

ОСОБЕННОСТИ ЗАРОЖДЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ НОРМАЛЬНОЙ ФАЗЫ В ВТСП-МАТЕРИАЛАХ С ПЛЕНОЧНЫМ YBCO-СЛОЕМ

А. В. Мальгинов^a, А. Ю. Кунцевич^{a,b}, В. А. Мальгинов^{a}, Л. С. Флейшман^{c**}*

*^a Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

*^b Московский физико-технический институт
141707, Долгопрудный, Московская обл., Россия*

*^c Энергетический институт им. Г. М. Кржижановского
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 14 июня 2013 г.

Экспериментально исследованы особенности зарождения и механизмы развития нормальной фазы при пропускании переменного тока через находящийся в жидком азоте ленточный ВТСП-провод на основе YBCO. Обнаружено, что в зависимости от свойств и структуры подложки ВТСП-ленты развитие нормальной фазы имеет различные механизмы. При большой теплопроводности вдоль провода и хорошем теплоотводе в хладагент образец из сверхпроводящего состояния целиком переходит в резистивное, а затем с ростом тока его сопротивление растет и приближается к сопротивлению подложки. Для материалов с высокоомной подложкой, т. е. с низкой теплопроводностью, зарождение нормальной фазы происходит в областях с наименьшими сверхпроводящими параметрами. В этих местах резистивное состояние является неустойчивым, и через ограниченное время часть образца переходит в нормальное состояние, а остальная часть возвращается в сверхпроводящее. Образуется нормальный домен. Размеры домена линейно растут с повышением напряжения. Обнаружено, что место и причина зарождения домена зависят от уровня превышения током критического значения. При малом превышении резистивное состояние существует в течение нескольких периодов переменного тока. В этом случае от периода к периоду по всему образцу повышается температура и нормальный домен зарождается на участке провода с пониженной критической температурой. Если же резистивное состояние существует меньше четверти периода, то нормальный домен зарождается на участке с пониженным критическим током. Обнаружено, что при скачкообразном изменении подаваемого напряжения могут возникать несколько доменов, а при определенном уровне скачка домен переходит в неустойчивое состояние и начинает двигаться со скоростью около 1 мм/с от периферии образца к его середине. Экспериментально были получены потенциальный и температурный профили нормального домена. Установлено, что его максимальная температура монотонно растет с повышением приложенного напряжения, а градиент температуры на границе домена вдоль ленты составляет около 100 К/мм. Показано, что установившиеся параметры домена и ветви ВАХ, возникающие при его зарождении, хорошо описываются с помощью уравнения теплового баланса для стационарного случая.

DOI: 10.7868/S0044451013120110

1. ВВЕДЕНИЕ

Многолетнее изучение физики низкотемпературных композитных сверхпроводников привело к глу-

бокому и всестороннему пониманию электромагнитных, тепловых и механических процессов, происходящих при инициированных транспортным током фазовых переходах [1]. Эти знания, безусловно, являются основой и для понимания поведения композитных ВТСП-материалов при протекании по ним сверхкритических токов [2].

Однако существенные количественные различия

*E-mail: malginov@sci.lebedev.ru

**E-mail: cryogen@eninet.ru

термодинамических параметров композитных проводов при гелиевой и азотной температурах, так же как и различия в свойствах хладагентов (жидкого гелия и азота), приводят к новым особенностям разрушения сверхпроводимости транспортным током и распространения нормальной фазы в ВТСП-проводах при охлаждении жидким азотом.

Ввиду значимости результатов исследований для практических применений ВТСП-материалов, эксперименты были выполнены в работах [3–17] на ВТСП-проводах первого и второго поколений. С точки зрения фазового перехода между сверхпроводящим и нормальным состояниями, наиболее существенную роль играет различие составов ВТСП-соединений, применяемых в этих проводах. Провода первого поколения изготавливаются на основе соединения BSCCO, а второго — на основе YBCO или REBCO (RE — редкоземельный элемент). Критическая температура сверхпроводящего перехода для соединения BSCCO равна 110 К, а для YBCO — 92 К. Различие критических температур проводов первого и второго поколений приводит к тому, что относительно небольшой (на 10–15 К) разогрев проводов выше температуры жидкого азота по-разному влияет на их сверхпроводящее состояние. Для проводов первого поколения такой разогрев приводит к некоторому снижению критического тока без потери сверхпроводимости, провода второго поколения практически теряют способность пропускать сколько-нибудь значительный сверхпроводящий ток (при $T \approx 85\text{--}90$ К) или полностью переходят в нормальное состояние (при $T > 92$ К).

В работе [3] было исследовано распространение нормальной зоны в многожильных ленточных композитных проводах Bi-2223/Ag (ВТСП-провода первого поколения). Аналогичные исследования проведены [5–7] на образцах проводов второго поколения, т. е. тонкопленочных покрытиях YBCO (REBCO) на металлической подложке. В работе [8] выполнены эксперименты по распространению нормальной зоны в проводах как первого, так и второго поколения. С целью упрощения экспериментов в ряде работ жидкий хладагент (азот) не применялся, а охлаждение образцов до азотных температур проводилось либо газообразным азотом [3, 8], либо криокулером в вакуумированном криостате [4, 6, 7, 9, 10]. Для генерации нормальной зоны на образцах ВТСП-проводов размещались электрические нагреватели [3, 4, 6–8, 10]. Нормальная зона генерировалась этими нагревателями при протекании по образцам постоянного тока [3, 4, 8], не превышающего критический ток. В работах [9, 11–13] через об-

разцы пропускались импульсы постоянного тока, а в [14, 15] — переменный ток промышленной частоты длительностью не более десяти периодов.

Следует заметить, что для композиционных проводов механизм перехода из сверхпроводящего состояния в нормальное зависит не только от структуры подложки, но и от характера теплоотвода от ВТСП-слоя. Процесс теплоотдачи с поверхности проводов и характеризующие ее параметры существенным образом различаются при использовании жидкого и газообразного хладагентов. Кроме того, характер теплоотдачи в жидкий азот изменяется при переходе от малых времен протекания тока к более продолжительным [12, 13], поэтому важно выяснить временные условия зарождения и распространения нормальной фазы.

Наибольший интерес представляет исследование возникновения и распространения нормального состояния в ВТСП-проводах, охлаждаемых жидким азотом, при протекании по ним переменного тока промышленной частоты со сверхкритической амплитудой. В работе [15] при измерениях на переменном токе было установлено, что при превышении критического тока первоначально наблюдается неравномерность в распределении напряжения вдоль провода, которая постепенно сглаживается по мере увеличения приложенного к проводу напряжения. Подобные эксперименты были проведены [16] на тонких пленках YBCO/Au, выполнявших функцию переключающего элемента в токоограничителе. Однако малая длина применявшихся пленок (около 10 мм) не позволяет сделать выводов о характере распространения нормальной зоны. В работе [17] был исследован переход в нормальное состояние композитных материалов на основе пленок YBCO при превышении током критического значения. Однако никакие данные о временных зависимостях напряжения на сверхпроводнике и его различных участках не приводятся. Поэтому описанные в этой работе результаты измерений также не позволяют сделать выводов о механизмах зарождения, распространения и исчезновения нормального состояния.

Как известно, факт возникновения сопротивления сверхпроводника второго рода при протекании тока сам по себе еще не свидетельствует о его переходе в нормальное состояние. Наличие сопротивления характерно также для так называемого резистивного состояния [1, 2]. Чтобы отличить эти состояния сверхпроводника друг от друга, необходимо измерить вольт-амперную характеристику (ВАХ) сверхпроводника на постоянном токе вплоть до величины тока, значительно превышающего критический ток.

В случае нормального состояния ВАХ будет линейной, в случае резистивного — нелинейной. Однако вследствие тепловыделений во время таких измерений сверхпроводник нагревается и переходит в нормальное состояние, что делает невозможным корректное измерение ВАХ резистивного состояния на постоянном токе.

