

СВЕРХПРОВОДЯЩИЕ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЕ МАГНИТОМЕТРЫ И МАГНИТНЫЕ ЭКРАНЫ ИЗ КЕРАМИКИ $\gamma\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{O}_7$, РАБОТАЮЩИЕ ПРИ АЗОТНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В.Н. Заварицкий, Н.В. Заварицкий

Приборы для измерения малых напряжений и малых изменений магнитного поля, основанные на эффекте Джозефсона, как известно, не только не уступают, но и превосходят многие из существующих приборов другого типа [1]. Однако до последнего времени возможности применения таких приборов были ограничены из-за необходимости использования низких температур (ниже 9К). Открытие сверхпроводников с $T_c \sim 90$ К позволило существенно расширить диапазон использования приборов на основе слабой сверхпроводимости. Ранее нами был описан сверхпроводящий интерферометр (ВЧ-СКВИД), работающий при азотных температурах [2]. В настоящей работе сообщаются результаты исследования характеристик этого прибора с точки зрения использования его в качестве магнитометра и описано первое применение его при изучении характеристик сверхпроводящих магнитных экранов из $\gamma\text{Ba}_2\text{Ca}_3\text{O}_7$ - керамики при 77 К.

Чувствительным элементом интерферометра являлся мостик из керамики размерами $\sim (10^{-2} \text{ см})^2$. Хотя геометрические размеры мостика казалось бы допускали „размещение“ в нем сотен слабых мест и (как следствие) самоусреднение всех интерференционных эффектов, изучение уединенных мостиков в микроволновом поле (25–40) ГГц показало, что их характеристики подобны одиночному переходу Джозефсона; в частности, положение индуцированных микроволновым излучением ступенек тока совпало с расчетным с точностью $3 \cdot 10^{-4}$ [3]. Площадь S отверстия для катушки ВЧ-контура составляла $(1.5 \cdot 10^{-1} \text{ см})^2$. Измерения проводились со стандартной СКИМП-аппаратурой [1] при 77 К.

По своим характеристикам прибор оказался подобным Nb -ВЧ-СКВИДу с точечным контактом. Созданные магнитометры выдерживают многократное термоциклирование и обладают стабильными в течение длительного времени (до восьми месяцев) характеристиками.

Изучены характеристики магнитометров как в геометрии кольца со слабым звеном - с непосредственным измерением внешнего поля, так и „двухдырочных приборов“, чувствительность которых к внешнему полю обусловлена эффектами „провисания“ поля и различием в площадях отверстий. По сравнению с „однодырочным“ прибором, чувствительность таких магнитометров с отношением отверстий (1.8–3.5) заглубляется в (100–10) раз соответственно. На рис. 1 представлена зависимость этого уменьшения (K) чувствительности к однородному внешнему полю от величины отношения площадей отверстий. За единицу приняты параметры приборов в геометрии кольца со слабым звеном, период сигнальных характеристик которых $\sim 10^{-5}$ Гс совпадал с расчетной величиной кванта потока Φ_0 через

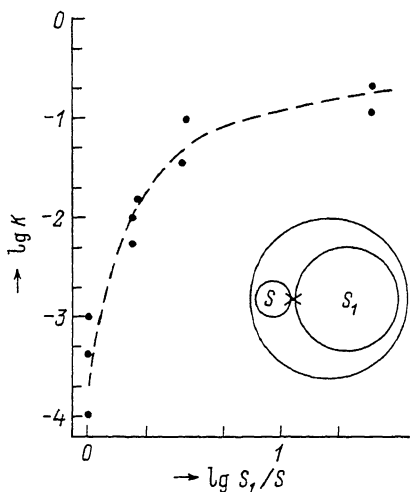


Рис. 1. Зависимость ослабления чувствительности к внешнему полю „двухдырочного“ интерферометра от величины отношения площадей отверстий. За единицу приняты параметры магнитометра в геометрии кольца со слабым звеном.

