

О низкополевой электродинамике гранулированных ВТСП

В. К. Игнатьев, И. В. Негинский

Волгоградский государственный университет, Россия, 400062, г. Волгоград ул. 2-я Продольная, 30
E-mail: ignatjev@zmail.ru

Статья поступила в редакцию 25 мая 1999 г., после переработки 17 ноября 1999 г.

Описаны исследования низкополевой электродинамики керамических сверхпроводников YBaCuO. Проведено аналитическое рассмотрение и численное моделирование в рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей в ВТСП зависимости вещественной и мнимой составляющих поверхностного импеданса от напряженности статического магнитного поля, амплитуды и частоты переменного поля. Представлены результаты экспериментальных исследований магнитопольевых зависимостей составляющих импеданса. Частотный диапазон исследований — 30 Гц–1 кГц, амплитуда переменной составляющей поля лежит в пределах от 0,1 до 10 Э. Показано, что модель критического состояния применима к ВТСП в области низких частот и малых амплитуд переменной составляющей поля. Модель вязкого течения гипервихрей адекватно описывает низкополевую электродинамику ВТСП в широком частотном диапазоне, в частности, предсказывает экспериментально наблюдаемый гистерезис магнитопольевых зависимостей поверхностного импеданса.

Описано дослідження низькопольової електродинаміки керамічних надпровідників YBaCuO. Проведено аналітичний розгляд і чисельне моделювання у рамках моделі пінінга і в'язкої течії гіпервихорів у ВТНП залежності дійсної і уявної складових поверхневого імпедансу від напруженості статичного магнітного поля, амплітуди і частоти змінного поля. Подано результати експериментальних досліджень магнітопольових залежностей складових імпедансу. Частотний діапазон досліджень — 30 Гц–1 кГц, амплітуда змінної складової поля знаходиться в межах від 0,1 до 10 Е. Показано, що модель критичного стану застосовується до ВТНП в області низьких частот і малих амплітуд змінної складової поля. Модель в'язкої течії гіпервихорів адекватно описує низькопольову електродинаміку ВТНП у широкому частотному діапазоні, зокрема, передбачає гистерезис магнітопольових залежностей поверхневого імпедансу, що спостерігається експериментально.

PACS: 74.60.Ec, 74.60.Jg

Введение

В настоящее время керамические сверхпроводники рассматриваются как нелинейные материалы, электромагнитные свойства которых определяются наличием у них трех различных фаз: сверхпроводящих гранул, межгранульной контактной фазы, обладающей слабой сверхпроводимостью, и нормальной фазы в межгранульном пространстве [1]. Наличие в керамическом сверхпроводнике джозефсоновских переходов обуславливает особенности протекания транспортных токов по гранулярной среде, что ограничивает область применимости модели Бина к таким сверхпроводниковым материалам. Поэтому задача построения непротиворечивой феноменологи-

ческой модели критического и резистивного состояний в керамиках достаточно актуальна.

Значительная неоднородность распределения магнитных полей внутри керамических сверхпроводников и нелинейность характеристик межгранульных джозефсоновских контактов во внешнем магнитном поле напряженностью до 100 Э делает описание низкополевой электродинамики ВТСП керамик с помощью эффективных значений, например магнитной проницаемости, некорректным. Значение магнитного поля в точке наблюдения внутри образца определяется как распределением индукции поля в некоторой достаточно большой окрестности этой точки, так и магнитной предисторией образца, поэтому эффективные значения магнитной проницаемости будут зависеть от ха-

рактера магнитного поля: от его амплитуды, частоты и направления его развертки. Таким образом, магнитная проницаемость в данном случае не будет являться параметром среды, а будет зависеть от внешнего воздействия. Поэтому корректнее говорить о поверхностном импедансе образца, первая гармоника которого определена как отношение амплитуды первой гармоники напряженности электрического поля к амплитуде напряженности синусоидального магнитного поля на поверхности образца. Применение при исследованиях взаимондуктивного метода [2] позволяет измерять непосредственно напряженность электрического поля на поверхности образца при жестко заданном значении напряженности магнитного поля. Вследствие этого при измерениях можно практически полностью пренебречь методической погрешностью, связанной с модельным представлением об электродинамике образца.

Многочисленными исследованиями установлено, что электродинамика ВТСП в низкочастотном пределе хорошо описывается моделью критического состояния. По результатам измерения поверхностного импеданса ВТСП в этом частотном диапазоне полностью восстанавливается магнитополевая зависимость критического тока. Поэтому исследование поверхностного импеданса ВТСП является апробированным методом построения феноменологической электродинамики керамических сверхпроводников. Однако высокочастотная электродинамика ВТСП имеет ряд особенностей, которые не описываются моделью Бина, границы применимости этой модели к керамическим сверхпроводникам четко не установлены.

В предлагаемой работе предпринята попытка описать электродинамику ВТСП в широком частотном диапазоне в рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей [3]. Нахождение параметров среды, а точнее, феноменологических констант модели, на основании результатов измерения поверхностного импеданса и является основной задачей исследования, которое можно условно разбить на несколько стадий. Прежде всего, необходимо в рамках используемой модели получить аналитические выражения для семейства интегральных характеристик среды в некоторых предельных случаях и измерить эти характеристики. Согласование их с известными выражениями, полученными в рамках модели критического состояния, служит подтверждением адекватности как модели, так и выбранного метода исследований.

