

05.2;05.4

©1993

СТРУКТУРЫ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК–СВЕРХПРОВОДНИК

В.В.Леманов

Исследования влияния постоянного электрического поля на свойства сверхпроводников в структурах диэлектрик–сверхпроводник ведутся уже более 30 лет. В 1960 году Гловвер и Шерилл [1] показали, что в тонких пленках In и Sn наблюдается сдвиг точки перехода T_c в сверхпроводящее состояние на 0.1 мК под действием поля 300 кВ/см, приложенного к структуре диэлектрик–сверхпроводник. Стадлер [2] в 1965 году изучал влияние спонтанной поляризации сегнетоэлектрической подложки на электрические свойства сверхпроводников. В структуре пленки Sn на кристалле ТГС он наблюдал сдвиг T_c на 1.3 мК под действием спонтанной поляризации ТГС.

С открытием высокотемпературной сверхпроводимости начался новый этап в изучении эффекта поля в сверхпроводниках. Из-за, по крайней мере, на порядок меньшей концентрации носителей в ВТСП материалах следовало ожидать существенно больших эффектов при воздействии электрического поля. Эксперименты в этом направлении начались сразу во многих лабораториях (см. [3] и приведенные там ссылки), но своего рода прорывом явилась работа [4], в которой наблюдался сдвиг T_c на 50 мК в тонких пленках YBCO. В дальнейшем в ряде работ наблюдались еще большие эффекты [3]. Первые эксперименты по исследованию влияния спонтанной поляризации сегнетоэлектрической подложки на электрические свойства пленок YBCO проведены в работе [5]. В пленках, напыленных на подложки сегнетоэлектрика LiNbO_3 с противоположным направлением спонтанной поляризации наблюдался сдвиг T_c до 40 К (в точке $R = 0$). Столь большие эффекты позволяют ставить вопрос о практическом использовании структур сегнетоэлектрик–сверхпроводник [6].

В настоящей заметке рассматриваются некоторые новые структуры сегнетоэлектрик–сверхпроводник, которые могут представлять как научный, так и практический интерес.

1. Сверхрешетка сегнетоэлектрик–сверхпроводник

На рис. 1 показана сверхрешетка, состоящая из тонких слоев сверхпроводника YBCO и сегнетоэлектрика. Слои

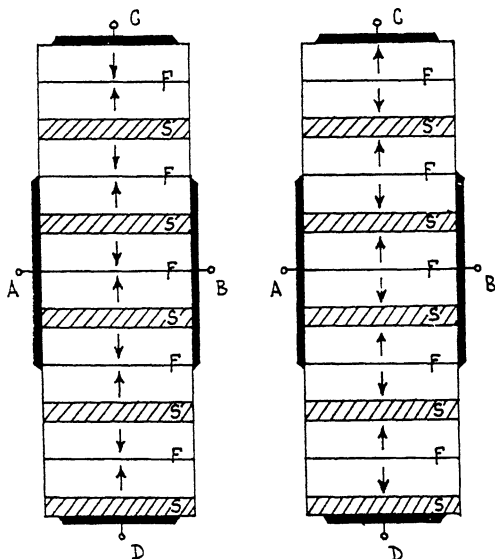


Рис. 1. Сверхрешетка сверхпроводник (S)–сегнетоэлектрик (F). При p -типе проводимости в направлении $A-B$ структура является сверхпроводящей в случае (а) и находится в нормальном состоянии в случае (б). В направлении $C-D$ обе структуры — изоляторы.

сегнетоэлектрика представляют собой бидоменную структуру с доменами типа “голова к голове” (рис. 1, а) и “хвост к хвосту” (рис. 1, б). Толщины слоев выбираются из следующих соображений.

Спонтанная поляризация оказывает наибольшее влияние на электрические свойства сверхпроводника в том случае, если толщина последнего сопоставима с длиной экранирования Томаса–Ферми. Эта длина определяется выражением

$$L_{T.F.} = \left(\frac{\varepsilon_s E_F}{6\pi n \cdot e^2} \right)^{1/2},$$

где ε_s — диэлектрическая проницаемость сверхпроводника, E_F — энергия Ферми, n — концентрация носителей.

В более удобной форме

$$l_{T.F.} = 6.1 \cdot 10^2 \left(\frac{\varepsilon_s E_F}{n} \right)^{1/2},$$

где $l_{T.F.}$ выражена в см, E_F в эВ, а n — в см^{-3} .

