

08

Особенности магнетронного напыления эпитаксиальных пленок YBCO для применений в устройствах сверхпроводниковой электроники

© Ю.Н. Дроздов,^{1,2} Д.В. Мастеров,¹ С.А. Павлов,¹ А.Е. Парафин,^{1,2} П.А. Юнин^{1,2}

¹ Институт физики микроструктур РАН,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия
e-mail: masterov@ipmras.ru

(Поступило в Редакцию 5 марта 2015 г.)

Обсуждены основные факторы, определяющие процесс роста эпитаксиальных пленок высокотемпературного сверхпроводника $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ при магнетронном напылении в планарной осевой геометрии. Особое внимание уделено вопросу повышения скорости роста пленок, пригодных для применения в устройствах сверхпроводниковой электроники. Методом магнетронного напыления получены пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с высокими структурными и электрофизическими характеристиками при скорости роста до 200 nm/h, которые были использованы для создания дисковых СВЧ резонаторов и длинных джозефсоновских переходов на бикристаллических подложках. Величина собственной добротности резонаторов превышает 80 000 на частоте 7.1 GHz при температуре 77 K, что соответствует лучшим результатам в этой области. Джозефсоновские переходы длиной 50–350 μm характеризуются значением плотности критического тока $j_c = 12\text{--}33 \text{ kA/cm}^2$ для температуры $T = 77 \text{ K}$ и $j_c = 93\text{--}230 \text{ kA/cm}^2$ для температуры $T = 6 \text{ K}$ при нулевом магнитном поле. Величина характерного напряжения $I_c R_n$ составляет 0.8–1.96 mV.

Введение

Метод магнетронного напыления широко используется для получения пленок различных материалов, в том числе пленок сложных многокомпонентных оксидов, таких как высокотемпературный сверхпроводник $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ (YBCO). Однако процесс эпитаксиального роста многокомпонентной пленки при магнетронном напылении существенно отличается от осаждения аморфных одно-, двухкомпонентных пленок и многослойных структур. Воздействие частиц плазмы магнетронного разряда с энергиями $\geq 1 \text{ eV}$ на растущую пленку может приводить к нарушению ее стехиометрии и кристаллической структуры. Нарушения стехиометрии и структуры в свою очередь приводят к ухудшению электрофизических характеристик пленок. В основном негативное влияние на YBCO-пленку, заключающееся в селективном распылении атомов Ba и Cu, оказывают отрицательные ионы кислорода, ускоряющиеся в поле мишени, поскольку кислород — реактивный газ, необходимый для синтеза YBCO. К числу бомбардирующих пленку частиц относятся также электроны, ускоренные в поле мишени; ионы, ускоренные в поле плавающего потенциала подложки; отраженные от мишени и нейтрализованные первичные ионы; нейтральные частицы, возникающие в результате обменных процессов. Для минимизации негативного воздействия высокоэнергетических частиц необходима их термализация, которая осуществляется за счет специальной геометрии расположения подложки относительно распыляемой мишени [1,2] и/или за счет увеличения давления газа [2,3]. Рост пленок YBCO

проводится, как правило, в газовой смеси Ar–O₂ в различных процентных отношениях при давлениях в десятки и сотни паскалей, когда длина свободного пробега частиц составляет величину $\sim 0.1 \text{ mm}$, т.е. много меньше расстояния мишень–подложка. В этих условиях транспорт материала, эмитированного из мишени, к подложке осуществляется в большей степени за счет диффузии, что приводит к существенному снижению скорости роста пленок по сравнению с режимом прямого пролета. С другой стороны, важной особенностью магнетронного напыления при повышенных давлениях является возникновение газовых потоков, вызванное передачей импульса и энергии атомам газовой среды от частиц, эмитированных из мишени [4]. Это может способствовать повышению эффективности переноса материала от мишени к растущей пленке.

Поскольку используемые YBCO-мишени, как правило, представляют собой спеченную керамику, то специфической проблемой магнетронного напыления пленок YBCO является изменение элементного состава и микроструктуры поверхности мишени в процессе ее ионного распыления. Радиационное и тепловое воздействие бомбардирующих ионов приводит к долговременным диффузионным изменениям катионного состава мишени [5,6] и обеднению поверхности кислородом [7]. Последний фактор особенно важен, поскольку ведет к заметному изменению напряжения разряда и скорости роста пленок YBCO [7].

Таким образом, в процессе магнетронного напыления YBCO-пленок параметры роста всегда приходится оптимизировать либо вследствие уникальности конкретной

экспериментальной установки, либо с целью решения задачи получения образца с заданными свойствами. При этом основные параметры процесса, такие как давление газовой смеси, расстояние мишень-подложка, ток и напряжение магнетронного разряда, могут меняться в широких пределах. Общая задача состоит в том, чтобы, с одной стороны, получить достаточно высокую скорость роста V_d , а с другой — обеспечить стехиометрию и структурное совершенство растущей пленки.

В настоящей работе обсуждаются особенности и закономерности процесса магнетронного напыления эпитаксиальных пленок YBCO в экспериментальной установке с планарной осевой геометрией (*on-axis*). В качестве демонстрации возможностей технологии приводятся характеристики изготовленных элементов устройств на основе полученных пленок YBCO.