Дальнейшее экспериментальное исследование магнитополевых и частотных зависимостей по-

верхностного импеданса в широком частотном диапазоне, сравнение полученных экспериментально и теоретически семейства интегральных характеристик позволит определить параметры модели, а значит, и предсказать реакцию среды на произвольное внешнее воздействие. Понятно, что поскольку система нелинейна, построение семейства интегральных характеристик в общем случае возможно лишь при помощи численного моделирования в рамках предложенной модели.

Модель пиннинга и вязкого течения гипервихрей

Проникновение магнитного поля в сверхпроводник, находящийся в критическом состоянии, можно описать как явление переноса магнитного потока. В рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей [3], в отличие от металлических сверхпроводников, магнитный поток в которых переносят абрикосовские вихри, проникновение магнитного поля в сверхпроводник происходит в виде так называемых гипервихрей [4]. Динамика движения гипервихря в образце по аналогии с классической моделью Кима – Андерсена [5] определяется уравнением баланса трех действующих на него сил (1): силы Лоренца f_L (2), действующей со стороны внешнего транспортного тока, силы вязкого трения f_{fr} (3) и силы пиннинга f_p , имеющей смысл силы трения покоя [6]:

$$\mathbf{f}_L + \mathbf{f}_{fr} + \mathbf{f}_p = 0, \quad (1)$$

$$\mathbf{f}_L = [\mathbf{j}_T \times \mathbf{e}_B] \Phi, \quad (2)$$

$$\mathbf{f}_{fr} = -\eta \mathbf{V}, \quad (3)$$

где Φ – поток, захваченный гипервихрем; η – коэффициент электродинамической вязкости. Однако фигурирующие в этих соотношениях коэффициент вязкости и сила пиннинга являются функциями индукции магнитного поля в точке наблюдения.

Анализ переноса магнитного потока в рамках уравнения (1) позволяет выделить два характерных режима. Это режим крипа потока, когда сила вязкого трения существенно меньше силы пиннинга, и режим вязкого течения гипервихрей, когда сила вязкого трения значительно превышает силу пиннинга. Рассмотрим зависимость глубины проникновения магнитного поля в цилиндрический образец в обоих этих случаях при внешнем воздействии вида $H(t) = H_0 + H_m \cos(\omega t)$, причем постоянная составляющая H_0 медленно изменяется в пределах от $-H_1$ до H_1 .

В первом случае течения потока практически нет, а значит, сила вязкого трения f_{fr} (3), пропорциональная скорости движения вихрей, пренебрежимо мала либо совсем отсутствует. Тогда сила Лоренца уравновешивается силой пиннинга f_p , и, учитывая определение критической плотности тока [6], получаем соотношение для некоторой максимальной для данного материала силы пиннинга f_p^m :

$$|\mathbf{B}| j_c = f_p^m. \quad (4)$$

При этом, если плотность критического тока не зависит от индукции B , то плотность вихрей линейно уменьшается в глубину сверхпроводника, достигая нуля (при $H_0 = 0$) на расстоянии $\lambda = H_m/j_c$. В пренебрежении зависимостью плотности критического тока от переменного магнитного поля глубина проникновения не зависит от частоты, но пропорциональна амплитуде переменной составляющей.

Уравнение (4) является уравнением критического состояния в рамках жесткой модели Бина. Оценив скорость движения вихрей $V \sim \omega l$, где l — характерный масштаб перемещения, можно сделать вывод, что эта модель наиболее ярко реализуется в области низких частот и малых амплитуд. При низких частотах еще не сказывается сила вязкого трения при перераспределении вихрей внутри сверхпроводника, малая же амплитуда позволяет говорить о малых размерах областей такого перераспределения и, следовательно, небольших расстояниях перемещений. Поэтому исследования магнитопольных зависимостей поверхностного импеданса ВТСП в области низких частот дают возможность восстановить уравнение критического состояния, т.е. полевую зависимость критического тока, но не коэффициента вязкого трения вихрей.

Аналогичные рассуждения позволяют предположить, что преобладание влияния силы вязкого трения более характерно для высокочастотного переменного поля с большой амплитудой. В режиме установившегося движения вихрей, без учета силы пиннинга, поскольку $f_{fr} \gg f_p^m$, формула (1) примет вид

$$\Phi j_T = \eta V. \quad (5)$$

Пренебрегая исчезновением вихрей в объеме сверхпроводника, можно принять [6]

$$\mathbf{E} = [\mathbf{V} \times \mathbf{B}], \quad (6)$$

а с учетом соотношения (5) получим

$$j = \frac{\eta}{\Phi B} E. \quad (7)$$

В результате уравнение (1) принимает вид дифференциального закона Ома типа $j = \sigma(B)E$ и описывает проникновение переменного магнитного поля на глубину $\lambda \sim \sqrt{\sigma(B)/\omega}$. Таким образом, в высокочастотном пределе, характерном для данного режима, глубина проникновения магнитного поля не зависит от амплитуды переменной составляющей и уменьшается с ростом частоты по корневому закону (аналогично нормальному скин-эффекту). Исследования поверхностного импеданса ВТСП в этом частотном диапазоне позволяют восстановить полевую зависимость коэффициента вязкого трения вихрей.