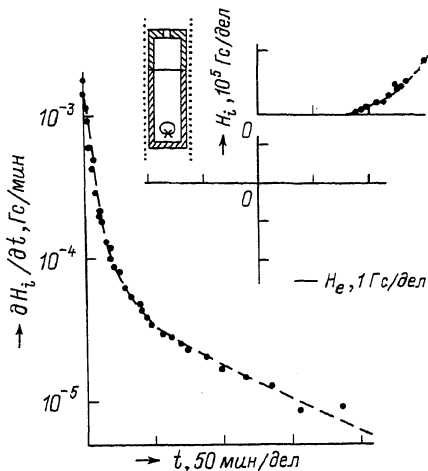
отверстие кольца. Предельная чувствительность интерференционного магнитометра в этих опытах ограничивалась шумами, возможно связанными с недостаточной помехозащищенностью установки, и составляла $(2-5) \cdot 10^{-8}$ Гс.

Очевидно, что порог чувствительности прибора к внешнему полю не превышает $5 \cdot 10^{-9}$ Гс, поскольку в опытах с двухдырочными приборами с $S_1 = (2 \cdot 10^{-1} \text{ см})^2$, характеризующимися большей помехозащищенностью (рис. 1), удавалось достигать чувствительности $(5-7) \cdot 10^{-4} \Phi_0$ по сигналу постоянного тока в катушку возбуждения.

„Двухдырочный“ интерферометр позволяет проводить исследования магнитных характеристик образцов, помещенных в большее отверстие прибора. В таких опытах экранировка прибора от внешних полей может быть обеспечена сверхпроводящим экраном. Известно лишь несколько измерений характеристик экранов из $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -керамики [4, 5], однако в этих работах чувствительность не превышала $2 \cdot 10^{-3}$ Гс. Ниже приводятся результаты исследования магнитных экранов из керамики, изготовленных в форме стаканчика (подробно [4]) с размерами: внутренний диаметр 10 мм, высота 35 мм, толщина стенок и дна 1.5–2 мм. Поле внутри экрана измерялось вышеописанным интерференционным магнитометром, расположенным в 5 мм от дна экрана. Для ослабления эффектов „провисания“ поля открытый конец экрана закрывался крышкой (как показано на врезке к рис. 2) высотой 15 мм; в дне крышки имелось отверстие диаметром 1.5 мм для проводов ВЧ-контура. Магнитное поле создавалось длинным (140 мм) соленоидом. Типичные зависимости измеренного магнитометром поля внутри экрана (H_i) от внешнего магнитного поля (H_e) приведены на врезке к рис. 2. Пунктирная кривая проведена по результатам измерений в переменном поле (0.1 Гц), сплошная — в постоянном. Из приведенных экспериментальных результатов следует, что поле внутри экрана сохраняет свою величину с точностью не хуже 10^{-7} Гс при изменении внешнего поля на (1–9) Гс (по четырем экранам). Следует отметить, что в случае экрана без крышки, „провисание“ внешнего поля в экран

Рис. 2. Характеристики сверхпроводящего магнитного экрана из керамики, определенные с помощью интерференционного магнитометра ($T = 78 \text{ K}$).

Врезка справа: геометрия опыта; зависимости поля H_i внутри экрана от внешнего поля H_e , постоянного и переменного с частотой 0.1 Гц — сплошная и пунктирные кривые соответственно. Слева: $(dH_i/dt - t)$ зависимость в постоянном внешнем поле, превышающем поле полной экранировки.



приводит к уменьшению коэффициента экранирования в (10^2-10^3) раз в поле $(1-3) \text{ Гс}$.

В магнитных полях, превышающих поле полной экранировки, наблюдается проникновение поля внутри экрана, характеризующееся сложными временными зависимостями (рис. 2). В зависимости от величины внешнего поля, время достижения стационарного значения H_i изменялось и достигало 300 мин в поле 4 Гс (для экрана, характеристики которого приведены на рисунке). По прошествии этого времени изменение H_i было меньше 10^{-7} Гс/мин . Установившееся стационарное значение поля H_i сохраняло свою величину при последующем уменьшении внешнего поля на $(1-9) \text{ Гс}$ (см. врезку к рис. 2).