1. Методика эксперимента

Схема экспериментальной напылительной установки приведена на рис. 1. Подложка и мишень располагаются перпендикулярно оси, проходящей через их центры. Для напыления пленок YBCO использовался штатный магнетрон универсального откачного стенда ВУП-5М с так называемой „разбалансированной“ магнитной системой.

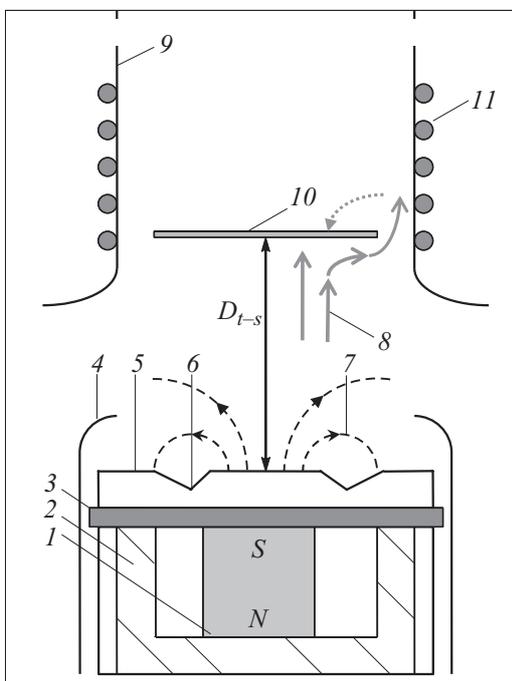


Рис. 1. Схематическое изображение экспериментальной магнетронной напылительной системы: 1 — магнит, 2 — магнитопровод (магнитомягкое железо), 3 — медная прокладка, 4 — анод, 5 — мишень, 6 — зона эрозии, 7 — линии индукции магнитного поля, 8 — направление газовых потоков, 9 — кварцевый реактор, 10 — подложка, 11 — спираль резистивного нагревателя подложек.

В отличие от обычной сбалансированной системы здесь используется только один магнит, линии магнитного поля замыкаются через магнитопровод — магнитомягкое железо. В такой системе плазма тлеющего разряда сконцентрирована дальше от центра мишени, над которым размещается подложка. В результате негативное воздействие ионов кислорода на растущую пленку снижается [8]. В полной мере это преимущество реализуется лишь в определенном диапазоне рабочих давлений и при определенных соотношениях размеров мишени и подложки. Вместе с тем привлекательной является простота данной конструкции. В качестве дополнительного элемента катодного узла использовалась медная прокладка между YBCO-мишенью и корпусом магнетрона. Толщина этой прокладки существенно влияет на величину индукции магнитного поля у поверхности мишени, т.е. на параметры магнетронного разряда и условия роста YBCO-пленки [9].

Для получения пленок использовались дисковые стехиометрические $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ -мишени. Перед напылением подложки проходили стандартный процесс очистки в органических растворителях. Распыление происходило на постоянном токе в газовой смеси состава $Ar(50\%)-O_2$. Размеры мишеней: толщина 4 мм и диаметр 42 мм. Ток магнетронного разряда составлял 100–600 мА. Рентгеноструктурный анализ полученных пленок проводился на дифрактометре Bruker D8 Discover в симметричной ($2\theta - \omega$) геометрии с зеркалом Гёбеля и щелью 1.5 мм на первичном пучке. Измерение электрофизических характеристик пленок проводилось стандартным четырехзондовым методом. Для получения омических контактов с пленками YBCO использовался метод термического осаждения серебра. Формирование элементов электронных устройств на основе полученных пленок проводилось при помощи стандартной фотолитографии с жидкостным травлением.

2. Результаты и обсуждение

С практической точки зрения важно непосредственно определить характер переноса вещества от мишени к подложке в условиях, типичных для магнетронного напыления YBCO-пленок в рассматриваемой конфигурации установки. Нужно иметь в виду, что для эффективного использования пленок YBCO в устройствах СВЧ электроники их толщина, как правило, должна удовлетворять условию $d \gg \lambda_L$, где λ_L — лондоновская глубина проникновения. При температуре $T = 77$ К величина $\lambda_L = 0.22-0.28 \mu m$. Таким образом, необходимо получать качественные пленки толщиной $d \sim \mu m$. В этом случае эффективное поверхностное сопротивление R_{eff} пленок YBCO минимально.

Были экспериментально определены зависимости скорости осаждения YBCO-пленок от расстояния мишень-подложка D_{t-s} и рабочего давления смеси $Ar(50\%)-O_2$. Осаждение материала YBCO проводилось

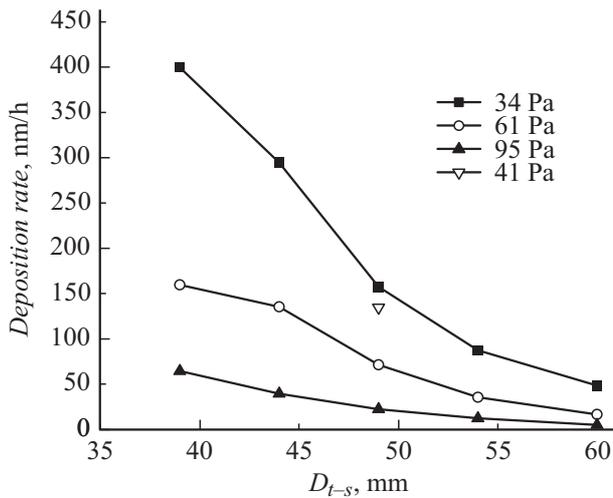


Рис. 2. Экспериментальные зависимости скорости осаждения материала YBCO в планарной магнетронной системе напыления от расстояния мишень-подложка при различных значениях рабочего давления смеси Ar(50%)–O₂.