Процесс протекания транспортного тока по сверхпроводнику сопровождается перемещением гипервихрей между потенциальными ямами, роль которых играют центры пиннинга (α — расстояние между центрами пиннинга). При слабом внешнем воздействии (режим крипа потока) гипервихри осуществляют перескоки между потенциальными ямами вследствие тепловых флуктуаций в системе. Режиму вязкого течения соответствует процесс непрерывного движения гипервихрей. Зависимость средней скорости их движения от плотности транспортного тока в этих режимах описывается следующими соотношениями (см. модель [3]):

$$V(|j_T| < j_c) = \frac{kT}{\alpha\eta} \left(\exp \left\{ -\frac{\Phi\alpha}{kT} (j_c - |j_T|) \right\} - \exp \left\{ -\frac{\Phi\alpha}{kT} (j_c + |j_T|) \right\} \right), \quad (8)$$

$$V(|j_T| > j_c) =$$

$$= \left(\frac{kT}{\alpha\eta} - \frac{kT}{\alpha\eta} \exp \left(-\frac{\Phi\alpha}{kT} (|j_T| + j_c) \right) + \frac{\Phi}{\eta} (|j_T| - j_c) \right), \quad (9)$$

причем направление скорости определяется направлением векторного произведения плотности тока и индукции поля в точке наблюдения. Графически зависимость модуля скорости движения вихрей V от плотности транспортного тока представлена на рис. 1.

Глубина потенциальных ям определяет зависимость критического тока от индукции локального поля. В рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей сверхпроводник характеризуется двумя функциональными зависимостями [3]:

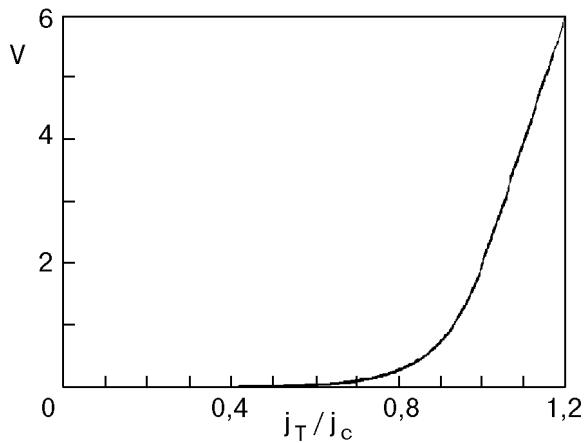


Рис. 1. Зависимость нормированной на $kT/\alpha\eta$ скорости движения гипервихрей от плотности тока. (см. (8)).

$$j_c(B) = \frac{j_{c0}}{(1 + B^2/B_0^2)^{1/2}}, \quad (10)$$

$$\eta(B) = \eta_{00} + \eta_0 \Phi B, \quad (11)$$

где j_{c0} , B_0 , η_{00} и η_0 — параметры сверхпроводника.

Аналитические оценки интегральных характеристик ВТСП

В рамках описанных представлений построим аналитически магнитополевые зависимости составляющих импеданса в предельных случаях: в режиме крипа потока, соответствующем критическому состоянию для жесткой модели Бина, и режиме вязкого течения вихрей. Для простоты будем рассматривать одноквантовые вихри, т.е. $\Phi = \Phi_0$. Будем полагать также, что второе слагаемое в выражении для коэффициента вязкости (11) существенно превышает коэффициент η_{00} , что соответствует значительной нелинейности среды.

Поскольку ВТСП керамика — среда с сильной диссипацией и нелинейностью, стандартные методы анализа распространения электромагнитных колебаний (метод гармонического баланса, метод медленно меняющейся амплитуды) в таких средах неприменимы. Для исследования таких сред можно воспользоваться методом баланса мощности [7], в рамках которого анализируется баланс энергии в системе. Для образца в однородном магнитном поле H поток плотности мощности, т.е. вектора Умова — Пойтинга, через внешнюю поверхность образца S_0 равен изменению его внутренней энергии и тепловым потерям в нем:

$$\oint_{S_0} \mathbf{\Pi} d\mathbf{S} = P + \frac{dW}{dt}, \quad \mathbf{\Pi} = [\mathbf{E} \times \mathbf{H}], \quad (12)$$

где P — мощность потерь в образце; W — его внутренняя энергия.

Покажем, что в рассматриваемом цилиндрическом образце радиусом R в случае продольного гармонического внешнего магнитного поля вещественная составляющая поверхностного импеданса прямо пропорциональна средней мощности потерь в системе за период:

$$\tilde{P} = \frac{1}{T} \int_0^T P dt. \quad (13)$$

Для этого вычислим среднее за период значение вектора Умова — Пойтинга (12) через боковую поверхность цилиндрического образца длиной L , учитывая, что среднее изменение за период внутренней энергии в системе равно нулю:

$$2\pi RLH_m^2 \frac{1}{2} \operatorname{Re} Z = \tilde{P}, \quad (14)$$

где вещественная составляющая определена как

$$\operatorname{Re} Z = \frac{2}{H_m} \int_0^{2\pi} E(t) \cos(\omega t) d(\omega t).$$

В режиме вязкого течения гипервихрей с учетом сделанных предположений о полевой зависимости коэффициента электродинамической вязкости соотношение (7) примет вид дифференциального закона Ома, описывающего протекание тока через среду с проводимостью η_0 .

Для режима крипа потока можно исходя из соотношения (14) аналитически получить зависимость вещественной составляющей поверхностного импеданса от напряженности постоянного магнитного поля (магнитополевую зависимость). Для этого рассмотрим подробнее распределение магнитного поля в образце в ненулевом постоянном магнитном поле H_0 (рис. 2,а).

На рис. 2,а слева изображено мгновенное распределение магнитного потока при убывании постоянной составляющей от максимального значения H_1 до текущего значения H_0 , а справа — соответственно при возрастании от минимального значения $-H_1$ до H_0 .