С целью исследования резистивного состояния сверхпроводников второго поколения в настоящей работе предложена и применена методика регистрации переменного напряжения на образце сверхпроводника при пропускании по нему переменного тока. Это позволяет, с одной стороны, за короткий промежуток времени, равный половине периода, получить данные в большом диапазоне изменения тока, от нуля до значительно превышающего критический ток. С другой стороны, в течение одного или нескольких периодов нагрев образца еще недостаточен для образования нормальной фазы, что делает возможным в это время исследование резистивного состояния.

Изучение динамики и механизмов фазового перехода в ВТСП-лентах имеет не только фундаментальный, но и практический интерес. Первоначально для большинства предлагаемых изготовителями ВТСП-лент были известны лишь два параметра: критический ток и критическая температура [18]. Информация об этих параметрах отражает перспективные возможности применения этих материалов, но явно недостаточна для создания реальных ВТСП-устройств. Для разработки ВТСП-устройств с уникальными свойствами (например таких, как токоограничители, трансформаторы, линии электропередачи) и обеспечения надежных и оптимальных режимов их работы необходимо изучить особенности и физику электромагнитного и теплового поведения ленты во время ее перехода из сверхпроводящего в нормальное состояние.

2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Исследования процессов, происходящих в композитных ВТСП-проводах, выполнялись на переменном токе промышленной частоты (50 Гц) по методике, описанной в работе [19], с применением токоограничителя трансформаторного типа [20, 21]. Токоограничитель служил источником заданного тока для образца провода, находящегося в сверхпроводящем или резистивном состоянии, и источником заданного напряжения для этого же образца после его перехода в нормальное состояние. Автоматизированная система сбора данных позволяла прово-

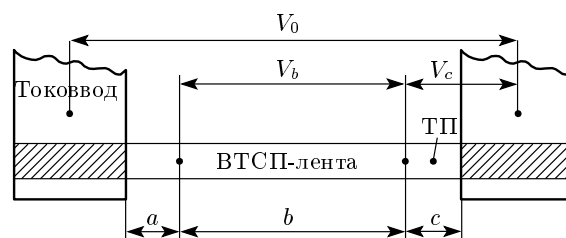


Рис. 1. Схема крепления образца и расположения термопары и потенциальных контактов (ТП — термопара)

дить измерения мгновенных значений тока и напряжений на различных участках образца через каждые 0.05 мс.

Методические эксперименты для уточнения зависимости сопротивления образцов от температуры проводились на установке РРМС-9 при рабочем токе 0.5 А на частоте 50 Гц.

Образцы изготовлены на основе материалов производства компании SuperPower [18] и представляют собой ленты шириной 4 или 12 мм, имеющие композитную структуру, в которой параллельно механически и электрически соединены несколько слоев материалов с различными электрофизическими и тепловыми свойствами. Детальная фотография микроструктуры в поперечном сечении таких образцов приведена в работе [22]. Основной токонесущий слой — слой ВТСП-материала. Его толщина в ленте составляет 1 мкм. Для его стабилизации применяется серебро. Толщина слоя серебра около 1.5 мкм. В ленте также имеется технологический слой высокоомного сплава Hastelloy. Его толщина составляет 50 или 100 мкм. Для улучшения условий теплоотвода тепловыделений в ленте могут быть слои меди, а для электроизоляции может присутствовать слой полиимидной изоляции. Было исследовано шесть образцов с различной структурой. В таблице отображены геометрические особенности поперечного сечения каждого из них. Длина образцов 1–4 и 6 была 57 мм, а длина образца 5 в разных экспериментах колебалась от 57 до 120 мм. Во всех исследованиях (кроме снятия температурной зависимости сопротивления) образцы находились в среде жидкого азота.

На рис. 1 показаны расположение датчиков и участки, на которых проводились измерения. Приложенное напряжение V_0 измеряется между токовводами — плоскими медными шинами, соединенными с ВТСП-образцом; V_b — напряжение между потенциальными зондами, расположенными непосредствен-

Таблица

№ образца	Марка	Ширина, мм	Изоляция	Толщина слоя Hastelloy, мкм	Толщина слоя меди, мкм
1	SCS12050-20Cu	12	—	50	20
2	SCS12050-40Cu	12	—	50	40
3	SCS04050-40Cu	4	—	50	40
4	SCS04050i-40Cu	4	+	50	40
5	SF12100	12	—	100	0
6	SF12050	12	—	50	0

но на ВТСП-проводе на определенном удалении от токовых контактов; V_c — напряжение на участке вблизи контакта токоввода с проводом. Один спай термопары находится в жидком азоте, а другой припаян к образцу. Лента в токовводах закреплялась прижимным образом.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

На первом этапе исследовалась температурная зависимость сопротивления образца № 1. Поскольку длина и сечение образца известны с хорошей точностью, был проведен пересчет на более универсальную характеристику материала — зависимость эффективного (в этом случае предполагается, что образец по всему сечению является однородным

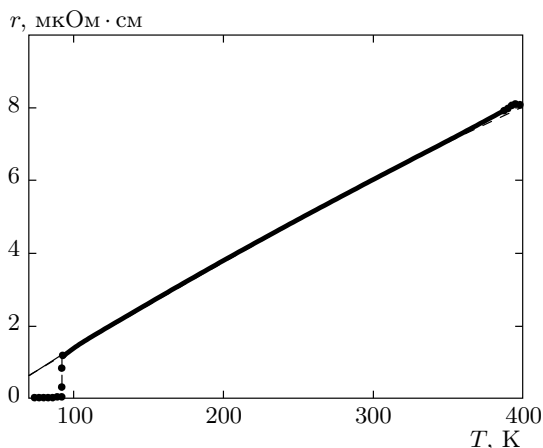


Рис. 2. Температурная зависимость эффективного удельного сопротивления образца SCS12050: сплошная линия — расчет; штриховая — эксперимент

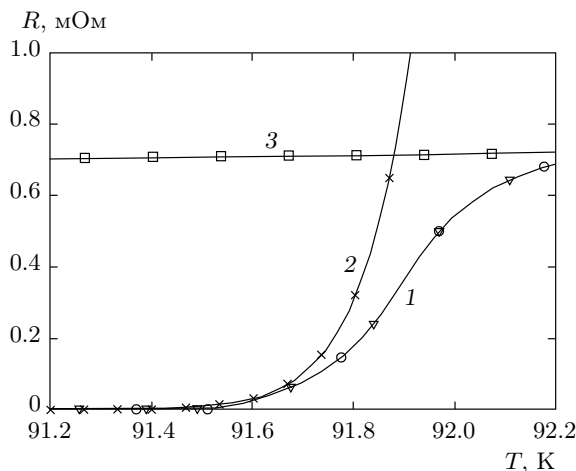


Рис. 3. Зависимость от температуры сопротивления образца № 1 (кривая 1) и его составляющих, ВТСП-слоя (2) и подложки (3)

и состоит из одного материала) удельного сопротивления материала образца от температуры, $r(T)$ (рис. 2). На этом же рисунке показана расчетная кривая $r(T)$ в предположении, что выше критической температуры сопротивление образца определяется тремя параллельно соединенными слоями подложки: серебро (толщина 1.5 мкм, $r_{Ag}(T) = 0.29 + 0.0061(T - 77)$ мкОм·см), сплав Hastelloy (толщина 50 мкм, $r_H(T) = 125$ мкОм·см), медь (толщина 20 мкм, $r_{Cu}(T) = 0.24 + 0.0075(T - 77)$ мкОм·см). Данные для удельного сопротивления меди и серебра взяты из справочника [23]. Из рис. 2 видно, что экспериментальные и расчетные кривые практически совпадают. Отсюда следует, что выше критической температуры ВТСП-слоя при фиксированной температуре вдоль образца его сопротивление опре-