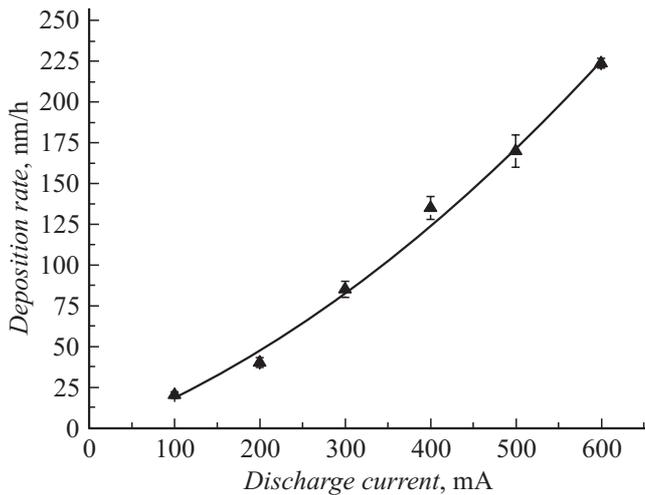


Рис. 3. Экспериментальная зависимость скорости осаждения материала YBCO в планарной магнетронной системе напыления от тока разряда при расстоянии мишень-подложка $D_{t-s} = 49$ mm и давлении смеси Ar(50%)–O₂ $P = 41$ Pa.

на кремневые подложки одинакового размера без нагрева до температуры эпитаксии. Ток разряда составлял величину 400 мА. Для определения толщины получившихся аморфных пленок на них наносили царапины иглой, достигавшие подложки. Затем на образцы осаждали методом термического испарения серебра. После этого глубину царапин измеряли на интерферометре белого света Talysurf CCI 2000 и, таким способом, определяли скорость осаждения материала, которая, конечно, может отличаться от скорости роста эпитаксиальной пленки YBCO. Для эпитаксиальных пленок методом рентгеновской интерферометрии определяется эффективная толщина фазы $Y_1Ba_2Cu_3O_7$, которая не всегда

совпадает с физической толщиной пленки. Результаты представлены на рис. 2. Из рисунка видно, что при увеличении D_{t-s} в ~ 1.5 раза, от 39 mm до 60 mm, скорость осаждения уменьшается в 8–10 раз в диапазоне давлений $P = 34–95$ Pa. Очевидно, что с точки зрения эффективного повышения скорости роста YBCO-пленок имеет смысл минимизировать технически возможное расстояние D_{t-s} . Но при этом нужно учитывать повышение рабочего давления, необходимого для термализации ионов кислорода и получения приемлемых характеристик пленок, что может существенно понизить скорость роста. При повышении давления возрастает также доля распыленных частиц, возвращающихся в процессе диффузии обратно на мишень. Кроме того, имеет значение влияние, оказываемое нагревателем подложек на мишень и характеристики разряда, о чем будет сказано ниже.

Другой важный параметр ростового процесса — это величина I тока магнетронного разряда. На рис. 3 представлена зависимость скорости осаждения материала YBCO на холодную кремневую подложку от тока разряда при заданных значениях $D_{t-s} = 49$ mm и $P = 41$ Pa. Величина D_{t-s} соответствует значению, при котором были получены эпитаксиальные YBCO-пленки с высокими структурными и электрофизическими характеристиками. Полученная зависимость $V_d(I)$ близка к линейной. В данных условиях можно было бы ожидать заметной нелинейности $V_d(I)$, связанной с эффектом разогрева газа в прикатодной области вследствие рассеяния потока распыленных частиц на атомах рабочей смеси, приводящей к локальному уменьшению концентрации газа и увеличению длины термализации. Кроме того, импульс, передаваемый распыленными частицами атомам газа, приводит к движению газовой среды как целого, что тоже способствует увеличению скорости осаждения [4]. На практике, однако, этот эффект нивелируется тем, что при увеличении мощности или тока разряда выше некоторой величины ($I \sim 400$ mA в нашем случае) интенсифицируется процесс потери кислорода мишенью, что приводит к более быстрому падению напряжения разряда и уменьшению скорости осаждения [7]. Но в любом случае возможность увеличения тока разряда ограничена из-за повышения вероятности образования мелких дуговых разрядов между мишенью и анодом, а также на поверхности мишени, приводящих к загрязнению пленок, нарушению структуры поверхности мишени и даже к ее разрушению. Все это негативно сказывается на стабильности процесса роста.