В течение периода переменной составляющей поля индукция изменяется лишь в небольшой области порядка глубины проникновения перемен-

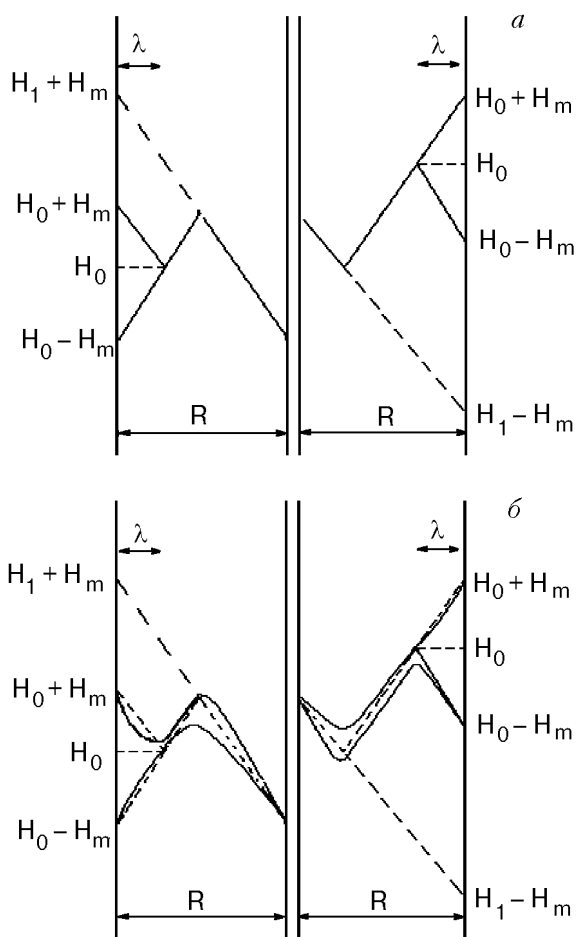


Рис. 2. Распределение магнитного поля в рамках модели Бинна (а) и в общем случае модели пиннинга и вязкого течения вихрей (б).

ного поля λ . Тогда потери в образце за период вызваны перемещением вихрей в этой области:

$$\frac{1}{T} \int_0^T P dt = 4 \int_0^\lambda S_x x N_x f_L dx, \quad (15)$$

где $S_x = 2\pi R L$ — объем сектора (по радиусу R образца); $N_x = (\lambda - x)/\lambda (H_m/\Phi_0)$ — число вихрей в точке x ; f_L — сила Лоренца, равная, согласно уравнению (1), сумме сил пиннинга и вязкого трения: $f_L = j_c \Phi_0 + f_{fr}$. Вычислив интеграл в соотношении (15), получим

$$\frac{1}{T} \int_0^T P dt = \frac{4}{3} \pi R H_m^2 \lambda, \quad (16)$$

выражение (14) позволяет получить связь $\text{Re } Z$ с глубиной проникновения λ и критической плотностью тока

$$\text{Re } Z = \frac{2}{3} \lambda \frac{1}{2\pi\omega}, \quad (17)$$

$$j_c = \frac{1}{3\pi} \frac{1}{\omega} \frac{H_m}{\text{Re } Z}, \quad (18)$$

где ω — частота переменной составляющей напряженности магнитного поля.

Заметим, что на расстоянии $x \leq \lambda$ от поверхности сверхпроводника, где двигаются вихри, распределения магнитного поля и при нарастании постоянной составляющей поля, и при ее убывании совпадают, а в области $\lambda \leq x \leq R$, где распределения магнитного поля различаются, вихри неподвижны и сила Лоренца для них равна нулю. Поэтому в рамках жесткой модели Бинна зависимость компонент поверхностного импеданса от напряженности внешнего постоянного магнитного поля не имеет гистерезиса.

Выясним характер магнитопольевых зависимостей составляющих импеданса в режиме жесткого пиннинга. Для этого подставим в соотношение (17) вид полевой зависимости критической плотности тока типа (10):

$$\text{Re } Z(B) = \frac{1}{3\pi} \frac{1}{\omega} \frac{H_m}{j_c} = \frac{1}{3\pi} \frac{1}{\omega} \frac{H_m}{j_{c0}} \sqrt{1 + B^2/B_0^2}.$$

При малых, в сравнении с характерным полем среды B_0 , значениях магнитного поля зависимость импеданса близка к параболической, $\text{Re } Z(B \ll B_0) \sim (1/3\pi j_{c0})(H_m/\omega)[1 + B^2/2B_0^2]$. При полях порядка B_0 вещественная составляющая импеданса практически линейно зависит от величины постоянного поля (рис. 3).

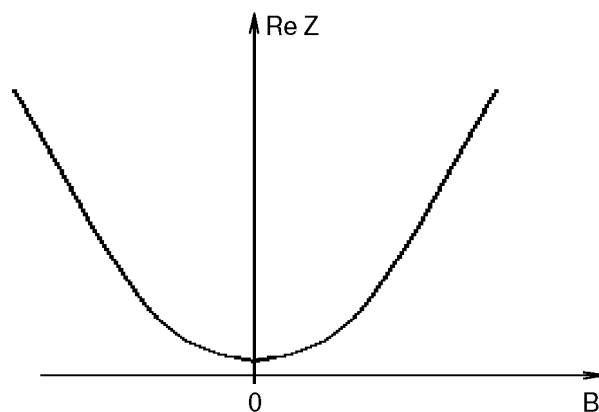


Рис. 3. Поведение вещественной составляющей импеданса в рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей.

