

05.4; 09

© 1991

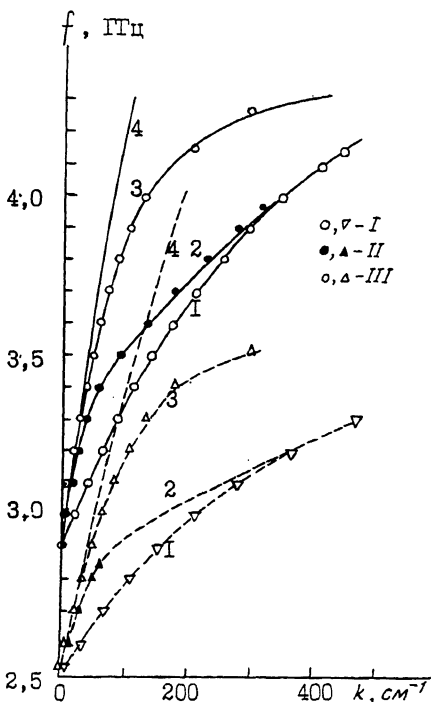
ДИСПЕРСИЯ ПОВЕРХНОСТНЫХ МАГНИТОСТАТИЧЕСКИХ ВОЛН В СЛОИСТОЙ СТРУКТУРЕ ФЕРРИТ-ВЫСОКОТЕМПЕРАТУРНЫХ СВЕРХПРОВОДНИК

А.В. В а ш к о в с к и й, В.И. З у б к о в,
Б.М. Л е б е д ь, Э.Г. Л о к к,
В.И. Щ е г л о в, С.В. Я к о в л е в

В связи с развитием работ по исследованию свойств и по техническим приложениям высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) [1] представляет интерес исследование возможности их использования в качестве одного из компонентов слоистой структуры в ферритовых устройствах СВЧ диапазона, предназначенных для аналоговой обработки информации. В известных работах [2-8] исследовалась, в основном, дисперсия поверхностных магнитоэлектрических волн (ПМСВ) в структуре феррит-ВТСП (Ф-ВТСП) при изменении волнового числа k ПМСВ в пределах $0 < k < 100 \text{ см}^{-1}$, что не давало полного представления о дисперсии ПМСВ.

Настоящая работа посвящена исследованию особенностей дисперсии ПМСВ с волновым числом k от 0 до 300 см^{-1} в структуре Ф-ВТСП. Эксперименты проводились на частотах 2-4 ГГц при двух температурах T : 77 и 300 К. Структура Ф-ВТСП состояла из контактирующих поверхностями пленки железиттриевого граната (ЖИГ) с размерами $25 \times 25 \text{ мм}^2$ и толщиной 12.5 мкм с намагниченностью насыщения $4 \pi M_0$, равной 1830 Гс при $T=300 \text{ К}$ и 2565 Гс при $T=77 \text{ К}$, и пластины их керамики состава $\gamma\text{Ba}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ размерами $3 \times 3 \times 10 \text{ мм}$, имеющей температуру перехода в сверхпроводящее состояние (нижняя граница) $T_c=90 \text{ К}$ и ширину перехода $\Delta T_c=4 \text{ К}$. Постоянное магнитное поле H_0 , равное 366 Э, прикладывалось в плоскости пленки ЖИГ, перпендикулярно ему распространялись ПМСВ. Возбуждение и прием ПМСВ осуществлялись с помощью подвижных антенн, выполненных из проволоки диаметром 12 мкм и длиной 4 мм и ориентированных вдоль поля H_0 и ребра в 10 мм образца ВТСП. Дисперсия ПМСВ измерялась известным методом по соответствующим фазочастотным характеристикам. Для выявления особенностей дисперсии ПМСВ в структурах ЖИГ-ВТСП по сравнению с их дисперсией в известных средах были проведены также измерения дисперсии ПМСВ в пленках ЖИГ и структурах ЖИГ-металл (медь).

