

ПЕРЕНОС ВМОРОЖЕННОГО В ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНУЮ ПЛАЗМУ ВИСМУТА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ПОТОКОМ ТЕПЛА

В.Н.Копылов, С.С.Янченко

Обнаружено, что наличие градиента температуры в образце висмута высокой чистоты приводит к существенному изменению конфигурации статического магнитного поля.

В экспериментах исследовалось влияние градиента температуры на пространственное распределение магнитного поля вдоль длинного (длина $l \approx 12$ см) по форме близкого к цилиндру (радиус $a \approx 0,8$ см) монокристаллического образца висмута при гелиевых тем-

пературах ($\rho_{300}/\rho_{4,2} \approx 600$). Для создания теплового потока в верхней части образца был приклеен бифилярный нагреватель ($R = 80 \text{ Ом}$). Верхняя часть образца, где были намотаны катушки для создания и регистрации магнитного поля, теплоизолировалась тефлоновой лентой, а нижняя ($\sim 1/3l$) служила для отвода тепла в гелиевую ванну. Температура гелиевой ванны составила $1,4 \text{ К}$, однако наличие градиента температуры приводило к повышению температуры средней части образца на $0,05 - 0,4 \text{ К}$. В целом геометрия эксперимента совпадала с описанной в ¹. Эксперименты проводились в отсутствие внешнего магнитного поля, земное магнитное поле было скомпенсировано с точностью не хуже $0,02 \text{ Э}$.

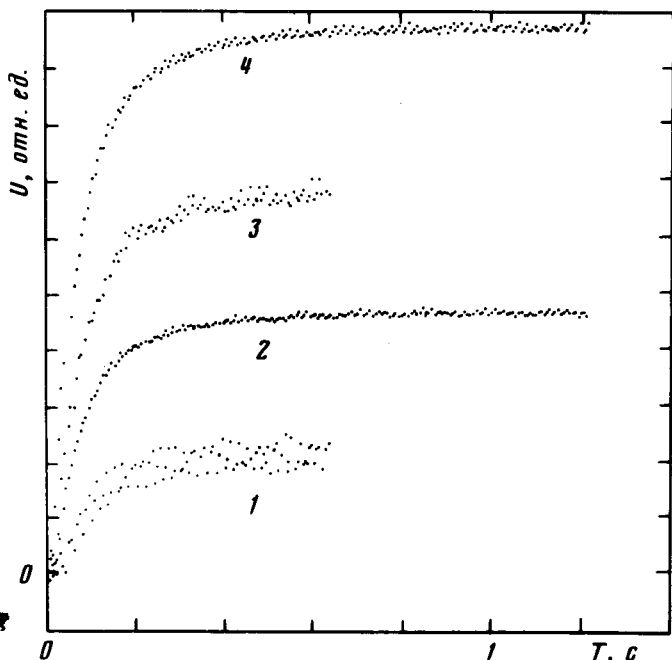


Рис. 1

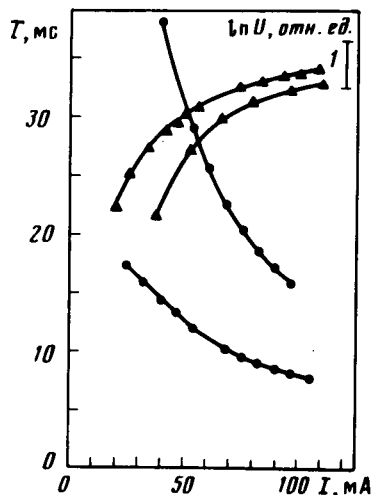


Рис. 3

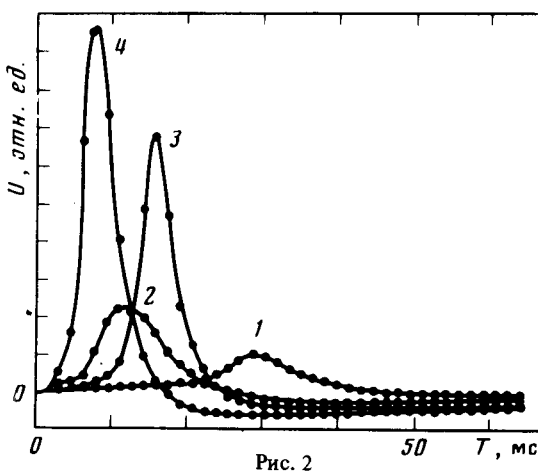


Рис. 2

Рис. 1. Зависимости выходного сигнала микроверметра от времени в катушках расположенных на расстояниях $2,2 \text{ см}$ (кривые 2, 4) и $4,7 \text{ см}$ (кривые 1, 3) при различных токах нагревателя (кривые 1, 2 — $I_H = 53 \text{ мА}$, 3, 4 — 97 мА)

Рис. 2. Зависимости напряжений в приемных катушках от времени. Обозначения кривых те же что и на рис. 1

Рис. 3. Зависимости времени прихода сигнала и величины постоянного магнитного поля (в логарифмическом масштабе) от тока нагревателя: ● — время прихода (верхняя кривая соответствует дальней катушке), ▲ — величина магнитного поля (верхняя кривая соответствует ближней катушке)

Магнитное поле создавалось включением постоянного тока через одну из катушек. Сигнал в других катушках регистрировался либо микроверметром (с постоянной времени выхода $\sim 0,2 \text{ с}$), либо нановольтметром переменного тока (в полосе частот $1,5 - 500 \text{ Гц}$). Выходное напряжение с этих приборов оцифровывалось аналого-цифровым преобразователем, который имел максимальное быстродействие $1,6 \text{ мс}$. Применение этих двух приборов позволяло измерять величину возникающего после включения тока магнитного поля вдоль образца и следить за временными характеристиками процесса.