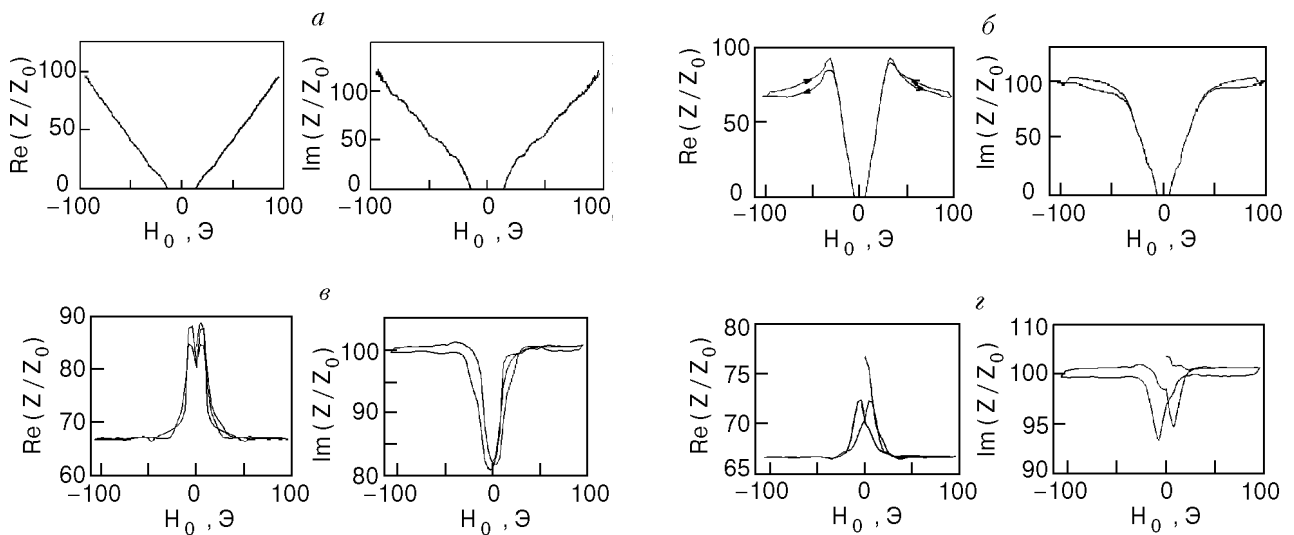


Рис. 4. Магнитополевые зависимости вещественной и мнимой составляющих поверхностного импеданса при различных значениях параметров среды: $j_{c0} = 10^3 \text{ A/cm}^2$, $H_j = 10 \text{ Э}$, $\eta_0 = 10^{-5}$ (а); $j_{c0} = 10^3 \text{ A/cm}^2$, $H_j = 5 \text{ Э}$, $\eta_0 = 10^{-4}$ (б); $j_{c0} = 2 \cdot 10^2 \text{ A/cm}^2$, $H_j = 5 \text{ Э}$, $\eta_0 = 10^{-4}$ (в); $j_{c0} = 10^2 \text{ A/cm}^2$, $H_j = 5 \text{ Э}$, $\eta_0 = 10^{-4}$ (г).

Численное моделирование

Сложный характер полевых зависимостей каждого из слагаемых в соотношении (1) не позволяет построить все полевые зависимости составляющих импеданса аналитически. Поэтому было проведено численное моделирование движения вихрей в образце. При моделировании варьировались полевые зависимости критической плотности тока $j_c(B)$ вида (10) и коэффициента вязкости $\eta(B)$ вида (11) и рассчитывались магнитополевые зависимости мнимой и вещественной составляющих поверхностного импеданса образца. В случае больших значений критической плотности тока магнитополевая зависимость мнимой и вещественной составляющих была монотонной и безгистерезисной (рис. 4,а), что соответствует модели критического состояния.

По мере уменьшения критической плотности тока появляются гистерезис и немонотонность на зависимости вещественной составляющей импеданса от модуля напряженности постоянного

магнитного поля (рис. 4,б,в). При дальнейшем уменьшении критической плотности тока (рис. 4,г) немонотонность исчезает, однако зависимость обладает значительным гистерезисом. Необходимо отметить, что изменение вида зависимости составляющих импеданса от критической плотности тока эквивалентно изменению коэффициента вязкости. Однако закономерность здесь обратная — гистерезис нарастает при увеличении коэффициента вязкости.

Появление гистерезиса магнитополевых зависимостей составляющих поверхностного импеданса, не описываемое в рамках жесткой модели Бина, можно объяснить исходя из концепции пиннинга и вязкого течения гипervихрей. Как видно на рис. 1, даже при плотности тока j , меньшей критического значения j_c , гипervихри будут перемещаться с отличной от нуля скоростью, и на них будет действовать сила Лоренца. Следовательно, вклад в потери будут вносить не только вихри, расположенные в приповерхностном слое толщиной λ , но практически все вихри в

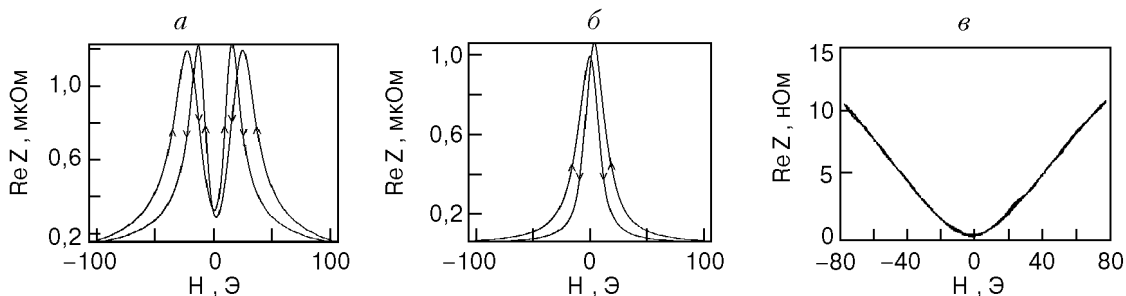


Рис. 5. Зависимость вещественной составляющей поверхностного импеданса керамики YBaCuO от постоянного магнитного поля H при амплитуде переменной составляющей поля 1 Э (а) и 10 Э (б) на частоте 663 Гц и при амплитуде 200 мЭ на частоте 30 Гц (в).