На стабильность поверхностной концентрации кислорода в мишени может оказывать влияние не только величина плотности мощности, выделяемой на мишени, но и воздействие, оказываемое нагревателем подложек. На рис. 4, *a, b* показаны типичные изменения напряжения разряда в рабочем цикле напыления YBCO-пленок. В начале процесса ток разряда повышался от 100 до рабочего значения 400 mA с шагом 100 mA. Снижение напряжения за цикл составило 12–15% независимо от

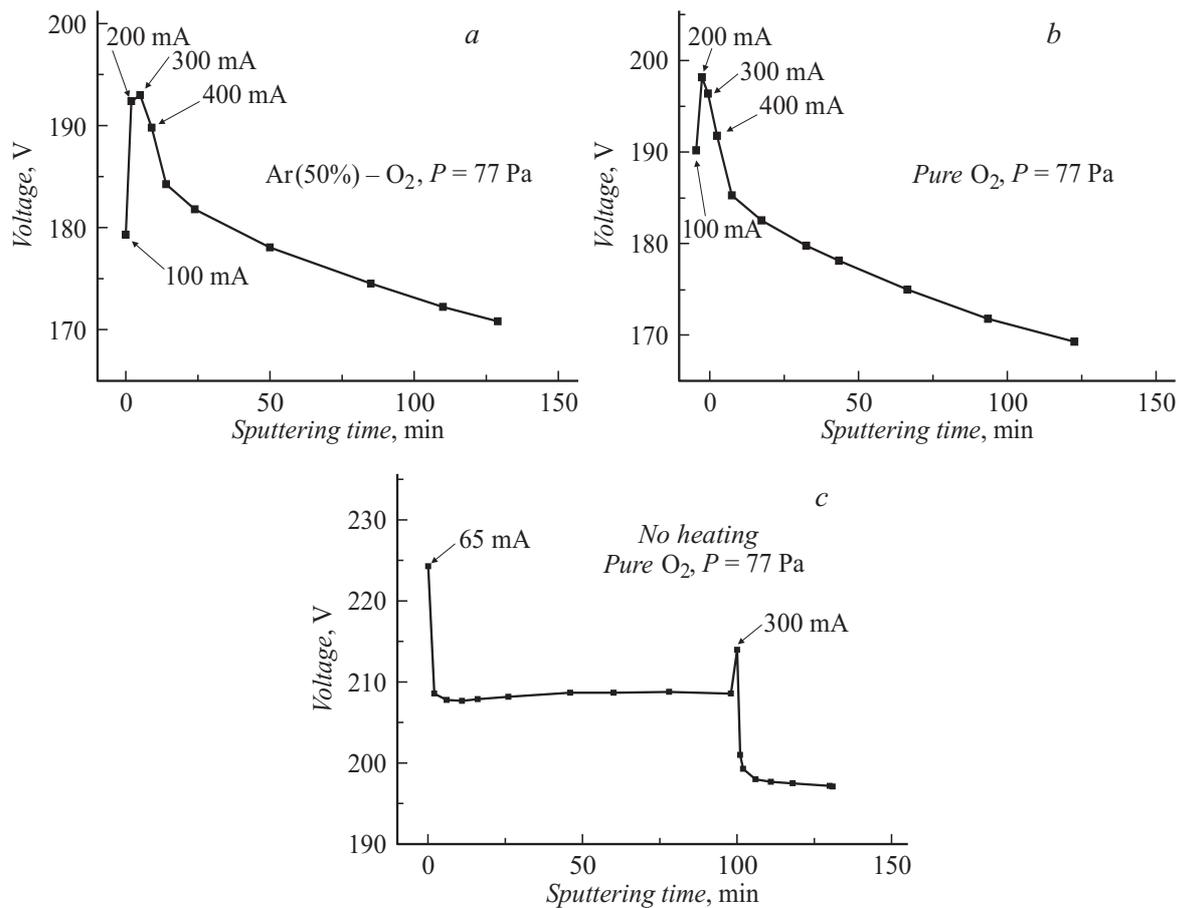


Рис. 4. Зависимости напряжения разряда в рабочем процессе напыления (a), (b); при распылении YBCO-мишени в чистом кислороде при отключенном нагревателе (c).

того, в чистом кислороде или в обычной смеси Ar-O₂ распылялась мишень. Опыт показывает, что получение высококачественных пленок YBCO при использовании в качестве распыляющего газа чистого кислорода возможно в режимах напыления, близких к тем, что были использованы и для смеси Ar(50%)-O₂. При этом при рабочей температуре нагревателя зондовая термопара показала температуру $T = 470^\circ\text{C}$ на высоте 4 mm от поверхности мишени. При меньших токах разряда общий характер зависимости $V(t)$, показанный на рис. 4, a, b, сохранялся. В то же время при отключенном нагревателе и не слишком высоких токах разряда напряжение оставалось стабильным при распылении мишени в чистом кислороде (рис. 4, c). Таким образом, можно отметить, что на выбор величины D_{t-s} в магнетронной системе напыления YBCO-пленок существенное влияние оказывает метод нагрева подложек.