Если принять для YBCO $\varepsilon_s \approx 100$, $E_F \approx 1$ эВ и $n \approx 4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$, то для длины экранирования получаем $l_{T.F.} \approx \approx 10 \text{ \AA}$, что является, по-видимому, верхней оценкой. Таким

образом, оптимальная толщина слоя YBCO в структуре на рис. 1 составляет 1–2 постоянных решетки. Толщина сегнетоэлектрических слоев должна быть во всяком случае не менее радиуса корреляции, который для сегнетоэлектриков составляет несколько постоянных решетки, однако эта толщина не является критической и может составлять, например, 100\AA (при таких толщинах, как показывает эксперимент, сохраняются сегнетоэлектрические свойства).

Изготовление сверхрешеток, показанных на рис. 1, представляет собой непростую, однако вполне осуществимую технологическую задачу. Технология получения сверхтонких пленок YBCO освоена во многих лабораториях, что касается сегнетоэлектрических слоев с бидоменной структурой, то такие слои могут быть в принципе получены жидкостной эпитаксией при приложении постоянного электрического напряжения разного знака к расплаву и к формируемой структуре, как это делается, например, при вытягивании из расплава кристаллов LiNbO_3 .

Какие эффекты могут наблюдаться в рассматриваемых сверхрешетках? Если считать, что для перевода сверхтонкой металлической пленки в сверхпроводящее состояние необходимо изменить ее поверхностное сопротивление на величину порядка квантовой единицы сопротивления $R_q = h/4e^2 = 6.45 \text{ кОм}$ [7], то можно провести следующие оценки. Изменение поверхностной плотности заряда, связанное со спонтанной поляризацией P , есть

$$\Delta n_s = P/e = 6.2 \cdot 10^{18} P,$$

где Δn_s выражение в см^{-2} , а P — в Кл/см^{-2} . Полное относительное изменение объемной концентрации носителей равно $\Delta n/n = \frac{\Delta n_s}{nl_s}$. Для изменения сопротивления сверхпроводниковой пленки под действием спонтанной поляризации сегнетоэлектрика получаем

$$\Delta R = \frac{\rho}{l_s} \frac{\Delta n}{n} = \frac{P}{e^2 n^2 \mu l_s^2},$$

где ρ — удельное сопротивление, μ — подвижность. Отсюда имеем оценку для величины спонтанной поляризации, необходимой для переключения пленки из нормального в сверхпроводящее состояние: $P \approx \frac{1}{4} h n^2 \mu l_s^2$. Полагая $n = 10^{21} \text{ см}^{-2}$, $\mu = 50 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и $l_s \simeq l_{T,F} \simeq 10\text{\AA}$, получаем $P \approx 75 \text{ мкКл/см}^2$, что примерно соответствует спонтанной поляризации ниобата лития, LiNbO_3 .

Тогда структура на рис. 1, *в* в направлении *A–B* будет сверхпроводящей в случае рис. 1, *а* и будет находиться в

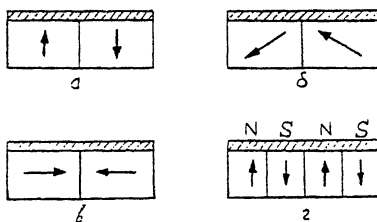


Рис. 2. Сверхпроводниковая пленка на сегнетоэлектрической подложке (или пленке) с разной доменной структурой (в случае (б) векторы поляризации лежат в плоскости, параллельной плоскости и образуют между собой угол 90°).

нормальном состоянии в случае рис. 1, б. В направлении $C-D$ обе структуры представляют собой изолятор.

Отметим здесь же, что такие сверхрешетки в принципе могут существовать и в естественных слоистых кристаллах.

Структуры на рис. 1 являются структурами с заданными свойствами. Этими свойствами можно управлять, если нанести между доменами сегнетоэлектрических слоев металлические электроды. Подавая на них электрическое напряжение соответствующего знака, можно переключать поляризацию и переводить структуру из сверхпроводящего в нормальное состояние и обратно.

2. Полидоменный сегнетоэлектрик

В этом разделе мы рассмотрим двуслойные структуры сверхпроводник на сегнетоэлектрической подложке или пленке.

