Влияние слабой локализации на эффект Ханле в двумерных системах

И. С. Любинский

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург, Россия

Эффект слабой локализации в полупроводниках был открыт в 1979 году [1]. Он обусловлен интерференцией электронных волн, обошедших замкнутую траекторию в противоположных направлениях. Такой процесс может рассматриваться как дополнительный механизм рассеяния и приводит к перенормировке дифференциального сечения рассеяния и, как следствие, проводимости. Вклад траекторий заданной длины пропорционален вероятности диффузионного возврата в исходную точку (в двумерной системе $1/t$). Длина траекторий ограничена снизу длиной свободного пробега, а сверху — длиной сбега фазы (которая определяется температурой и внешним магнитным полем). Суммарный вклад от всех траекторий дает логарифмически расходящуюся поправку к проводимости (под логарифм входит отношение времени сбега фазы к транспортному времени).

Аналогичный эффект для спиновой релаксации в системах со спин-орбитальным взаимодействием исследовался в работах [2, 3, 4]. Было показано, что в ходе описанного выше процесса рассеяния на многих примесях направление спина не меняется. Такое рассеяние может занимать значительно большее время, чем классическое время спиновой релаксации. В результате появляется долгоживущий хвост спиновой поляризации, при этом величина спиновой поляризации на больших временах оказывается пропорциональна классической вероятности диффузионного возврата, $1/t$.

Нами было изучено влияние слабой локализации на эффект Ханле, который состоит в отклонении вектора (неравновесной) спиновой поляризации под действием внешнего магнитного поля. Неравновесная поляризация может создаваться стационарной оптической накачкой. Если накачка производится в направлении x , а магнитное поле направлено по z , то возникает y -компонента спина, пропорциональная $\Omega\tau_S$, где Ω — частота прецессии спина во внешнем магнитном поле, τ_S — время классической спиновой релаксации. Рассмотрим вклад в спиновую поляризацию, обусловленный квантово-интерференционным процессом, описанным выше. Вклад траекторий заданной длины обратно пропорционален времени обхода по ним, $1/t$, отклонение спина в направлении y для этих траекторий равно $\sin(\Omega t)$. В результате, сум-

марный вклад от всех траекторий в y -компоненту спиновой поляризации [5]:

$$S_y \sim \int \sin(\Omega t) dt/t \sim \Omega/|\Omega|. \quad (1)$$

Как видно, данное выражение неаналитически зависит от магнитного поля, причем при малых полях оно оказывается больше классического результата (для сравнения, влияние слабой локализации на проводимость сводится лишь к малой поправке к классическому результату).

Нами было показано [5], что для реализации эффекта необходимо, чтобы эффективное магнитное поле, обусловленное спин-орбитальным взаимодействием, было направлено параллельно некоторой оси при всех направлениях импульса электрона. Такая ситуация реализуется, в частности, в двумерных симметричных квантовых ямах на основе материалов типа A_3B_5 с направлением роста [110].

Литература

- [1] Л. П. Горьков, А. И. Ларкин, Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ 30, 248 (1979).
- [2] A. Singh, PRB 39, 505 (1989); 40, 783 (1989).
- [3] A. G. Mal'shukov, K. A. Chao, M. Willander, PRL 76, 3794 (1996).
- [4] I. S. Lyubinskiy, V. Yu. Kachorovskii, PRB 70 205335 (2004).
- [5] I. S. Lyubinskiy, V. Yu. Kachorovskii, cond-mat/0411501.