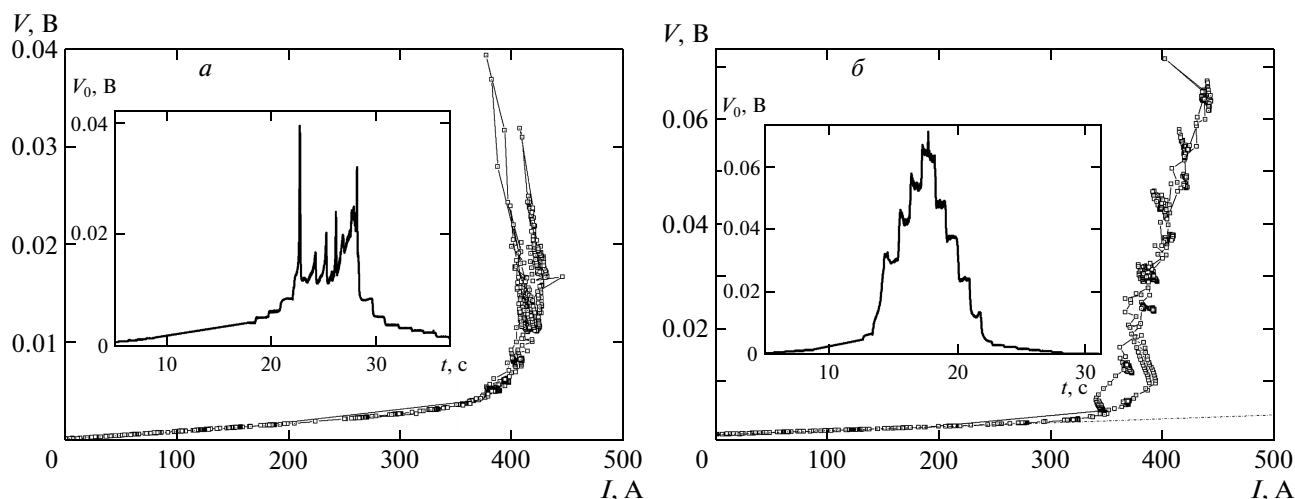


Рис. 4. Зависимости напряжения на образцах № 1 (а) и № 2 (б) при $T = 77$ К от времени и от тока

деляется сопротивлением подложки. Сопротивление ВТСП-слоя при этом значительно выше сопротивления подложки и вносит малый вклад в электропроводность образца.

На рис. 3 приведена зависимость сопротивления образца № 1 и его составляющих вблизи критической температуры, полученная с использованием экспериментальных данных, представленных на рис. 2. Поскольку ВТСП-слой и подложка соединены параллельно, из данных по сопротивлению образца и подложки можно получить сопротивление ВТСП-слоя. Из рисунка видно, что в этом температурном диапазоне сопротивление ВТСП-слоя резко меняется с температурой, а сопротивление подложки практически от нее не зависит. При температуре 91.9 К эти сопротивления сравниваются, а это означает, что при перегреве образца менее чем на 0.4 К ВТСП-слой в резистивном состоянии шунтирует сопротивление подложки. При большем перегреве сопротивление ВТСП-слоя резко растет и сопротивление образца определяется сопротивлением подложки.

Полученные данные помогают интерпретировать поведение сопротивления образцов при вводе тока выше критического значения. На рис. 4а в координатах ток–напряжение отложены амплитудные значения переменного тока и напряжения в каждом периоде по мере увеличения тока. Полученную таким образом совокупность точек будем для краткости называть амплитудной ВАХ образца на переменном токе. На вставке к рис. 4а показана временная зависимость амплитудных значений переменного на-

пряжения V_0 при вводе тока в образец № 1. Начальный линейный наклон ВАХ обусловлен полным сопротивлением образца, включая сопротивление токовых контактов. Критический ток составляет около 300 А, максимальное достигаемое в эксперименте сопротивление — 0.1 мОм. Когда сопротивление образца становится больше 0.02 мОм и при изменении тока, на образце появляются неустойчивости напряжения и сопротивления. Эти неустойчивости в течение 100 мс затухают, и характеристики выходят на стационарный уровень. Как следует из рис. 3 (при испытаниях вблизи критического тока переход из сверхпроводящего состояния будет начинаться при 77 К), ВТСП-слой находится в резистивном состоянии, а его усредненный перегрев не превышает 0.1 К. Причину неустойчивости сопротивления можно более определенно установить с помощью экспериментов на образцах с большим или меньшим содержанием меди в подложке.

Зависимости имеют другой вид при вводе тока в образец № 2 с повышенной долей меди в подложке (рис. 4б). Неустойчивости не проявляются даже при росте сопротивления образца до 0.15 мОм. Как следует из рис. 3, перегрев при этом составляет около 0.2 К, а основной ток течет по ВТСП-слою. Увеличение толщины медного слоя в подложке настолько выравнивает температуру и уровень теплоотвода по всему образцу, благодаря возрастанию теплопроводности в продольном направлении, что даже при повышенных тепловыделениях неоднородность критических параметров (в отличие от образца № 1) вдоль образца не проявляется.

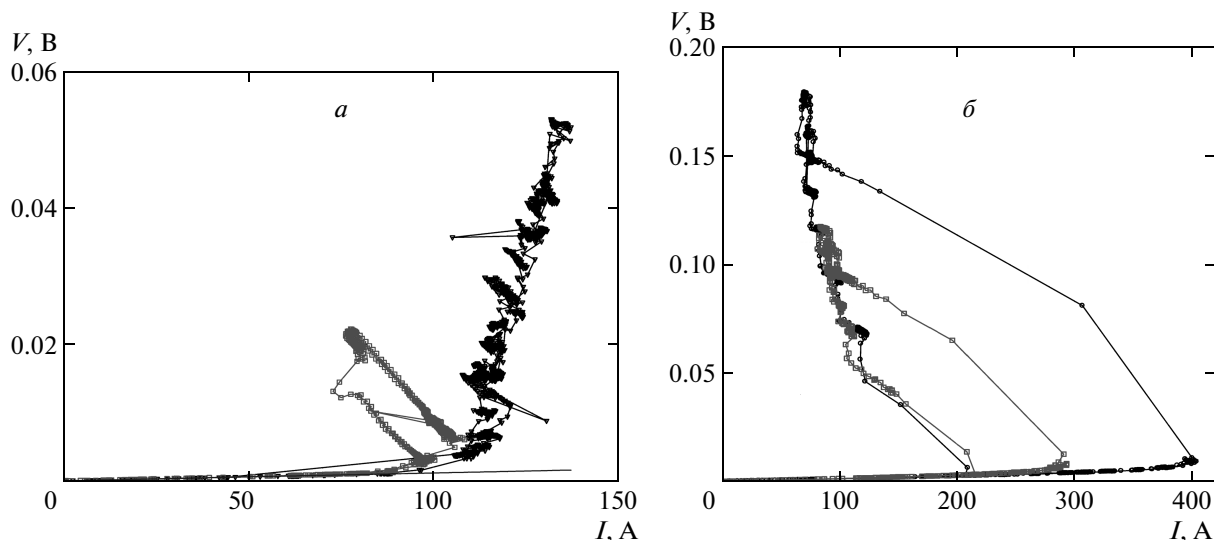


Рис. 5. ВАХ при $T = 77$ К: *a* — образцы № 3 и № 4 с изоляцией (\square) и без нее (\blacktriangledown); *б* — образцы № 5 (\square) и № 6 (\circ)

Влияние изменения ширины ленты до 4 мм на вид ВАХ показано на рис. 5а. Из сравнения рис. 4б и 5а видно, что критический ток прямо пропорционален ширине ленты (площади поперечного сечения ВТСП-слоя), а вид ВАХ для образцов без изоляции слабо зависит от ширины образца. Если считать, что для образца 3 шириной 4 мм (рис. 5а) контактное сопротивление в три раза больше, чем для образца шириной 12 мм (рис. 4б), то из рис. 4б и 5а по начальному наклону ВАХ можно определить, что для исследованных образцов индуктивная составляющая полного сопротивления равна 5.5 мкОм, а контактное сопротивление на единицу площади контакта составляет 1 мкОм/см².