Некоторые из возможных структур показаны на рис. 2, где сегнетоэлектрическая подложка (или пленка) содержит 180° (а), 90° (б), встречные 180° домены (в) и периодическую доменную структуру из 180° доменов (г). Структуры на рис. 2 могут быть использованы для создания туннельных переходов в ВТСП пленках. Поляризация 180° доменов (рис. 2, а) изменяет критические параметры пленки, поляризация доменов на рис. 2, б, в не оказывает прямого воздействия на пленку, но в случае 2, б кристаллографические оси в соседних доменах повернуты на 90° и, таким образом, такая подложка представляет собой альтернативу бикристаллическим подложкам, а в случае 2, в для встречных доменов возникает заряженная доменная граница, которая сама по себе может воздействовать на электрические свойства пленки. Для периодической доменной структуры на рис. 2, г при достаточно высоком значении спонтанной поляризации и для сверхтонкой ВТСП пленки поляризация соответствующего знака будет переключать сверхпровод-

ник в нормальное состояние и, таким образом, мы получим периодическую цепочку $S-N-S$ переходов.

3. "Одноэлектронные" структуры

В последние годы большой интерес вызывают исследования одноэлектронных туннельных переходов [8]. Здесь может оказаться полезным использование пирозлектрического эффекта в сегнетоэлектриках.

Рассмотрим малый конденсатор, состоящий из тонкого сегнетоэлектрического слоя толщиной, скажем, 100 \AA с нормальными или сверхпроводящими электродами. Размеры конденсатора и изменение температуры сегнетоэлектрика под действием излучения можно выбрать таким образом, чтобы изменение спонтанной поляризации сегнетоэлектрика за счет пирозффекта, т.е. изменение плотности поверхностного заряда, соответствовали бы изменению заряда конденсатора на один электрон. При площади конденсатора $0.1 \times 0.1 \text{ мкм}$ и пироккоэффициенте $10^{-8} \text{ Кл/см}^2 \text{ К}$ для этого необходимо изменить температуру сегнетоэлектрика на величину порядка 10^{-1} К (такое изменение температуры можно в принципе получить при поглощении всего одного фотона соответствующей энергии). Рабочая температура такой одноэлектронной структуры выбираются из условия различения состояний с различным числом электронов,

$kT < \frac{e^2}{2C}$. При выбранных размерах элемента и диэлектрической проницаемости сегнетоэлектрика $\epsilon_F = 30$ получаем рабочую температуру менее 1 К . Уменьшение площади элемента приводит к увеличению рабочей температуры. При изменении заряда элемента на один электрон на его обкладках появляется напряжение $V = \frac{e}{C} \simeq 500 \text{ мкВ}$. Такой сегнетоэлектрический конденсатор может быть использован, например, как управляющий элемент в схемах на одноэлектронных туннельных переходах.

Отметим в заключение, что в структурах сегнетоэлектрик-сверхпроводник можно реализовать и такую ситуацию, когда сверхпроводящий и сегнетоэлектрические фазовые переходы происходят при близких или одинаковых температурах [9]. При этом можно изучать возможное влияние сегнетоэлектрического фазового перехода на сверхпроводящий фазовый переход [10] (своего рода эффект "сегнетоэлектрической близости").

Работа выполнена в рамках Программы по ВТСП, проект № 92176.

Список литературы

- [1] *Glover R.E., Sherill M.D.* // Phys. Rev. Lett. 1960. V. 5. P. 248.
- [2] *Stadler H.L.* // Phys. Rev. Lett. 1965. V. 14. P. 979.
- [3] *Mannhart J.* // Mod. Phys. Lett. 1992. V. B6. P. 555.
- [4] *Mannhart J., Schlom D.G., Bednorz J.G., Muller K.A.* // Phys. Rev. Lett. 1961. V. 67. P. 2099.
- [5] *Леманов В.В., Холкин А.Л., Шерман А.Б.* // Письма в ЖЭТФ. 1992. Т. 56. С. 580.
- [6] *Леманов В.В., Павлов С.Т., Пивоваров И.С.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. С. 55.
- [7] *Haviland D.B., Liu Y., Goldman A.M.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 2180.
- [8] *Averin D.V., Likharev K.K.* Mesoscopic Phenomena in Solids Ed by V.Altshuler, P.A.Lee, R.A.Webb. Elsevier, Amsterdam, 1991. P. 173.
- [9] *Гольцман Б.М., Леманов В.В., Холкин А.Л., Шульман С.Г.* Письма в ЖТФ. 1993. В печати.
- [10] *Витни В.С.* Высокотемпературная сверхпроводимость / Под ред. А.А.Киселева. Л.: ЛГУ, 1989. С. 97.

Физико-технический институт
им.А.Ф.Иоффе РАН
Санкт-Петербург

Поступило в Редакцию
5 октября 1993 г.