На рисунке представлены результаты измерения дисперсии ПМСВ в указанных структурах (точками нанесены значения, полученные при $T=77 \text{ К}$, треугольниками - при $T=300 \text{ К}$). Из рисунка



Зависимость частоты ПМСВ от ее волнового числа k в пленке ЖИГ (кривые 1) и в структурах ЖИГ-ВТСП (кривые 2) и ЖИГ-медь (кривые 3 - аппроксимация эксперимента, кривые 4 - теория). Сплошные кривые $T=77$ К, штриховые - $T=300$ К. Точки: 1 - пленка ЖИГ, П - ЖИГ-ВТСП, Ш - ЖИГ-медь.

видно, что при $T=300$ К удается наблюдать, как и в [5-8], ПМСВ с волновыми числами до 500 см^{-1} - в ферритовой пленке, до 300 см^{-1} - в структуре ЖИГ-медь и до 50 см^{-1} - в структуре ЖИГ-ВТСП. При $T=77$ К значительно расширяется интервал волновых чисел ПМСВ в структуре ЖИГ-ВТСП (до 300 см^{-1}). Судя по нижней границе спектра ПМСВ,

сдвиг экспериментальных точек вверх по частоте при понижении температуры связан только с увеличением намагниченности насыщения пленки ЖИГ.

Особенностью дисперсионных кривых ПМСВ в структуре Ф-ВТСП в сверхпроводящем состоянии является наличие двух участков бездисперсионного распространения ПМСВ: первого - в диапазоне частот $\Delta f_1 = 0.22$ ГГц от 2.55 до 2.77 ГГц (интервал волновых чисел $\Delta k_1 = 35 \text{ см}^{-1}$ от 5 до 40 см^{-1}) и второго - в диапазоне частот $\Delta f_2 = 0.5$ ГГц от 3.5 до 4 ГГц (интервал волновых чисел $\Delta k_2 = 200 \text{ см}^{-1}$ от 100 до 300 см^{-1}). Первый участок бездисперсионного распространения ПМСВ был единственным в [5-8] и наблюдался либо в том же диапазоне частот Δf_1 и в том же интервале волновых чисел Δk_1 , что и описанный выше [5, 6], либо в диапазоне частот $\Delta f_1 = 0.45$ ГГц и интервале волновых чисел $\Delta k_1 = 40 \text{ см}^{-1}$ [7]. В наших экспериментах второй бездисперсионный участок распространения ПМСВ наблюдался на иттриевых керамиках, при этом и Δf_2 и Δk_2 менялись на $\pm 10\%$.

Известны три теоретические интерпретации закона дисперсии ПМСВ в структуре Ф-ВТСП: две из них - по аналогии с законами дисперсии ПМСВ в структурах феррит-полупроводник [5, 6] и феррит-диэлектрик-металл [7], третья - по закону дисперсии ПМСВ в структуре феррит-гранулированный ВТСП [6]. Наилучшее совпадение с нашим экспериментом дает закон дисперсии ПМСВ в структуре феррит-диэлектрик-металл с различной толщиной

диэлектрика S , уменьшающейся от ∞ (свободная пленка ЖИГ, кривая 1 на рисунке) до 0 (структура ЖИГ-металл, кривая 4). Сплошные кривые относятся к $T=77$ К, штриховые — к $T=300$ К. Экспериментальные точки для ПМСВ в структуре ЖИГ-ВТСП хорошо ложатся на дисперсионные кривые ПМСВ в структуре с $S = 73$ мкм при $T=300$ К и $S = 88$ мкм при $T=77$ К (кривые 2) а в структуре ЖИГ-медь — на дисперсионные кривые ПМСВ с $S = 23$ мкм при $T=300$ К и $S = 30$ мкм при $T=77$ К (кривые 3). Два последних значения S обусловлены систематической ошибкой эксперимента, и только разность толщин ΔS для дисперсионных кривых в структурах ЖИГ-ВТСП и ЖИГ-медь характеризует некую эффективную „глубину проникновения поля“ ПМСВ ΔS в ВТСП, равную 50 мкм при $T=300$ К и 58 мкм при $T=77$ К. Этот результат кажется, на первый взгляд, неожиданным, поскольку при переходе ВТСП из нормального состояния в сверхпроводящее из-за резкого уменьшения электрического сопротивления глубина проникновения поля ПМСВ в ВТСП должна также резко уменьшаться, а не увеличиваться, как это получилось в эксперименте. Однако для керамических ВТСП это может быть не так.