На рис. 5а также показаны изменения ВАХ после покрытия образца № 3 слоем изоляции толщиной 50 мкм. Из сравнения поведения кривых на рис. 5а видно, что присутствие изоляции приводит к гистерезису и отрицательному наклону ВАХ, что свидетельствует о перегреве ВТСП-слоя за счет резкого снижения уровня теплоотвода по всей длине провода.

На рис. 5б приведены ВАХ для образцов № 5 и № 6, в которых подложка состоит из 1.5 мкм серебра и высокоомного сплава Hastelloy различной толщины. Рисунок 5б показывает, что отсутствие меди в структуре ленты приводит к качественному изменению ВАХ. При незначительном превышении критического тока и когда сопротивление образца больше 0.02 мОм, в течение 100 мс часть ВТСП-слоя (в этом месте, по-видимому, существует локальное

повышенное тепловыделение, которое не отводится вдоль провода), не задерживаясь в резистивном состоянии, при резком росте тепловыделений переходит в нормальное состояние. Оставшаяся часть образца при уменьшении тока переходит из резистивного состояния в сверхпроводящее. Напряжение на образце в установившемся состоянии сосредоточено на высокоомной подложке того участка, где ВТСП-слой находится в нормальном состоянии. Поскольку сопротивление подложки для образца № 6 при 77 К составляет 10.6 мОм, можно оценить, что при длине образца 57 мм нормальная зона сначала зарождается в области длиной 1–2 мм, а после окончания переходных процессов сопротивление сосредоточено на участке длиной около 8 мм. Образование нормального домена качественно подтверждается и визуальным наблюдением (по характеру кипения азота вдоль провода можно определить место зарождения нормальной фазы и его размер 5–10 мм) процесса фазового перехода. Резкий рост сопротивления приводит к переводу источника электропитания в режим стабилизации напряжения и к уменьшению тока в несколько раз. Установившийся уровень напряжения для образца № 6 выше, чем для образца № 5, поскольку у него выше критический ток и выше уровень начального напряжения на индуктивном сопротивлении при достижении критического тока. Сравнение различных кривых на рис. 5б показывает, что увеличение толщины высокоомного слоя Hastelloy (при наличии слоя серебра и при незначительных разогревах образцов) не приводит к суще-

ственному изменению ВАХ. Обратный ход ВАХ при снижении напряжения для обоих образцов практически совпадает, что свидетельствует об одинаковых зависимостях сопротивления и размеров нормального домена от напряжения для обоих образцов.

Таким образом, данные, приведенные на рис. 2–5, указывают на то, что для образцов с одинаковыми паспортными данными по критической температуре и критическому току могут существовать различные механизмы зарождения и развития нормальной фазы. Так, при достаточной толщине медного слоя в подложке и большой теплопроводности вдоль провода при хорошем теплоотводе в хладагент ВАХ образца имеет монотонный характер: образец целиком из сверхпроводящего состояния переходит в резистивное, а затем его сопротивление определяется сопротивлением подложки. Другой механизм перехода в нормальное состояние наблюдается для материалов с высокоомной подложкой. В этом случае зарождение нормальной фазы происходит в том месте образца, где имеются сниженные критические параметры. В этом месте резистивное состояние является неустойчивым, и существует ограниченное время, после которого часть образца переходит в нормальное состояние, а остальная часть возвращается в сверхпроводящее. Образуется нормальный домен. Поведение ВАХ в этом случае определяется размерами и разогревом домена.

Процессы зарождения нормального домена с временным разрешением 0.05 мс исследовались на образце № 5 для двух режимов подачи тока.

В первом режиме в момент времени $t_1 = 390$ мс (рис. 6) в образец подавался ток с амплитудой, незначительно превышающей амплитуду критического тока для данного провода. На рис. 6 представлены временные зависимости напряжения на различных участках образца (см. рис. 1) на начальной стадии переходных процессов после подачи сверхкритического тока. Видно, что до времени t_1 сигналы имеют синусоидальную форму и амплитуду 3–5 мВ. После достижения током критического значения форма сигналов напряжения и их амплитуда существенно изменяются: в определенные моменты каждого полупериода при всех трех напряжениях возникают дополнительные максимумы, связанные с переходом всего образца в резистивное состояние. В этом состоянии не происходит разрушения сверхпроводимости, однако активное сопротивление сверхпроводника значительно возрастает при протекании сверхкритического тока. Из соотношения величин максимумов напряжений на трех участ-

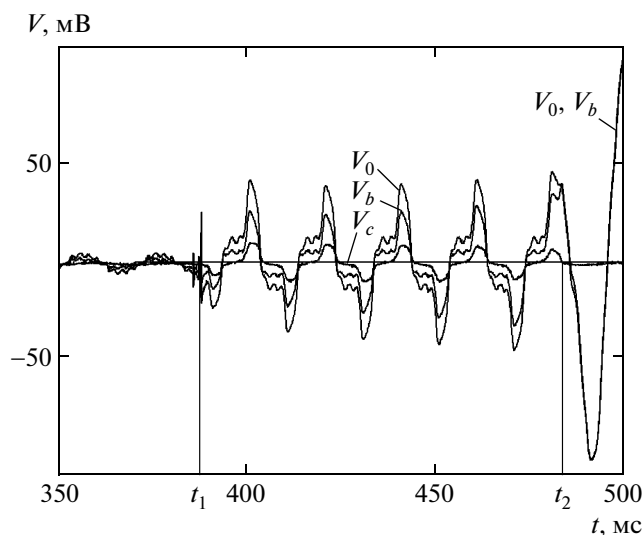


Рис. 6. Временные зависимости напряжений на различных участках образца после подачи в него тока со сверхкритической амплитудой. Образование нормального домена

ках следует, что падение напряжения происходит равномерно по длине образца. От периода к периоду значение напряжения в максимуме несколько увеличивается, что вызвано ростом сопротивления ВТСП-провода в резистивном состоянии вследствие возрастания температуры. В момент $t_2 = 490$ мс происходит резкий рост приложенного напряжения V_0 и напряжения V_b , обусловленный возникновением области с нормальным состоянием. При этом напряжения V_0 и V_b становятся равными друг другу, что означает обращение в нуль напряжений на участках a и c (см. рис. 1). Это позволяет заключить, что в некотором месте на участке b с пониженной теплоотдачей температура возрастает наиболее значительно и достигает критической температуры сверхпроводника. Данный механизм возникновения домена можно назвать тепловым. Одновременно с ростом напряжения на образце происходит уменьшение тока до нового установившегося значения.