При выборе технологического режима роста YBCO-пленок в рассматриваемой конфигурации напылительной системы оказывается удобным использовать двусторонние подложки [10]. Если не закрывать специальным экраном обратную сторону подложки, то на ней будет осаждаться материал мишени и, следо-

вательно, будет расти YBCO-пленка, но со скоростью существенно меньшей, чем на лицевой стороне, т.е. на стороне, обращенной к мишени. Таким образом, в одном процессе выращиваются две пленки, причем условия их роста сильно различаются. Пленка на обратной стороне подложки растет в условиях, когда она естественным образом не подвергается бомбардировке высокоэнергетичными частицами плазмы. Сравнение характеристик пленок, полученных в одном ростовом цикле на разных сторонах подложки, позволяет сделать важные выводы о технологических параметрах проведенного процесса напыления и ускорить выбор оптимального режима. Более того, сформированная на обратной стороне подложки тонкая пленка может служить качественным „автоподслоем“ при последующем росте пленки до заданной толщины в менее термализованных условиях [10]. Отсюда следует, что при получении пленок YBCO с высокими структурными и электрофизическими характеристиками методом магнетронного напыления большое значение имеет начальная стадия гетероэпитаксиального роста, когда формируется переходный слой подложка-пленка. Поэтому имеет смысл проводить изменение рабочего давления в течение одного цикла

Технологические параметры роста, толщина и ширина кривой качания $\Delta\omega(005)$ слоя YBCO, максимальная добротность дисковых резонаторов на частоте 7.1 GHz при температуре $T = 77$ K

| № | D_{t-s} , mm | Давление, Pa | Напряжение, V | V_d , nm/h | Толщина слоя YBCO, μm | $\Delta\omega$, deg | Q_0^{max} |
|---|----------------|--------------|---------------|--------------|----------------------------------|----------------------|--------------------|
| 1 | 44 | 56/51 | 147–127 | 45 | 0.6 | 0.12 | 58 900 |
| 2 | 40 | 83/77 | 190–157 | 128 | 0.85 | 0.13 | 82 000 |
| 3 | 40 | 83/77 | 187–156 | 129 | 0.9 | 0.11 | 55 800 |

напыления. При этом первая стадия роста происходит при повышенном давлении в условиях максимальной термализации частиц, поступающих на подложку, т.е. с низкой скоростью осаждения. На второй стадии рост проводится при пониженном давлении в менее термализованных условиях, но с большей скоростью осаждения. Такой подход был использован нами при изготовлении дисковых резонаторов на основе YBCO-пленок.

2.1. Дисковые резонаторы на основе YBCO-пленок

Исследуемые дисковые резонаторы представляют собой подложку из алюмината лантана (LaAlO_3) размером 12.5×12.5 mm и толщиной 1.0 mm. На одной стороне подложки сформирован диск диаметром 9.7 mm из пленки YBCO, вторая сторона подложки полностью покрыта пленкой YBCO. Размер диска определяет частоту рабочей аксиально-симметричной моды TM_{010} $f \sim 7.1$ GHz (измеренное значение, хорошо совпадающее с расчетным). Данная мода отличается тем, что она имеет нулевую плотность тока на краю диска. Это важно для достижения максимальной добротности и динамического диапазона резонатора, так как существующие краевые дефекты структуры не влияют на протекание сверхпроводящего тока. Для проведения измерений дисковый резонатор помещался в квадратный корпус размером 12.5×12.5 mm и высотой 3.5 mm, связь с резонатором осуществлялась штыревыми антеннами. Подобные резонаторы были использованы в цепи обратной связи макета СВЧ-генератора с низким уровнем фазового шума [11].

В таблице представлены технологические параметры роста, характеристики YBCO-слоев и максимальные значения собственной добротности трех исследованных дисковых резонаторов. Первый резонатор был получен без использования медной прокладки в катодном узле (рис. 1), второй и третий — с прокладкой. Этим объясняются наблюдаемые различия в напряжении разряда и скорости роста, а также различия в величине D_{t-s} и используемом рабочем давлении. Во всех трех случаях начальное давление понижалось через 1 h напыления для повышения скорости роста. В таблице приведены значения начального и пониженного давления.

Исследуемые резонаторы показали высокие значения добротности. Для сравнения приведем результаты

некоторых ведущих исследовательских групп. В работе [12] собственная добротность моды TM_{010} составила $Q_0 = 570\,000$ на более низкой частоте $f = 3.5$ GHz при температуре $T = 30$ K. При увеличении температуры до $T = 77$ K добротность снижалась до 70 000. В работе [13] при температуре $T = 77$ K добротность моды TM_{010} составила $Q_0 = 70\,000$ на частоте $f \sim 2$ GHz на подложке LaAlO_3 толщиной 0.5 mm.