Напомним, что керамические ВТСП, по современным воззрениям [1], состоят из более или менее однородных проводящих зерен, средний размер которых составляет единицы мкм, разделенных различающимися по размерам проводящими промежутками, средний размер которых на порядок меньше размера зерен. В ряде керамик проводящие зерна могут располагаться чередующимися слоями, расстояние между которыми порядка размеров зерна.

При распространении ПМСВ в структуре ЖИГ-ВТСП в нормальном состоянии ее СВЧ ток циркулирует внутри проводящих зерен. Увеличение затухания ПМСВ обусловлено активным сопротивлением этих зерен, причем этот эффект тем сильнее, чем ближе длина ПМСВ к размерам зерен и непроводящих промежутков, и в описываемом эксперименте вызывает сильное поглощение ПМСВ с $k > 50$ см⁻¹ (штриховая кривая на рисунке) и соответствующие кривые в [5-7]).

При переходе ВТСП в сверхпроводящее состояние в него проходят только проводящие зерна, а в ряде (но далеко не во всех) непроводящих промежутков образуются джозефсоновские мостики, соединяющие сверхпроводящие зерна. Вследствие этого постоянный сверхпроводящий ток течет в ВТСП по сетке из весьма извилистых каналов, образованных цепочками сверхпроводящими зерен, соединенных джозефсоновскими мостиками. Эффективные расстояния между пленкой ЖИГ и основной массой рассеивающих ПМСВ проводящих зерен, когда ВТСП в нормальном состоянии, и между пленкой ЖИГ и сеткой из каналов, по которым течет сверхпроводящий ток, когда ВТСП в сверхпроводящем состоянии, могут быть одного порядка, что и имеет место в эксперименте.

С другой стороны, оба значения ΔS (и при $T=77$ К и $T=300$ К) хорошо коррелируют с теоретически вычисленным значением

диаметра магнитного вихря (50–60 мкм, см [4]). Это может означать, что топология магнитного вихря, возникающего в сверхпроводящем состоянии, обусловлена расположением проводящих зерен, т.е. заданной кристаллографической структурой ВТСП.

Из рисунка следует, что второй участок бездисперсионного распространения ПМСВ позволяет создавать широкополосные бездисперсионные линии задержки с увеличенным временем задержки. Действительно на первом бездисперсионном участке время задержки на см длины равно 25.3 нс, а на втором – 63.8 нс, т.е. больше ~ 2.5 раза.

Таким образом, исследована дисперсия ПМСВ с волновым числом от 0 до 300 см^{-1} и показана возможность использования ПМСВ в структурах Ф-ВТСП для создания бездисперсионных линий задержки.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Високотемпературные сверхпроводники. Сб. докладов. Ред. Д. Нельсон, М. Уиттхел, Т. Джорж. М.: Мир, 1988.
- [2] Царевский С.Л. // ЖЭТФ. 1987. Т. 92. № 5. С. 1903–1911.
- [3] Попков А.Ф. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. № 5. С. 9–14.
- [4] Попков А.Ф. // ЖТФ. 1989. Т. 59. № 9. С. 112–117.
- [5] Анфиногенов В.Б., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Котелянский И.М., Ползикова Н.И., Суханов А.А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 14. С. 24–28.
- [6] Анфиногенов В.Б., Гуляев Ю.В., Зильберман П.Е., Котелянский И.М., Кравченко В.Б., Ползикова Н.И., Суханов А.А. // Сверхпроводимость. 1989. Т. 2. № 12. С. 5–14.
- [7] Лебедь Б.М., Яковлев С.В. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. В. 19. С. 27–29.
- [8] Чивилева О.А., Гуревич А.Г., Анисимов А.Н., Карманенко С.Ф. // Письма в ЖТФ. 1990. Т. 16. № 3. С. 17–20.

Поступило в Редакцию
6 февраля 1991 г.