Как известно [24], в жидком азоте в диапазоне температур 100–110 К происходит существенное изменение характера теплоотдачи с нагретых поверхностей: до 100 К идет интенсивная теплоотдача (10 Вт/см^2) за счет пузырькового кипения, а выше 110 К она резко (до 0.6 Вт/см^2) снижается за счет перехода к пленочному режиму кипения. Это приводит к тому, что вдоль образца при снижении тока возникают два вида устойчивых областей: домен с нормальной фазой и со сниженным теплоотводом

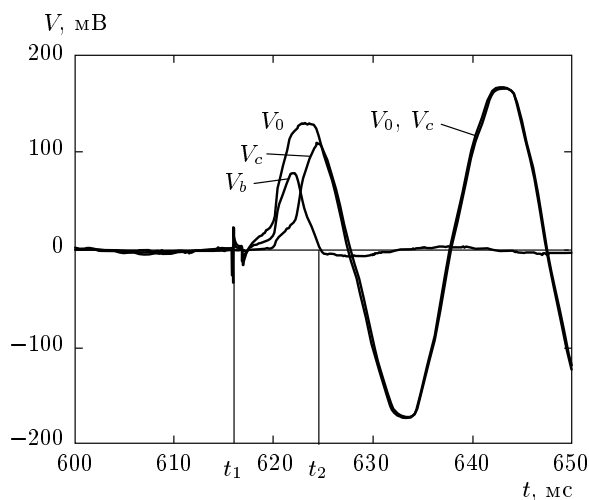


Рис. 7. Зависимости напряжений на различных участках образца от времени при потере сверхпроводимости в первом полупериоде

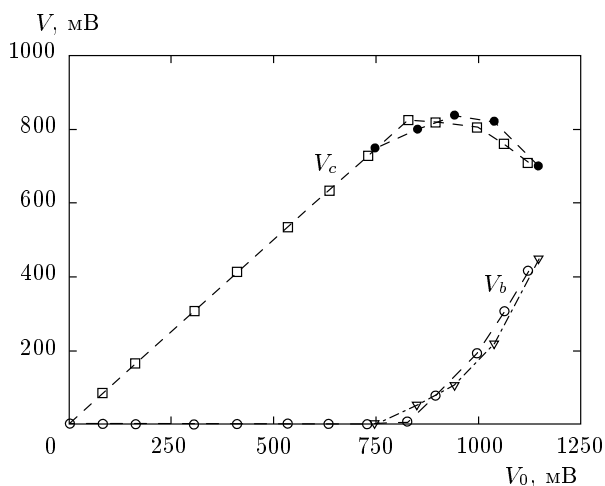


Рис. 8. Изменения напряжений на участках *c* и *b* при вводе и выводе (показано стрелками) напряжения V_0

в жидкий азот посредством пленочного кипения и сверхпроводящие зоны, где практически отсутствует тепловыделение и имеется высокий теплоотвод за счет пузырькового кипения.

Во втором режиме, при увеличенных амплитудах скачка тока и входного напряжения, характер зарождения нормальной зоны становится другим, чем на рис. 6. Из рис. 7 видно, что при превышении амплитудой тока критического значения на 30–40 А в момент $t_1 = 615$ мс происходит резкое возрастание всех трех представленных напряжений, после чего в течение первого полупериода напряжение V_b на

участке *b* падает почти до нуля, а напряжения V_0 и V_c становятся равными друг другу. В этом случае переход в установившееся состояние начинается, в отличие от случая на рис. 6, в течение первого полупериода. При этом домен с нормальной зоной зарождается в другом месте (на расположенной на участке *c* неоднородности электрических характеристик провода), а участки *a* и *b* остаются сверхпроводящими. Это электромагнитный режим зарождения домена. В установившемся состоянии соотношение между V_0 и I мало отличается от соотношения между этими величинами, характерного для первого режима. Последующее повышение амплитуды скачка тока и напряжения приводит к тем же качественным результатам, что и на рис. 7: домен образуется на участке *c*, длительность переходных процессов до перехода системы в установившееся состояние с ростом напряжения несколько уменьшается. Практическая применимость в токоограничивающем устройстве режимов, показанных на рис. 6 и 7, обсуждается в работе [19].

Таким образом, на начальном временном отрезке после увеличения тока и при небольших приложенных напряжениях происходит образование неустойчивого резистивного состояния в образце. Длительность этого промежутка времени зависит от степени превышения амплитудой тока критического значения и составляет от 3 до 250 мс. При этом если резистивное состояние существует несколько периодов, то от периода к периоду по всему образцу идет повышение температуры и нормальный домен зарождается на участке провода с пониженной критической температурой; если же резистивное состояние существует меньше четверти периода, то нормальный домен зарождается при возрастании тока на участке с пониженным критическим током; при этом температура не изменяется. На следующем временном отрезке длительностью 5–10 мс к моменту времени t_2 образуется зародыш нормального домена, и в течение четверти периода происходит скачкообразный рост сопротивления домена и напряжения на нем. После этого, за счет разогрева и увеличения объема домена, идут существенные уменьшения тока и рост напряжения. Примерно через одну секунду после зарождения нормальной зоны в образце сопротивление домена практически перестает изменяться, а ток и напряжение при этом принимают установившиеся значения.

Для исследования зависимости статических и динамических характеристик домена от уровня напряжения V_0 при тепловом и электромагнитном способах его зарождения измерения проводились в ква-

зистационарном и скачкообразном режимах. В первом режиме амплитуду V_0 приложенного напряжения на образце увеличивали на небольшую величину с интервалом 1–2 мин и после каждого изменения фиксировали параметры домена. В этом случае ток плавно подходил к критическому значению и домен зарождался тепловым образом. При втором режиме (скачкообразном) характеристики снимались после скачка напряжения V_0 , затем напряжение снижалось до нуля, и образец возвращался в исходное состояние. Новый скачок напряжения V_0 осуществлялся уже до большего уровня. В этом случае домен зарождался электромагнитным образом практически сразу после скачка V_0 , и слабые места с критической температурой вдоль провода могли проявиться в течение формирования домена уже после его зарождения. Амплитуда V_0 приложенного напряжения в установившемся режиме является параметром, который можно контролируемо изменять во время экспериментов.

На рис. 8 приведены зависимости напряжений V_b и V_c от входного напряжения V_0 , характеризующие процесс заполнения образца нормальной зоной для установившегося режима через 60–100 с после изменения напряжения V_0 . Во время таких измерений длина D области c равнялась 16.7 мм. Видно, что $V_c = V_0$ до 828 мВ, затем V_c выходит на насыщение (весь участок c заполнен нормальной зоной), а напряжение V_b растет с увеличением V_0 (происходит заполнение нормальной зоной участка b). Воспроизводимый ход кривых $V_c(V_0)$ и $V_b(V_0)$ при вводе и выводе напряжения указывает на то, что положение домена в образце довольно стабильно и в основном зависит только от уровня напряжения V_0 .

Для прямого измерения размера домена изменялась длина D области c (пластины токоввода разжимались, лента вдвигалась внутрь токоввода, при меньшей длине образца вновь создавался прижимной контакт). Зависимости сопротивления R на участке c от приложенного напряжения V_0 для разных значений D приведены на рис. 9. Видно, что при каждом фиксированном значении D зависимость $R(V_0)$ выходит на насыщение при определенном значении V_0 . Это означает, что при этом значении напряжения нормальная зона достигла границ области c , а размер этой области в этот момент равен размеру домена d . Благодаря этим экспериментам получаем зависимости сопротивления R домена и его длины d от напряжения V_0 . При $V_0 > 500$ мВ имеем

$$R = 0.018V_0, \quad (1)$$

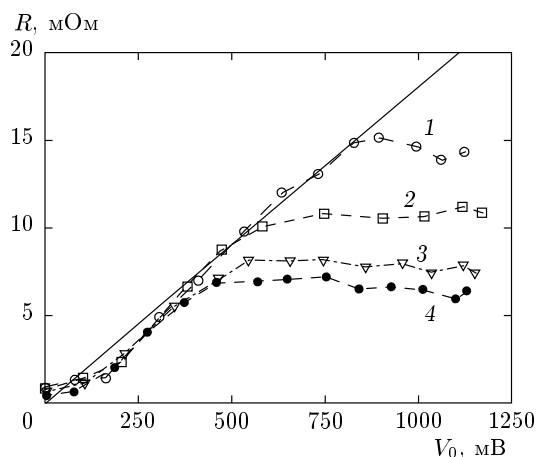


Рис. 9. Зависимости сопротивления на участке c от напряжения V_0 при разных размерах участка c : 1 — $D = 16.7$ мм; 2 — $D = 11.7$ мм; 3 — $D = 9.0$ мм; 4 — $D = 8.8$ мм. Сплошная прямая — $R = 0.018V_0$

$$d = 0.002V_0, \quad (2)$$

где R выражено в мОм, d — в см, V_0 — в мВ.

