

Влияние магнитного поля на слабую локализацию.
ALTSHULER B.L., ARONOV A.G., SPIVAK B.Z. (1981);
ALTSHULER B.L., ARONOV A.G.(1981)

Статьи [1] и [2] относятся к периоду возникновения мезоскопической физики, когда закладывался фундамент теории квантового транспорта в неупорядоченных металлах. Исходным толчком послужила работа Горькова, Ларкина и Хмельницкого 1979 г. [3], где была найдена слаболокализационная поправка к проводимости металла, происходящая за счет интерференции различных траекторий. В этой работе путем исследования «веерных» диаграмм было показано, что первая квантовая поправка к проводимости определяется вероятностью возврата в исходную точку в процессе квантовой диффузии в случайном потенциале. Дальнейшие исследования по этой теме в начале 1980-х годов можно назвать рецепцией результатов работы [3].

Влияние магнитного поля на слабую локализацию исследовалось в работе [4]. Речь идет о достаточно слабых магнитных полях, в которых искривлением траекторий под действием силы Лоренца можно пренебречь, и главным эффектом является дополнительный набег фазы, различный для разных траекторий. Дополнительная фаза разрушает интерференцию длинных траекторий, уменьшая локализационную поправку, что приводит к положительному магнетосопротивлению — неожиданному для классической теории металлов росту сопротивления с магнитным полем в слабых полях. Характерное значение магнитного поля определяется из условия $L_H \sim L_\phi$, где $L_H = \sqrt{\hbar c/2eB}$ — магнитная длина, а L_ϕ — длина сбоя фазы за счет неупругих столкновений.

В работе Альтшулера, Аронова и Спивака [1] продолжено исследование влияния магнитного поля на слаболокализационную поправку к проводимости. Здесь рассмотрен случай тонкостенного металлического цилиндра в магнитном поле параллельном образующей. В пределе малой толщины стенок магнитное поле не оказывает влияния на классическое движение электрона по поверхности цилиндра, однако посредством векторного потенциала входит в квантовое уравнение движения. В рассматриваемой геометрии векторный потенциал не может быть устранен калибровочным преобразованием (математически это связано с нетривиальностью фундаментальной группы окружности, $\pi_1(S^1) = \mathbb{Z}$). В результате, все одноэлектронные свойства становятся периодическими функциями потока магнитного поля через цилиндр с периодом hc/e (эффект Ааронова-Бома). Однако, согласно [3], квантовая поправка к проводимости определяется купероном, описывающим диффузное движение двух электронов. При этом уравнение на куперон формально совпадает с уравнением Шредингера для частицы с массой $\hbar^2/2D$ (D — коэффициент диффузии) и удвоенным зарядом $2e$. Поэтому квантовая поправка к проводимости тонкостенного цилиндра должна испытывать осцилляции по магнитному потоку с вдвое меньшим периодом $hc/2e$, что и было предсказано в работе [1]. В дальнейшем это предсказание было экспериментально подтверждено Шарвиным и Шарвиным [5].

В работе Альтшулера и Аронова [2] изучена квантовая поправка к проводимости тонких пленок и проволок в продольном магнитном поле. В этом случае магнитное

поле также подавляет слаблокализационную поправку к проводимости, приводя к положительному магнетосопротивлению. Однако эффект выражен слабее, чем в перпендикулярном поле; характерная величина магнитного поля определяется толщиной a пленки или проволоки: $L_H \sim \sqrt{aL_\phi}$.

Слаблокализационная поправка к проводимости мала по сравнению с квазиклассической друдевской проводимостью, поэтому выделить ее непосредственно представляется проблематичным. На помощь приходит их существенно разная зависимость от магнитного поля. В настоящее время стандартным методом экспериментального наблюдения слабой локализации является исследование магнетосопротивления, теория которого была развита в работах [1, 2, 4].

Основополагающие работы начала 1980-х годов привели к пониманию, что квантовые эффекты в электронном транспорте в неупорядоченных металлах следует описывать не на языке одноэлектронных возбуждений, а в терминах взаимодействующих диффузионных мод [6]. Впоследствии это знание привело к формулировке нелинейной сигма модели [7] — одного из самых мощных методов современной теоретической физики конденсированного состояния

-
- [1] Б. Л. Альтшулер, А. Г. Аронов и Б. З. Спивак, Письма в ЖЭТФ **33**, 101 (1981).
 - [2] Б. Л. Альтшулер и А. Г. Аронов, Письма в ЖЭТФ **33**, 515 (1981).
 - [3] Л. П. Горьков, А. И. Ларкин и Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ **30**, 248 (1979).
 - [4] V. L. Altshuler, D. Khmel'nitzkii, A. I. Larkin, and P. A. Lee, Phys. Rev. B **22**, 5142 (1980).
 - [5] Д. Ю. Шарвин и Ю. В. Шарвин, Письма в ЖЭТФ **34**, 285 (1981).
 - [6] К. Б. Ефетов, А. И. Ларкин и Д. Е. Хмельницкий, ЖЭТФ **79**, 1120 (1980).
 - [7] K. V. Efetov, *Supersymmetry in Disorder and Chaos* (Cambridge University Press, New York, 1997).