Исходя из измеренной величины собственной добротности резонатора Q_0 , можно провести оценку эффективного поверхностного сопротивления YBCO-пленки R_{eff} по формуле [13]

$$\frac{1}{Q_0} = \frac{1}{\pi} \frac{\lambda_0}{Z_0} \frac{R_{\text{eff}}}{h} + \tan \delta, \quad (1)$$

где λ_0 — длина волны в вакууме, $Z_0 = 120\pi \Omega$ — импеданс свободного пространства, $\tan \delta$ — тангенс угла диэлектрических потерь в алюминате лантана, h — толщина подложки (в нашем случае — 1 mm). Данная формула не учитывает потери на излучение. В литературе приводятся различные значения тангенса диэлектрических потерь алюмината лантана от $3 \cdot 10^{-5}$ [14] до менее чем 10^{-6} [15]. В работе [13] экспериментальная и расчетная ($\tan \delta = 0$) добротности отличались в 1.6 раза. Чтобы избежать связанной с этим неопределенности, положим $\tan \delta = 0$ и получим, таким образом, верхнюю оценку R_{eff} . Согласно (1), для образца № 2 будем иметь $R_{\text{eff}} \leq 0.34 \mu\Omega$ на частоте 7.1 GHz. Если воспользоваться квадратичной зависимостью поверхностного сопротивления ВТСП-пленки от частоты $R_{\text{eff}} \propto \omega^2$ [16], то на частоте 10 GHz будем иметь $R_{\text{eff}}(10 \text{ GHz}, 77 \text{ K}) \leq 0.7 \mu\Omega$, что соответствует пленкам высокого качества.

Как видно из таблицы, пленки YBCO с высокими структурными и электрофизическими характеристиками могут быть получены при существенно различных условиях роста — давлении, напряжении разряда и скорости осаждения. При этом основной характеристикой структурного совершенства получаемых пленок является величина полуширины кривой качания рентгеновского отражения YBCO(005). В общем случае в эту величину дают вклад несколько параметров: микродеформации (неоднородность периода решетки „с“), измельчение блоков мозаики и рассеяние направлений оси c блоков мозаики („ $\Delta\omega$ “), которые могут быть разделены [17]. В нашем случае по измерениям большого количества

образцов было установлено, что первые два фактора вносят значительно меньший вклад в полуширину кривой качания по сравнению с последним. Полученные величины $\Delta\omega = 0.11-0.13^\circ$ свидетельствуют о высоком качестве гетероэпитаксии YBCO-пленок на подложках LaAlO_3 . Одновременно столь низкие значения $\Delta\omega$ показывают и низкую степень воздействия энергичных частиц на растущую пленку, т.е. их термализацию, так как между этими параметрами существует корреляция [9,10].

Наибольшее значение собственной добротности было получено на образце № 2, что, возможно, связано с большей толщиной YBCO-слоев по сравнению с образцом № 1. Хотя получение YBCO-слоя высокого качества и необходимой толщины возможно за несколько последовательных циклов напыления [18], очевидно, что удобнее и надежнее использовать режим с большей скоростью осаждения. В нашем случае этот режим достигается в основном ослаблением индукции магнитного поля вблизи мишени, вследствие чего повышается напряжение разряда. С точки зрения повышения скорости роста это оказывается более эффективным, чем повышение тока разряда. При этом в таблице указаны средние за многочасовой цикл напыления скорости роста, поскольку, как было указано выше, скорость осаждения меняется в процессе напыления пропорционально напряжению разряда. При напылении YBCO-пленок толщиной до $0.1\ \mu\text{m}$ средняя скорость роста составила $V_d = 200-250\ \text{nm/h}$. Для стабилизации скорости осаждения необходимо стабилизировать поверхностную концентрацию кислорода в мишени. Для этого предлагалось, в частности, добавлять к распыляющему газу пары воды [2], поскольку водородсодержащие примеси служат катализаторами образования атомарного кислорода в распыленной плазме. Таким же действием обладают и азотсодержащие примеси. При высокой концентрации атомарного кислорода в плазме достигается динамическое равновесие концентрации кислорода в мишени. Возможен, однако, и другой подход к достижению высокой средней скорости роста — изменение давления в процессе напыления YBCO-пленок. Практически при этом в первом приближении следует придерживаться некоторого экспериментально установленного и зависящего от D_{t-s} отношения U/P , где U — напряжение разряда, P — давление распыляющего газа.

2.2. Джозефсоновские переходы на бикристаллических фианитовых подложках

В настоящее время существует интерес к длинным джозефсоновским переходам, обусловленный перспективой их использования в качестве источников излучения терагерцового диапазона частот. Подобные структуры уже реализованы на основе низкотемпературных сверхпроводников. В настоящей работе были изготовлены длинные джозефсоновские переходы на основе пленок

YBCO на двух образцах, показавших высокую воспроизводимость характеристик. Использовались бикристаллические подложки $\text{Zr}_{1-x}\text{Y}_x\text{O}_2$ (YSZ — фианит) с симметричной границей и углом разориентации в плоскости $23.8^\circ[001]$. Рассогласование параметров решеток YBCO и YSZ зависит от процентного содержания иттрия и достигает -7% [19], вследствие чего эпитаксиальный рост YBCO-пленок на этих подложках осложнен и имеет свои особенности [20]. Кроме того, при характерных температурах эпитаксии YBCO происходит химическое взаимодействие между пленкой и подложкой [19,21]. Поэтому на YSZ-подложках методом лазерного распыления выращивался буферный слой CeO_2 . Структурные характеристики буферного слоя CeO_2 следующие: толщина $47\ \text{nm}$, величина $\Delta\omega = 0.24^\circ$. При напылении слоя YBCO средняя скорость роста составила $V_d = 140\ \text{nm/h}$, структурные параметры имели следующие значения: толщина $0.6\ \mu\text{m}$, $\Delta\omega = 0.34^\circ$.