Из выражения (1) следует, что ток I в образце, при котором происходит разрастание домена, равен 56 А, причем по мере роста домена величина тока остается постоянной, не зависящей от V_0 . Размер домена при этом линейно растет с величиной внешнего напряжения. Аналогичный результат, т. е. пропорциональность длины нормальной зоны приложенному напряжению, был получен в работе [25].

Нами было обнаружено, что при определенной амплитуде скачка напряжения домен начинает двигаться. По-видимому, при электромагнитном способе зарождения домена точка зарождения и область устойчивого положения домена после его формирования находятся в разных местах образца. После формирования домен начинает смещаться к наиболее энергетически выгодному положению. Экспериментально изучить внутреннюю температурную и потенциальную структуры домена довольно сложно, однако при движении домена его профиль можно «просканировать» минимальным количеством датчиков. Для изучения температурного и потенциального профилей домена на образец № 5 в момент времени t_0 скачком подавалось напряжение V_0 . Затем в течение 40 с наблюдалось изменение тока I , температуры T и напряжения V_b . Для более детального изучения характера фазового перехода вблизи точки зарождения нормальной зоны с помощью предварительных экспериментов определялись координаты этой точки. В нашем случае область заро-

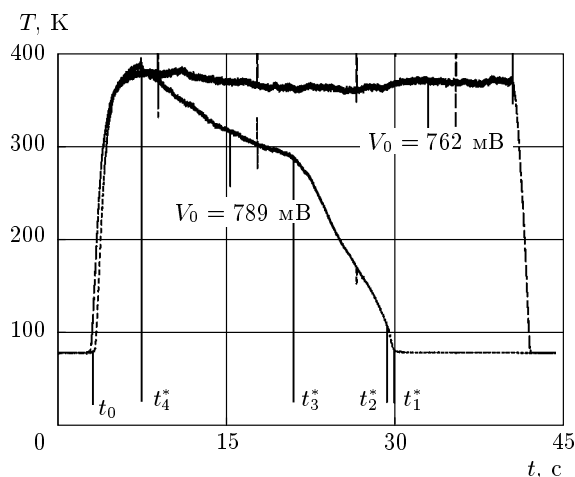


Рис. 10. Изменение температуры образца со временем при скачках напряжения $V_0 = 762$ мВ и $V_0 = 789$ мВ в момент t_0

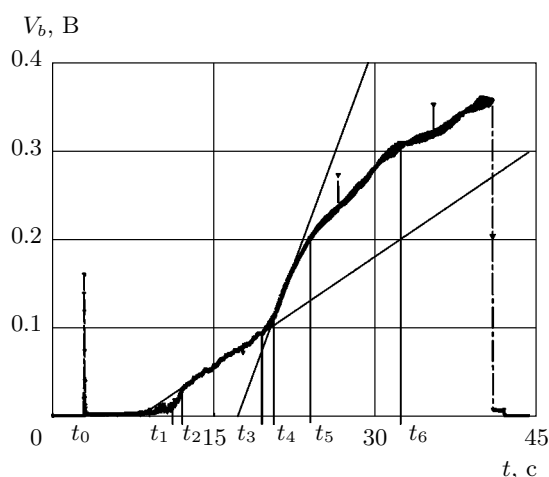


Рис. 11. Изменение напряжения V_b со временем при скачке напряжения $V_0 = 789$ мВ в момент t_0 : $V_b = 8.28 \cdot 10^{-6}t - 0.0675$ при $t_2 < t < t_3$ и $V_b = 3.30 \cdot 10^{-5}t - 0.568$ при $t_4 < t < t_5$

ждения находилась на расстоянии примерно 5 мм от правого токоввода. Вблизи этой точки была припаяна термопара (см. рис. 1), а потенциальный контакт находился на расстоянии 10 мм от правого токоввода (величина участка c равнялась 10 мм).

Типичная временная зависимость температуры T при скачке напряжения V_0 до 762 мВ представлена на рис. 10. Видно, что температура в течение первых 3 с выходит на максимальный уровень, который в дальнейшем практически не меняется вплоть до снятия напряжения V_0 . При этом напряжение V_b на участке b близко к нулю, т.е. до напряжения $V_0 = 762$ мВ нормальная зона сосредоточена на участке c , а термопара отражает разогрев центральной области нормального домена. Характер сигнала на термопаре существенно меняется при повышении уровня скачка V_0 до 789 мВ (рис. 10). После достижения максимума температура начинает снижаться с характерными изломами в моменты времени t_4^* , t_3^* , t_2^* , t_1^* . В это время на соседнем участке появляется напряжение V_b (рис. 11) также с характерными изломами в моменты времени t_1 , t_2 , t_3 , t_4 , t_5 . Рисунки 10 и 11 показывают, что нормальный домен начал двигаться целиком от края образца к его середине. Изломы на кривых $T(t)$ и $V_b(t)$ соответствуют прохождению характерных частей домена через термопару и потенциальный контакт, причем на термопаре будет уходящий правый фронт домена, а зависимость $V_b(t)$ соответствует сигналу, пропорциональному сопротивлению участка с левым фронтом. Весь процесс происходит при постоянных значениях напряжения $V_0 = 789$ мВ и тока $I_0 = 56$ А.

С помощью рис. 10 и 11 оценим скорость продвижения фронтов домена. Если считать, что домен начал двигаться при достижении максимальной температуры в момент $t_4^* = 8.0$ с (рис. 10) и в этот момент точка с ординатой $T = 77$ К находилась у токоввода (крайне правая точка образца), то при $t_1^* = 30.0$ с эта точка дойдет до термопары, пройдя при этом путь 5 мм, т.е. скорость продвижения точки правой границы с ординатой $T = 77$ К составляет 0.23 мм/с. Продвижение нагретой точки правого фронта с ординатой $T = 290$ К можно проследить от термопары (момент $t_3^* = 23$ с) до потенциального контакта (момент $t_5 = 32$ с). При расстоянии 5 мм между термопарой и потенциальным контактом скорость продвижения фронта на этом участке равна 0.56 мм/с.

От скорости v продвижения левого фронта домена зависит производная напряжения V_b по времени:

$$\frac{dV_b}{dt} = r(T) \frac{vI_0}{S}, \tag{3}$$

где S — площадь сечения образца. Тогда выражение для v имеет следующий вид:

$$v = \frac{(dV_b/dt)S}{r(T)I_0}. \tag{4}$$

Для нашего образца $S = 0.0123$ см², а величина $r(T)$ определяется параллельно соединенными слоями подложки: серебро (толщина 1.5 мкм, $r_{Ag}(T) = 0.29 + 0.0061(T - 77)$ мкОм·см), сплав Hastelloy (толщина 100 мкм, $r_H(T) = 125$ мкОм·см):

$$r(T) = \frac{125 \times 68 [0.29 + 0.0061(T - 77)]}{125 + 67 [0.29 + 0.0061(T - 77)]}. \tag{5}$$

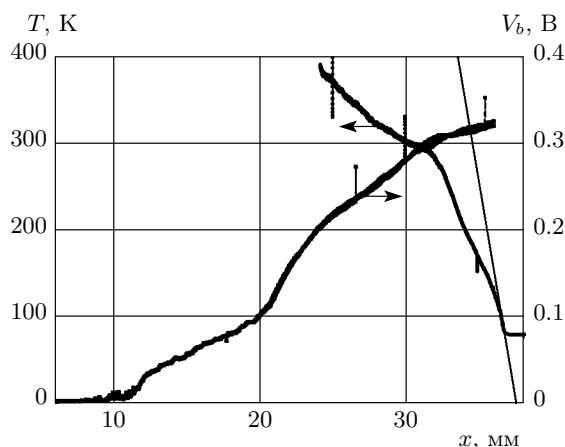


Рис. 12. Температурный и потенциальный профили домена. Прямая соответствует уравнению $T = 100(37.5 - x)$

Здесь $r(T)$ — в мкОм·см, T — температура в К.

