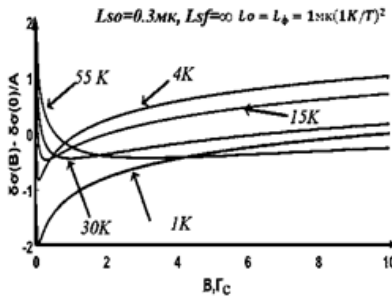


Рис. 4. Зависимость проводимости от внешнего магнитного поля при разных температурах

При 4 К эффект становится слабее, при 15 К – едва заметен и при 30 К уже не наблюдается.

В результате работы были обнаружены условия, при которых наблюдается эффект слабой локализации, найдены соотношения между параметрами для наблюдения антилокализации при разной температуре.

Литература

1. Rosenbaum, R. Superconducting fluctuations and magnetoconductance measurements of thin films in parallel magnetic fields/ R. Rosenbaum // Physical Review B. – 1985. – Vol. 32, № 4. – P. 2190–2199. DOI: 10.1103/physrevb.32.2190.

2. Hikami, S. Spin-Orbit Interaction and Magnetoresistance in the Two Dimensional Random System / S. Hikami, A. I. Larkin, Y. Nagaoka // Prog. Theor. Phys. – 1980. – Vol. 63, № 2. – P. 707–710.

3. Гантмахер, В. Ф. Электроны в неупорядоченных средах / В. Ф. Гантмахер. – М.: Физматлит, 2013. – 288 С.

УДК 620.130

Контроль объектов в импульсных магнитных полях

Павлюченко В. В., Дорошевич Е. С.

Белорусский национальный технический университет

Минск, Республика Беларусь

Представлены распределения суммарных магнитных полей на поверхности объектов, содержащих внутренние дефекты сплошности. Расчеты проведены для объектов, магнитные свойства которых описаны найденными авторами арктангенсными характеристиками. Полученные распределения используются для построения картин гистерезисной интерференции, позволяющих повысить точность контроля свойств объектов.

Контролю качества объектов с использованием магнитных и электромагнитных методов посвящено большое количество экспериментальных и теоретических работ. Особо следует отметить такой тип контроля, как вихревой контроль [1–2].

Несмотря на значительные успехи указанных методов, они обладают рядом серьезных недостатков. Так, использование точечных датчиков не позволяет получать мгновенные распределения магнитных полей одновременно на больших площадях поверхности объекта, а применение макроскопических датчиков значительных размеров ухудшает пространственное разрешение поступающей информации.

Устранить указанные недостатки позволяют разрабатываемые авторами методы гистерезисной интерференции (HI) [3–7], позволяющие записывать