глубине сверхпроводника. А поскольку при убывании постоянной составляющей внешнего магнитного поля концентрация гипервихрей в глубине сверхпроводника на расстоянии $\lambda \leq x \leq R$ от поверхности больше, чем при нарастании (рис. 2, *a*), то и действительная часть поверхностного импеданса при убывании поля должна быть больше, чем при нарастании, что и видно на рис. 5.

Заметим, что при уменьшении критической плотности тока с ростом постоянного магнитного поля сила вязкого трения начинает играть более заметную роль по сравнению с силой пиннинга. В результате распределение магнитного поля в глубине сверхпроводника теряет характерный для жесткой модели Бина треугольный профиль (рис. 2, *a*), что и приводит к более сложному характеру магнитополевых зависимостей поверхностного импеданса.

Экспериментальные исследования

Обратная задача нахождения параметров среды (которыми в данном случае являются константы модели), исходя из измерений некоторой интегральной величины, в общем случае некорректна. Поэтому требуется специальная измерительная техника. Для проведения измерений в низкочастотной области (около 10–20 Гц) при малых значениях напряженности переменного поля необходим измеритель с порогом чувствительности лучше 0,1 нОм и точно определенной систематической и пренебрежимо малой случайной погрешностями. При больших значениях напряженности переменного магнитного поля величина мнимой составляющей импеданса достаточно велика, а ее относительное изменение в зависимости от постоянного поля составляет менее 5%, что накладывает ограничение на разрешение измерительной установки. Поскольку в низкополевом пределе нелинейный отклик керамических сверхпроводников мал, предъявляются высокие требования к линейности измерительной схемы, которую не обеспечивают контактные методы. Таким образом, для проведения исследований необходим бесконтактный широкополосный измеритель с низким уровнем собственных шумов и нелинейных искажений. Для получения информации не только об энергии магнитного поля (характеризующегося значением мнимой составляющей импеданса), но и о потерях в образце, необходимо одновременно измерять и мнимую, и вещественную составляющие импеданса.

На рис. 6 представлена блок-схема разработанного измерительного программно-управляемого комплекса, позволяющего проводить исследова-

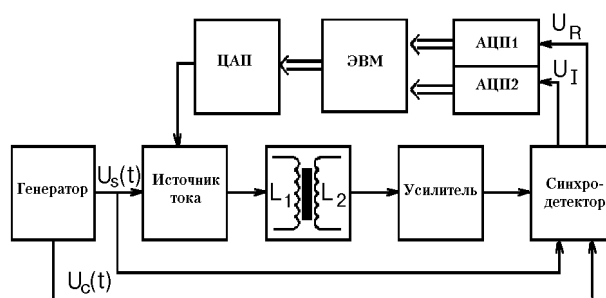


Рис. 6. Блок-схема измерительного комплекса.

ния магнитополевых зависимостей мнимой и вещественной составляющих поверхностного импеданса цилиндрических образцов при постоянных значениях амплитуды и частоты переменного поля. Комплекс состоит из датчика, содержащего образец, модулирующую L_1 и сигнальную L_2 катушки, аналогового преобразователя поверхностного импеданса, включающего в себя генератор, источник тока, предусилитель и детекторный блок, и регистратора, управляемого ЭВМ, в состав которого входят два аналого-цифровых преобразователя.

Отметим, что входящий в состав измерительной установки аналоговый преобразователь поверхностного импеданса [2] позволяет проводить измерения зависимости составляющих импеданса как от напряженности постоянного поля, так и от частоты и амплитуды переменного магнитного поля. Результаты калибровки на образцах из диэлектрика, меди и алюминия показали, что погрешность преобразователя во всем диапазоне рабочих частот и амплитуд тока не превышала 1%. Минимальный измеряемый поверхностный импеданс, оцененный по уровню шумов предусилителя, составляет $5 \cdot 10^{-12}$ Ом в полосе 1 Гц. Измеряемое отношение вещественной части к мнимой лежит в пределах от 0,01 до 100.

С помощью описанной измерительной установки изучалось поведение вещественной и мнимой составляющих поверхностного импеданса образцов в зависимости от постоянной составляющей напряженности магнитного поля в диапазоне частот переменной составляющей поля от 10 Гц до 1 кГц и при амплитудах 0,1–10 Э при температуре жидкого азота. Наиболее характерные экспериментальные магнитополевые зависимости вещественной и мнимой составляющих импеданса при различных значениях частоты и амплитуды переменного поля приведены на рис. 5 и 7. При малых амплитудах переменного поля на низких частотах наблюдается монотонный безгистерезисный характер магнитополевых зависимостей импеданса,

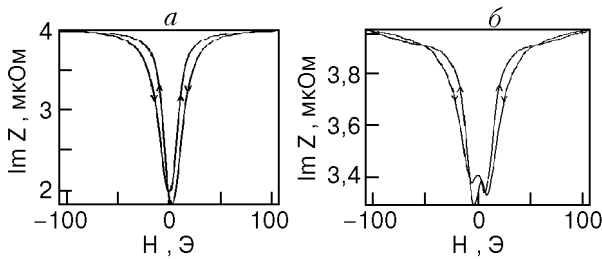


Рис. 7. Зависимость мнимой составляющей поверхностного импеданса керамики YBaCuO от постоянного магнитного поля H при амплитуде переменной составляющей поля 4 Э (а) и 10 Э (б) на частоте переменного поля 663 Гц.