Из выражения (5) видно, что для исследованного образца при $T = 330$ К сопротивления слоев серебра и сплава Hastelloy сравниваются. При более низкой температуре основная часть тока течет по серебру, при более высокой — по сплаву Hastelloy.

Если считать, что на рис. 10 на участке между t_2 и t_3 проходит фронт домена с температурой от 77 до 280 К, то оценка скорости по формуле (4) дает $v = 0.091$ см/с. Для интервала между t_3 и t_4 , где максимальная температура составляет около 380 К, оценка по формуле (4) с учетом выражения (5) дает $v = 0.11$ см/с. Таким образом, на первом этапе домен несколько расширяется за счет более быстрого движения левого фронта, а затем скорости левого и правого фронтов сближаются и домен движется как единое целое со скоростью около 1 мм/с. Это дает основание представить поведение температуры T и потенциала V_b (рис. 12) вдоль провода (координата x). Для формирования оси x на рис. 10 ось t умножалась на 0.00056, а на рис. 11 — на 0.001. Привязку оси x для рис. 12 проводим по точке $x = 32$ мм, считая, что в момент $t_5 = 32$ с точка правого фронта с ординатой $T = 290$ К находится у потенциального контакта.

Рисунок 12 позволяет качественно описать структуру домена. На расстоянии 4 мм (от $x = 8$ мм до $x = 12$ мм) происходит переход из сверхпроводящего состояния в резистивное, а затем в нормальное состояние. После этого на длине 8 мм формируется левый фронт домена (x от 12 до 20 мм и T от 77 до 280 К). При x от 20 до 24 мм формируется плато

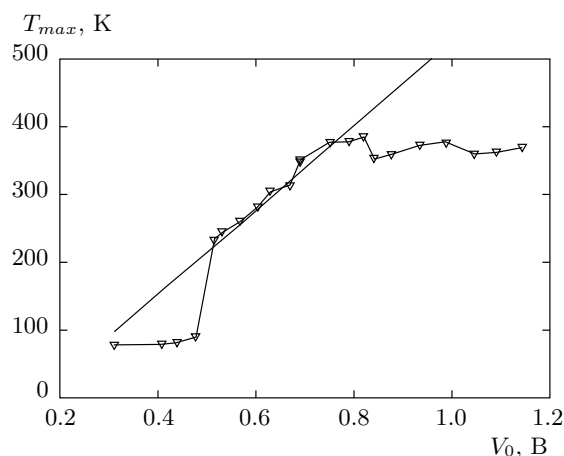


Рис. 13. Зависимость максимальной температуры домена от величины напряжения V_0 . Прямая соответствует уравнению (6)

с максимальной температурой выше 380 К и максимальными тепловыделениями (судя по формуле (5), здесь $r(T)$ в несколько раз выше, чем на фронтах). На средней части домена от $x = 24$ мм до $x = 32$ мм происходит медленный спад температуры. В интервале от $x = 32$ мм до $x = 37$ мм формируется правый фронт домена с температурой от 280 до 77 К, причем спад температуры от 110 до 77 К идет быстрыми темпами, что связано с увеличением теплоотвода за счет перехода к пузырьковому режиму кипения. Производная dT/dx , которая определяет тепловой поток вдоль провода от домена, находится на уровне 100 К/мм.

Следует заметить, что при напряжении $V_0 = 0.79$ В и при $t = 40$ с на участках b и c (как видно из рис. 11 и 12, в это время основная часть домена находится на участке b) напряжение не превышает 0.4 В, т.е. половина общего сопротивления сосредоточена на участке a . Это означает, что у левого токоввода сосредоточен второй домен с общим сопротивлением, почти равным сопротивлению первого домена. Как видно из рис. 11, при $t > 36$ с начинается резкий рост напряжения на участке b (причем его наклон такой же, как и при движении фронта первого домена). Это может означать, что в этот момент второй домен (с параметрами, близкими к первому домену) тоже начал двигаться.

На рис. 13 показаны максимальные значения сигнала с термопары в зависимости от уровня напряжения V_0 . До напряжения 0.3 В сигнал на термопаре близок к нулю. При этих напряжениях величина зародыша нормальной зоны мала, а термопара нахо-

дится вне домена и не чувствует его разогрева. При напряжениях выше 0.76 В сигнал с термопары выходит на уровень 360–380 К и слабо зависит от V_0 . Как видно из рис. 10, при этих напряжениях домен движется и термопара измеряет уже не максимальную его температуру. В диапазоне от 0.3 до 0.76 В положение домена устойчиво, и термопара измеряет температуру вблизи его «вершины». В этом случае зависимость максимальной температуры домена от амплитуды напряжения V_0 имеет следующий вид:

$$T_{max} [K] = 623(V_0 [V] - 0.3) + 90. \quad (6)$$

Используя полученные экспериментальные соотношения, качественно опишем процессы, происходящие при зарождении и формировании нормальных доменов. Для этого применим уравнение теплового баланса для постоянных составляющих электрических и тепловых величин в установившемся режиме:

$$\frac{V_0^2 sh}{2r(T)d} = 2\lambda sh \frac{dT}{dx} + 2g(T)hd. \quad (7)$$

В выражении (7) слева записана мощность тепловыделений в образце (V_0 — амплитуда напряжения), а справа — теплоотвод в единицу времени. Первый член справа — тепловой поток в поперечном сечении ленты на границах домена, второй член — теплоотдача с поверхности ленты. Величина $r(T)$ оценивается из выражений, аналогичных (5), λ — эффективная теплопроводность вдоль образца на фронте домена при температуре $T \approx 100$ К ($\lambda(100 \text{ К}) = 0.2 \text{ Вт/К}\cdot\text{см}$ [23]), $g(T)$ — мощность теплоотвода в хладагент с единицы поверхности образца ($g(100 \text{ К}) = 10 \text{ Вт/см}^2$ [24]), dT/dx — градиент температуры на границе домена при температуре 100 К, d — размер домена, h и s — высота и толщина образца.

Как видно из выражения (7), при малых значениях d теплоотвод от разогретой области происходит вдоль ленты за счет ее теплопроводности, а при больших значениях d образец в основном охлаждается только за счет поперечной теплоотдачи с поверхности ленты в хладагент. Из равенства указанных двух тепловых потоков можно определить предельный размер d_0 и соответствующее напряжение V_c , при которых происходит смена характера теплоотвода:

$$d_0 = \frac{\lambda s dT/dx}{g(T)}, \quad (8)$$

$$V_c = 2\lambda \frac{dT}{dx} \sqrt{\frac{2sr(T)}{g(T)}}. \quad (9)$$

Подставляя численные значения параметров для образца № 5, получаем, что $d_0 = 2$ мм, а $V_c = 0.07$ В, что хорошо согласуется с данными, приведенными на рис. 5б, из которого видно, что при $V_0 < 0.07$ В образуется зародыш нормальной зоны, а при $V_0 > 0.07$ В ВАХ переходит к вертикальной ветви. Как следует из выражений (8) и (9), увеличение толщины подложки и добавление в подложку слоев с повышенными значениями λ (например, медных) могут значительно увеличить теплопроводность вдоль провода, а значит, и параметры d_0 и V_c .

При $V_0 < V_c$ и $d < d_0$ формула (7) упрощается, и для размеров зародыша нормальной фазы можно получить аналитическое выражение

$$d = \frac{V_0^2}{4r(T)\lambda dT/dx}, \quad (10)$$

откуда следует, что при переходе из сверхпроводящего состояния размер нормальной области слабо зависит от параметров и структуры подложки: величины s и h не входят в выражение, а произведение $r\lambda$, в силу закона Видемана–Франца, близко для различных материалов подложки.