На каждом из образцов было изготовлено по пять мостиков, два из которых имели ширину, определяющую длину джозефсоновского перехода, $150\ \mu\text{m}$, а остальные три — 50 , 250 и $350\ \mu\text{m}$. Измерение основных электрофизических параметров полученных структур при температуре жидкого азота показало следующие результаты. Вне бикристаллической границы температура сверхпроводящего перехода $T_c \sim 92\ \text{K}$, критическая плотность тока $j_c > 10^6\ \text{A/cm}^2$. Величина отношения сопротивления при температуре $300\ \text{K}$ к сопротивлению при температуре $100\ \text{K}$, характеризующая качество межгранульных связей в пленке, $\gamma \sim 3.2$. Критическая плотность тока через бикристаллическую границу составила от $j_c = 1.2 \cdot 10^4\ \text{A/cm}^2$ на переходе длиной $350\ \mu\text{m}$, до $j_c = 3.3 \cdot 10^4\ \text{A/cm}^2$ на переходе длиной $50\ \mu\text{m}$. Отметим, что на обоих образцах наблюдалась следующая корреляция: измеряемая критическая плотность тока возрастает при уменьшении длины джозефсоновского перехода, что обусловлено особенностями протекания сверхпроводящего тока через такие контакты [22]. В обзоре [23] приводятся данные из оригинальной работы [24]: максимальные величины критической плотности тока через джозефсоновский контакт $j_c = (4-6) \cdot 10^4\ \text{A/cm}^2$ при $T = 77\ \text{K}$ получены на бикристаллических фианитовых подложках с углом разориентации $22^\circ[001]$. При этом длина джозефсоновских переходов составляла 4 и $8\ \mu\text{m}$.

Изготовленные структуры были протестированы при температуре $T = 6\ \text{K}$ и продемонстрировали критическую плотность тока через бикристаллическую границу $j_c = (0.93-2.3) \cdot 10^5\ \text{A/cm}^2$. Важным параметром джозефсоновского перехода является характерное напряжение $I_c R_n$, где I_c — критический ток, R_n — сопротивление перехода в нормальном состоянии. В исследованных структурах величина $I_c R_n$ составила $0.8-1.96\ \text{mV}$. В литературе приводятся следующие значения для таких структур при гелиевых температурах и нулевом магнитном поле: $j_c = 0.2 \cdot 10^5\ \text{A/cm}^2$, $I_c R_n = 0.52-1.15\ \text{mV}$ [25,26]. В обзоре [23] приведены

значения $j_c = (2-5) \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ и $I_c R_n = 1.3-1.7 \text{ mV}$ при температуре $T = 4.2 \text{ K}$.

Выводы

Основными параметрами процесса магнетронного напыления эпитаксиальных YBCO-пленок помимо температуры подложки являются расстояние мишень-подложка и зависящее от него соотношение напряжения разряда и давления распыляющего газа U/P . При заданном токе разряда скорость роста пленок существенно коррелирует с напряжением, которое в свою очередь определяется концентрацией кислорода в поверхностном слое YBCO-мишени. На стабильность поверхности мишени оказывают влияние как плотность ионного тока, так и метод нагрева подложек до температуры эпитаксии. В то же время изменение процентного содержания кислорода в рабочей смеси Ag-O_2 вплоть до 100% может повлиять на стабилизацию мишени при условии исключения теплового воздействия нагревателя подложек.

Для повышения скорости роста пленок YBCO в планарной напылительной системе с планарной осевой геометрией более эффективно повышение напряжения разряда, чем его тока. Для этого нужно оптимизировать величину индукции магнитного поля вблизи мишени. Кроме того, для достижения высокой скорости роста возможен подход, состоящий в изменении давления непосредственно в процессе ростового цикла. Ориентиром неизменности условий напыления при этом может служить некоторое экспериментально установленное отношение U/P . Уменьшая это отношение на начальной стадии гетероэпитаксиального роста, можно создавать благоприятные условия для формирования переходного слоя подложка-пленка, во многом определяющего свойства получаемой пленки. На последующей стадии давление может быть понижено с целью повышения скорости роста при сохранении высокого качества пленок.

Разработанная лабораторная технология магнетронного напыления позволяет получать YBCO-пленки с высокими структурными и электрофизическими характеристиками с высокой средней скоростью роста: $200-250 \mu\text{m/h}$ для пленок толщиной до $0.1 \mu\text{m}$ и $130-140 \text{ nm/h}$ для пленок толщиной до $0.9 \mu\text{m}$. Изготовленные на основе получаемых пленок элементы сверхпроводниковых приборов продемонстрировали характеристики на уровне лучших мировых образцов. Собственная добротность дискового резонатора превышает 80 000 на частоте 7.1 GHz при температуре 77 K . Джозефсоновские переходы длиной $50-350 \mu\text{m}$ на бикристаллических фианитовых подложках с углом разориентации в плоскости $23.8^\circ [001]$ характеризуются значением плотности критического тока $j_c = 12-33 \text{ kA/cm}^2$ для температуры $T = 77 \text{ K}$, и $j_c = 93-230 \text{ kA/cm}^2$ для температуры $T = 6 \text{ K}$ при нулевом магнитном поле. Характерное

напряжение $I_c R_n$ джозефсоновского перехода составляет величину $0.8-1.96 \text{ mV}$.