Полученные данные показывают возможности использования азотного СКВИД, а как в измерениях внешнего магнитного поля, так и в магнитных исследованиях, когда объект исследования расположен в большем отверстии интерферометра и отделен от внешних магнитных полей сверхпроводящим экраном.

Л и т е р а т у р а

- [1] Л и х а р е в К.К., У л ь р и х Б.Т. Системы с джозефсоновскими контактами. М.: МГУ, 1978; В о л к о в А.Ф., З а в а р и ц к и й Н.В., Н а д ь Ф.Я. Электронные устройства на основе слабосвязанных сверхпроводников. М.: Сов. радио, 1978.
- [2] З а в а р и ц к и й Н.В., З а в а р и ц к и й В.Н., П е т р о в С.В. — Письма в ЖЭТФ, 1987, т. 46, в. 11, с. 469-471.
- [3] З а в а р и ц к и й Н.В., З а в а р и ц к и й В.Н. — Письма в ЖЭТФ, 1988, т. 47, в. 7, стр. 334-337.

- [4] Введенский В.Л., Грабой И.Э., Кауль А.Р. - В сб. Сверхпроводимость вып. 1. М.: ЦНИИатоминформ, 1987, с. 78-85.
- [5] Tjukанov E., Cline R.W., Krain P. - Phys. Rev. B, 1987, v. 36, N 13, p. 7244-7247.

Институт общей физики
АН СССР, Москва

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 19 12 октября 1988 г.

ОСОБЕННОСТИ ПОВЕРХНОСТИ АРСЕНИДА ГАЛЛИЯ, ВЫРАЩЕННОГО ИЗ ВИСМУТОВОГО РАСТВОРА-РАСПЛАВА

А.А. Аристархова, Ю.Ф. Бирюлин,
С.С. Волков, С.В. Новиков,
М.Ю. Тимашев, Ю.В. Шмарцев

Влияние изовалентного легирования арсенида галлия висмутом на электрофизические и люминесцентные характеристики материала изучено достаточно подробно [1-5], но оно касалось в основном его объемных свойств. При этом было установлено, что вследствие чрезвычайно малой растворимости висмута, он входит в арсенид галлия в концентрациях, не превышающих 10^{18} см^{-3} [2].

В процессе исследований было замечено существенное различие поверхностных свойств арсенида галлия, выращенного из растворов-расплавов в висмуте $\text{GaAs} \langle \text{Bi} \rangle$ и галлии $\text{GaAs} \langle \text{Ga} \rangle$ (иной внешний вид поверхности, отклонение в скорости травления и т.п.). Напрашивался вывод о различии и в элементном (химическом) составе поверхности $\text{GaAs} \langle \text{Bi} \rangle$ по сравнению с $\text{GaAs} \langle \text{Ga} \rangle$.

В данной работе изложены результаты исследования поверхности (50-100 Å) арсенида галлия, выращенного из галлиевого и висмутового растворов-расплавов.

Исследовавшиеся образцы арсенида галлия были получены методом жидкофазной эпитаксии с понижением температуры по стандартной технологии [5]. Толщины слоев $\text{GaAs} \langle \text{Bi} \rangle$ и $\text{GaAs} \langle \text{Ga} \rangle$ составляли соответственно 3-5 мкм и 20-30 мкм.

Концентрация свободных электронов в эпитаксиальных слоях $\text{GaAs} \langle \text{Bi} \rangle$ была на полтора порядка ниже соответствующего значения для образцов $\text{GaAs} \langle \text{Ga} \rangle$, полученных в идентичных условиях. При этом доминирующим мелким акцептором являлся C_{As} , а основными мелкими донорами: сера S_{As} (в случае галлиевого растворителя) и олово Sn_{Ga} (висмутый растворитель) [5]. Низкотемпературные спектры фотолюминесценции (ФЛ) $\text{GaAs} \langle \text{Bi} \rangle$ и $\text{GaAs} \langle \text{Ga} \rangle$ совпадали по энергетическому положению краевых линий ФЛ друг с другом и со спектрами высокочистых эпитаксиаль-