Параметры ВАХ для этого случая выглядят следующим образом:

$$R = \frac{V_0^2}{4sh\lambda dT/dx}, \quad (11)$$

$$I = \frac{4sh\lambda dT/dx}{V_0}. \quad (12)$$

Сравнивая выражения (11) и (12) с экспериментальными данными, показанными на рис. 5б, получаем согласие функциональной зависимости $V_0(I)$, а при увеличении сечения и теплопроводности подложки должен увеличиваться и угол наклона ВАХ к оси I (см. рис. 4–5а).

При $V_0 > V_c$ и $d > d_0$ в выражении (7) пренебрегаем теплоотводом вдоль провода, выражение упрощается, и для этого случая получается аналитический вид для параметров домена:

$$d = V_0 \sqrt{\frac{s}{4r(T)g(T)}}, \quad (13)$$

$$R = \frac{V_0}{h} \sqrt{\frac{r(T)}{4sg(T)}}. \quad (14)$$

Из выражений (13) и (14) видно, что размер домена и его сопротивление растут с ростом V_0 (это согласуется с экспериментальными данными, которые описываются выражениями (1) и (2)). При увеличении в подложке доли материала с малым удельным сопротивлением (серебра или меди) размер домена

возрастает и может превышать размер образца. Поскольку зависимости $r(T)$ и $g(T)$ похожи, их отношение слабо зависит от температуры. С учетом этого из выражения (14) следует, что сопротивление домена определяется поперечными размерами, удельным сопротивлением подложки, коэффициентом теплоотдачи в хладагент, слабо зависит от температуры и линейно зависит от напряжения на образце.

Из линейной зависимости сопротивления от напряжения следует, что ток I через образец не зависит от напряжения (что соответствует экспериментальным данным на рис. 5б) и так же, как и $1/R$, увеличивается с сечением и электропроводностью подложки:

$$I = h \sqrt{\frac{4sg(T)}{r(T)}}. \quad (15)$$

Таким образом, установившиеся характеристики пленочных длинномерных ВТСП-композитов можно хорошо описать стационарным уравнением теплового баланса.

4. ВЫВОДЫ

В данной работе экспериментально исследовались различные механизмы перехода ВТСП-ленты из сверхпроводящего в нормальное состояние, инициированного сверхкритическим током. Установлено, что при значительном содержании меди в подложке, при большой теплопроводности вдоль провода и при хорошем теплоотводе в хладагент (жидкий азот) образец целиком из сверхпроводящего состояния переходит в резистивное, а затем его сопротивление монотонно растет и стремится к сопротивлению подложки. Для материалов с высокоомной подложкой наблюдался другой механизм перехода в нормальное состояние: зарождение нормальной фазы происходит в наиболее «слабом» по сверхпроводящим параметрам месте. В этом случае резистивное состояние является неустойчивым, и в течение ограниченного времени часть образца переходит в нормальное состояние, а остальная часть возвращается в сверхпроводящее. Образуется нормальный домен, размерами и разогревом которого и определяется ВАХ образца.

Обнаружено, что место и причина зарождения домена зависят от уровня превышения током своего критического значения. При малом превышении резистивное состояние существует до 250 мс, по всему образцу идет повышение температуры и нормальный домен зарождается на участке провода с пониженной критической температурой (тепловой ре-

жим зарождения домена). Если же резистивное состояние существует меньше 5 мс, то нормальный домен зарождается на участке с пониженным критическим током при возрастании тока, причем температура не изменяется (электромагнитный режим зарождения).

Обнаружено, что при скачкообразном приложении напряжения в проводе могут возникать несколько доменов и они могут двигаться вдоль провода с характерной скоростью 1 мм/с. Движение домена позволило экспериментально измерить его потенциальный и температурный профили. Установлено, что температура самой разогретой области домена монотонно растет с повышением напряжения V_0 на образце, а градиент температуры на границе домена вдоль ленты составляет около 100 К/мм.

Показано, что установившиеся характеристики параметров перехода (размер установившегося домена, размер зародыша, критическое напряжение V_c и размер d_0 , при котором меняется характер теплоотода) хорошо описываются стационарным уравнением теплового баланса. Вместе с тем следует отметить, что для объяснения ряда особенностей динамики процесса (места и условий появления зародыша домена, факта движения домена при превышении порогового напряжения, его скорости, температурного и потенциального профилей), обнаруженных экспериментальным путем, необходимо применять значительно более сложные теоретические модели нестационарного теплообмена.

Работа выполнена на оборудовании ЦКП ФИАН, при поддержке РФФИ (гранты №№ 14-08-00418а, 12-08-31415-мол-а), Министерства образования и науки (гранты №№ 8203, 8375), а также Регионального общественного фонда содействия отечественной науке. Авторы благодарят С. Ю. Гаврилкина и А. Ю. Цветкова за помощь в проведении температурных измерений на установке РРМС-9. Особую благодарность авторы выражают В. М. Пудалову за постоянную поддержку выбранного направления изучения ВТСП-материалов и за ряд ценных замечаний при подготовке данной публикации.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Вл. Гуревич, Р. Г. Минц, А. А. Рахманов, *Физика композитных сверхпроводников*, Наука, Москва (1987).
2. В. А. Альтов, В. Б. Зенкевич, М. Г. Кремлев, В. В. Сычев, *Стабилизация сверхпроводящих маг-*

- нитных систем*, Издательский дом МЭИ, Москва (2008).
3. Chun-li Wu, Zhi-ming Bai, Jing-hui Li et al., *Physica C* **386**, 166 (2003).
 4. X. Wang, U. P. Trociewitz, and J. Schwartz, *J. Appl. Phys.* **101**, 053904 (2007).
 5. L. Antognazza, M. Decroux, M. Therasse et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1213 (2011).
 6. M. Daibo, S. Fujita, M. Haraguchi et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 2428 (2011).
 7. J. Pelegrin, E. Martinez, L. A. Angurel et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 3041 (2011).
 8. F. Trillaud, H. Palanki, U. P. Trociewitz et al., *Cryogenics* **43**, 271 (2003).
 9. A. Ishiyama, M. Arai, H. Momotari et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 3025 (2011).
 10. E. A. Young, S. Chappell, I. Falorio et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 3062 (2011).
 11. F. Roy, B. Dutoit, and F. Sirois, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1190 (2011).
 12. S. S. Fetisov, V. S. Vysotsky, and V. V. Zubco, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1323 (2011).
 13. O. Mader, M. Noe, C. Schacherer et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 3045 (2011).
 14. H.-I. Du, Y.-J. Kim, D.-H. Lee et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1238 (2011).
 15. S. Y. Chu, J. Y. Jang, S. Choi et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 2992 (2011).
 16. C. Peroz, C. Villard, D. Buzon et al., *Supercond. Sci. Technol.* **16**, 54 (2003).
 17. H. Kojima, S. Ito, N. Hayakawa et al., *J. Phys.: Conf. Series* **97**, 012154 (2008).
 18. <http://www.superpower-inc.com/>.
 19. Э. П. Волков, Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов и др., *Изв. РАН, сер. Энергетика*, вып. 2, 64 (2009).
 20. Л. С. Флейшман, В. А. Мальгинов, А. В. Мальгинов, *Изв. РАН, сер. Энергетика*, вып. 5, 63 (2010).
 21. L. S. Fleishman, E. P. Volkov, V. A. Malginov et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1263 (2011).
 22. G. N. Mikhailova, L. Kh. Antonova, A. V. Troitskii et al., *Phys. Stat. Sol. (c)* **10**, 677 (2013).
 23. *Справочник по физико-техническим основам криогеники*, под ред. М. П. Малкова, Энергоатомиздат, Москва (1985).
 24. В. А. Григорьев, Ю. М. Павлов, Е. В. Аметистов, *Кипение криогенных жидкостей*, Энергия, Москва (1977).
 25. M. Iwakuma, A. Tomioka, T. Otonari et al., *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **21**, 1405 (2011).