в области малых значений постоянного поля близких к параболическому, что согласуется с полученными аналитическими оценками в рамках модели критического состояния. В полях с большей амплитудой в более высокочастотном диапазоне появляется немонотонная зависимость вещественной составляющей импеданса (рис. 5,а). В случае больших амплитуд и высоких частот вновь наблюдается монотонная зависимость обеих составляющих импеданса (рис. 5 и 7). При этом для относительно высоких частот переменного поля зависимости составляющих импеданса характеризуются значительным гистерезисом (см. рис. 5,а,б и рис. 7).

Результаты и выводы

Для систематизации результатов измерений вещественной и мнимой составляющих поверхностного импеданса ВТСП керамики на полученных зависимостях выделены характерные точки, зависимость поведения которых от частоты представлена на отдельных графиках. Для обеих составляющих проанализированы величины импеданса в крайних значениях постоянного поля (около 100 Э) и в окрестности нуля.

Рассмотрим поведение вещественной составляющей импеданса, нормированное на частоту, значения которой в указанных точках представлены на рис. 8. Экстремумы кривой в окрестности нулевого значения постоянного поля линейно растут с частотой (рис. 8,б). При постоянном поле около 100 Э $Re Z$ с увеличением частоты растет быстрее (рис. 8,а). При этом с ростом частоты вид кривых не изменяется, однако уменьшается амплитуда изменения вещественной составляющей. Серьезные изменения вида зависимостей происходят при изменении амплитуды переменной составляющей поля (рис. 9). С ростом амплитуды экстремумы в окрестности нулевого постоянного поля сходятся к центральному экстремуму,

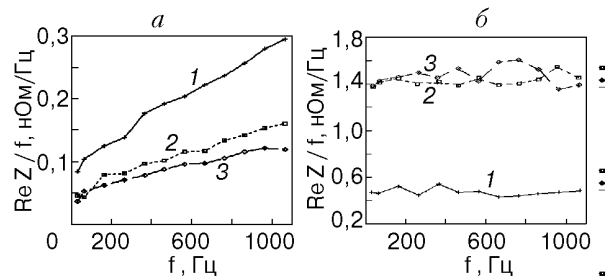


Рис. 8. Частотная зависимость значений вещественной составляющей поверхностного импеданса, нормированных на частоту, при постоянном поле 100 Э (а) и в нулевом поле (б) при различных величинах амплитуд переменной составляющей поля, Э: 1 (1), 4 (2) и 10 (3).

что приводит к вырождению этих трех экстремумов в один (см. рис. 5,а,б).

Частотные зависимости мнимой составляющей импеданса в исследованном диапазоне имеют линейный характер при различных амплитудах переменной поля (рис. 10) и, как следствие, отсутствие изменения вида кривых. При изменении амплитуды переменной составляющей поля при больших амплитудах переменного поля происходит изменение вида зависимости (рис. 7,б). При возрастании амплитуды центральный экстремум вырождается, в результате чего в окрестности нуля появляются еще два экстремума.

По мере роста постоянного магнитного поля и мнимая, и вещественная составляющие импеданса выходят на насыщение. Это, вероятнее всего, связано с ростом глубины проникновения λ . Насыщению соответствует полное проникновение поля в образец, т.е. ситуация, когда решетка гипервирей полностью заполнила объем сверхпроводника. В этом случае, как показано в [8], вещественная составляющая должна расти быстрее, а мнимая — медленнее, чем f . И действительно, вещественная составляющая при больших зна-

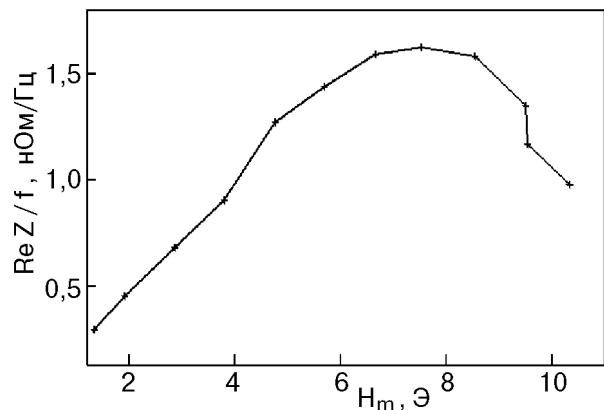


Рис. 9. Амплитудная зависимость значений вещественной составляющей поверхностного импеданса, нормированных на частоту, в нулевом постоянном поле на частоте переменного поля 63 Гц.

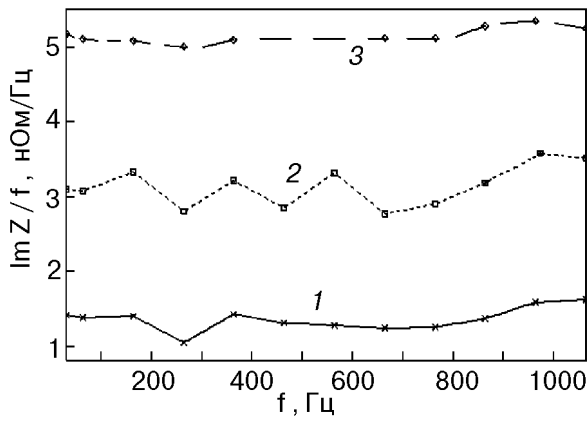


Рис. 10. Частотная зависимость нормированных на частоту значений мнимой составляющей поверхностного импеданса в окрестности нулевого поля при различных амплитудах переменного поля, Э: 1 (1), 4 (2) и 10 (3).