Оказалось, что включение постоянного тока в одной из катушек при наличии градиента температуры приводило к появлению магнитного потока в катушках, расположенных ниже, при этом в верхних катушках сигнал отсутствовал. Сигнал не регистрировался также в отсутствие градиента температуры.

Примеры записей выходного сигнала микроверметра от времени показаны на рис. 1. Видно, что установившийся магнитный поток не меняется со временем, а величина его возрастает с увеличением тока нагревателя и уменьшается при удалении от передающей катушки. Время нарастания сигнала определялось постоянной времени выхода микроверметра.

На рис. 2 показаны примеры записей напряжения в приемной катушке от времени, полученные при помощи нановольметра. Видно, что с увеличением мощности нагревателя время прихода сигнала уменьшается и площадь под кривой растет, при увеличении же расстояния время прихода растет, а площадь под кривой уменьшается.

На рис. 3 представлены зависимости времени прихода фронта магнитного поля, соответствующего максимуму сигнала (см. рис. 2) и величины магнитного потока для двух катушек от тока через нагреватель.

Полученные экспериментальные результаты можно интерпретировать следующим образом. Возникшие в районе передающей катушки кольцевые токи перемещаются со скоростью дрейфа носителей, вызванного градиентом температуры. Если скорость дрейфа достаточно велика, то за время затухания они могут быть отнесены на достаточное расстояние, перенося связанное с ними магнитное поле, которое регистрируется приемной катушкой. Характерное время затухания экранирующих токов в образце радиуса a можно оценить из дисперсионного соотношения $k^2 = 4\pi i \sigma \omega c^{-2}$, положив в нем $\omega = 1/\tau$, $k = 1/a$. Такая оценка дает $\tau \approx 0,05$ с. Характерные скорости дрейфа носителей в наших экспериментах определяются непосредственно из записей, аналогичным приведенным на рис. 2 и составляют $v_c = 100 \div 300$ см/с. (По существу это скорость термомагнитной волны¹). Таким образом характерная длина затухания (т. е. расстояние, на котором поле уменьшается в e раз) равна $\bar{x}_0 = v_c \tau = 5 \div 15$ см, что по порядку величины соответствует экспериментальным результатам, приведенным на рис. 3. В рамках этой модели затухание кольцевых токов от времени определяется множителем $\exp(-t/\tau)$. За время t носители переместятся на расстояние $x = v_c t$ и, таким образом, величина токов и связанное с ними магнитное поле пропорциональны $\exp(-\rho x/v_c)$. С увеличением тока через нагреватель увеличивается дрейфовая скорость, а затухание уменьшается, т. е. отношение амплитуд сигналов в катушках должно стремиться к единице, что и наблюдается экспериментально (рис. 3).

По результатам измерений можно оценить коэффициент увлечения носителей потоком фононов, который определяется как $K = v_c / v_{ph}$, где v_c — дрейфовая скорость носителей, v_{ph} — дрейфовая скорость фононов (скорость переноса тепловой энергии). Известно, что при гелиевых температурах в висмуте основной вклад в теплоемкость и теплопроводность вносят фононы, поэтому дрейфовую скорость фононов мы определяли из соотношения $\dot{Q} = E v_{ph}$, где \dot{Q} — плотность потока энергии, E — энергия единицы объема. Плотность потока энергии определяется мощностью нагревателя и площадью сечения образца. Энергию единицы объема мы оценивали по формуле Дебая при некоторой средней для данной мощности нагревателя температуре. Оценка, проведенная таким образом, дает $K = 0,1$ при $T = 1,7$ К ($I_H = 50$ мА). Коэффициент увлечения определяется отношением частот столкновений носителей с фононами ν_{ph} к полной частоте столкновений ν :

$$K = \nu_{ph} / \nu = (\rho(T) - \rho(0)) / \rho(T),$$

где ρ — удельное сопротивление. Определенный таким способом по результатам измерений электросопротивления образцов примерно такого же качества², коэффициент увлечения оказывается равным так же $\sim 0,1$.

Наблюдаемое явление переноса в замороженного магнитного поля может использоваться при изучении кинетических характеристик высокочистых металлов как для непосредственного измерения средней дрейфовой скорости носителей при данном градиенте температуры, так и для определения проводимости.

Авторы глубоко благодарят Е.П.Вольского за поддержку данной работы, и А.П.Карпенко, А.А.Москалева, М.Г.Лазарева, С.Ф.Костерева, С.Н.Никонова за помощь в создании экспериментальной установки.

Литература

1. *Копылов В.Н.* ЖЭТФ, 1980, 78, 198.
2. *Копылов В.Н., Межов-Деглин Л.П.* ЖЭТФ, 1973, 65, 720.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
31 мая 1984г.