Настоящая работа выполнена в Институте физики микроструктур РАН при поддержке РФФИ, проект № 15-02-05869. В работе использовано оборудование ЦКП Физика и технология микро- и наноструктур.

Список литературы

- [1] Tsukamoto A., Tsurukiri E., Soutome Y., Saitoh K., Kurosawa I., Takagi K. // *Physica C*. 2003. Vol. 392–396. P. 1245–1249.
- [2] Крупке Р., Азулэ М., Дойтчер Г. Получение пленок $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ методом распыления / В кн. Токонесущие ленты второго поколения на основе высокотемпературных сверхпроводников. Под ред. А. Гояла. М.: Изд-во ЛКИ, 2009. 432 с.
- [3] Iavarone M., Andreone A., Orgiani P., Pica G., Saluzzo M., Vaglio R., Kulik I.I., Palmieri V. // *Supercond. Sci. Technol.* 2000. Vol. 13. P. 1441–1446.
- [4] Знаменский А.Г., Марченко В.А. // *ЖТФ*. 1998. Т. 68. Вып. 2. С. 24–32.
- [5] Воробьев А.К., Гапонов С.В., Дроздов М.Н., Клоенков Е.Б., Мастеров Д.В. // *ФТТ*. 2000. Т. 42. Вып. 4. С. 589–594.
- [6] Kadin A.M., Ballentine P.H., Argana J., Rath R.C. // *IEEE Trans. on Magnetics*. 1989. Vol. 25. N 2. P. 2437–2440.
- [7] Мастеров Д.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Павлов С.А., Парафин А.Е., Юнин П.А. // *Письма в ЖТФ*. 2013. Т. 39. Вып. 19. С. 41–50.
- [8] Moritakis E., Anagnostou M., Pissas M., Psycharis V., Niarchos D., Stratakis G. // *Supercond. Sci. Technol.* 1998. Vol. 11. P. 686–691.
- [9] Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. // *ЖТФ*. 2009. Т. 79. Вып. 1. С. 125–128.
- [10] Востоков Н.В., Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. // *Письма в ЖТФ*. 2010. Т. 36. Вып. 18. С. 60–66.
- [11] Парафин А.Е., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Кривский М.А., Коробков Г.М., Кривский И.М. // *Письма в ЖТФ*. 2013. Т. 39. Вып. 23. С. 63–71.
- [12] Muller G., Aschermann B., Chaloupka H., Diete W., Getta M., Gurzinski B., Hein M., Jeck M., Kaiser T., Kolesov S., Piel H., Schlick H., Theisejuns R. // *IEEE Trans. on Appl. Supercond.* 1997. Vol. 7. N 2. P. 1287–1290.
- [13] Kolesov S., Chaloupka H., Baumfalk A., Kaiser T. // *J. Supercond.* 1997. Vol. 10. N 3. P. 179–187.
- [14] Phillips J.M. // *J. Appl. Phys.* 1996. Vol. 79. N 4. P. 1829–1847.
- [15] Zuccaro C., Winter M., Klein N., Urban K. // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 82. N 11. P. 5695–5704.
- [16] Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. М.: МЦНМО, 2000. 416 с.
- [17] Bobyl A.V., Gaevski M.E., Karmanenko S.F., Kutt R.N., Suris R.A., Khrebtov I.A., Tkachenko A.D., Morosov A.I. // *J. Appl. Phys.* 1997. Vol. 82. N 3. P. 1274–1280.
- [18] Востоков Н.В., Дроздов М.Н., Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е. // *Письма в ЖТФ*. 2011. Т. 37. Вып. 14. С. 54–59.

- [19] *Gao J., Wong W.H.* // *Physica C*. 1995. Vol. 251. N 3. P. 330–336.
- [20] *Гапонов С.В., Гусев С.А., Дроздов Ю.Н., Мастеров Д.В., Павлов С.А., Парафин А.Е., Скороходов Е.В., Юнин П.А.* // *ЖТФ*. 2014. Т. 84. Вып. 10. С. 68–72.
- [21] *Alarco J.A., Brorsson G., Olin H., Olsson E.* // *J. Appl. Phys.* 1994. Vol. 75. N 6. P. 3202–3204.
- [22] *Revin L.S., Chiginev A.V., Pankratov A.L., Masterov D.V., Parafin A.E., Luchinin G.A., Matrozova E.A., Kuzmin L.S.* // *J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 114. N 24. P. 243 903(1–4).
- [23] *Hilgenkamp H., Mannhart J.* // *Rev. Mod. Phys.* 2002. Vol. 74. N 2. P. 485–549.
- [24] *Ivanov Z.G., Nilsson P.A., Winkler D., Alarco J.A., Claeson T., Stepantsov E.A., Tzalenchuk A.Ya.* // *Appl. Phys. Lett.* 1991. Vol. 59. P. 3030–3032.
- [25] *Zhang Y.M.* // PhD thesis, ISBN 91-7032-888-9, Department of Goteborg, 1993.
- [26] *Winkler D., Zhang Y.M., Nilsson P.A., Stepantsov E.A., Claeson T.* // *Phys. Rev. Lett.* 1994. Vol. 72. N 8. P. 1260–1263.