чениях постоянного поля растет быстрее, чем f (рис. 8,а). В окрестности нулевого постоянного поля, пока нет полного заполнения вихрями объема образца, зависимость имеет характер, линейный по частоте (рис. 8,б).

При больших значениях амплитуды переменного поля (рис. 7,б) в окрестности нулевого значения постоянного поля появляются некоторые особенности. Они, возможно, связаны с тем, что реально измеряется не сам импеданс, а величина

$$\tilde{Z}(H) = \frac{1}{2H_m} \int_{H-H_m}^{H+H_m} Z(\tilde{H}) d\tilde{H} .$$

Таким образом, очевидно,

но, что измеряемая зависимость $\tilde{Z}(H)$ наиболее близка к импедансу при малых (в сравнении с полем H) значениях амплитуды переменного поля H_m . При больших значениях переменного поля из-за гистерезиса зависимости $Z(H)$ возможны такие особенности. Сам гистерезис возникает, вероятнее всего, из-за специфики механизма проникновения поля в образец. При увеличении поля в глубину образца смещается вся решетка гипервихрей, а при уменьшении напряженности поля изменения происходят в приповерхностной области образца (рис. 2).

Аналитическое рассмотрение и численное моделирование динамики гипервихрей в ВТСП в рамках модели пиннинга и вязкого течения предсказывают гистерезисный характер магнитопольных зависимостей поверхностного импеданса,

причем вещественная составляющая должна быть больше при убывании (по модулю) постоянной составляющей, чем при ее нарастании, что подтверждается экспериментально (рис. 5). Соотношения (17) и (18) позволяют разработать методику определения параметров модели по экспериментально полученным зависимостям импеданса. Результаты экспериментов показывают, что полевая зависимость критической плотности тока хорошо описывается моделью (10) (см. рис. 3 и рис. 5,в).

Анализ экспериментальных данных позволяет выявить границы применимости модели критического состояния керамических сверхпроводников. Эта модель характерна для режима жесткого пиннинга и не позволяет описать гистерезис магнитопольных зависимостей составляющих импеданса (даже при учете гистерезиса зависимости $B(H)$). Для керамического образца YBaCuO, изготовленного по стандартной технологии, данный режим наблюдается в диапазоне частот до 35 Гц при амплитудах переменного поля менее 0,3 Э. На основе анализа результатов численного моделирования в рамках модели пиннинга и вязкого течения гипервихрей можно предположить существование важного безгистерезисного режима при более высоких частотах на достаточно малых амплитудах переменного поля, что характерно для практического применения в радиоэлектронике. Наличие этого режима для керамических сверхпроводников при рабочих температурах около 77 К позволяет значительно расширить область применения керамик.

Сравнительный анализ результатов численного и аналитического моделирования с экспериментально полученными частотными и магнитопольными зависимостями составляющих импеданса показывает, что модель пиннинга и вязкого течения гипервихрей адекватно описывает низкополевую электродинамику керамических сверхпроводников во всем диапазоне частот. В низкочастотном диапазоне предложенная модель совпадает с моделью критического состояния и предсказывает безгистерезисный, близкий к параболическому, характер магнитопольных зависимостей поверхностного импеданса, что совпадает с экспериментами ряда авторов. В высокочастотном диапазоне модель правильно описывает особенности, в том числе гистерезис, магнитопольных зависимостей.

Работа поддержана Государственной программой Российской Федерации «Актуальные проблемы физики конденсированного состояния» раздел «Сверхпроводимость».

1. В. Ф. Мастеров, в сб.: *Высокотемпературная сверхпроводимость*, Машиностроение, Ленинград (1990).
2. В. К. Игнатъев, И. В. Негинский, *ПТЭ* **2**, 60 (1998).
3. В. К. Игнатъев, *Авторефер. дисс. докт. физ.-мат. наук*, Москва (1997).
4. Э. Б. Сонин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 415 (1988).
5. P. W. Anderson and Y. B. Kim, *Rev. Mod. Phys.* **36**, (Part 1) 39 (1964).
6. В. В. Шмидт, *Введение в физику сверхпроводников*, Наука, Москва (1982).
7. В. К. Игнатъев, *Электромеханика*, N 3, 11 (1998).
8. L. M. Fisher, N. V. Il'in, I. F. Voloshin, N. M. Makarov, V. A. Yampol'skii, F. P. Rodriguez, and R. L. Snyder, *Physica* **C206**, 195 (1993).

On low field electrodynamics of granular HTSC

V. K. Ignatjev and I. V. Neginsky

The low-field electrodynamics of ceramic superconductors YBaCuO is studied. The analytical consideration and numerical modeling of the dependence of real and imaginary component of surface impedance on static magnetic field intensity and alternative field amplitude and frequency are carried out in the framework of the model of pinning and hyper-vortex viscous flow in HTSC. The experimental data on the magnetic field dependences of the impedance components are presented. The experimental frequency range is between 30 Hz and 1 kHz, the alternative component amplitude is in the from 0.1 to 10 Oe. The critical state model is shown to be applicable to HTSC for low frequencies and small amplitudes of the alternative field component. The model of vortex viscous flow adequately describes the low field electrodynamics in a wide frequency range, in particular, it predicts the hysteresis experimentally observed in the field dependences of surface impedance.