

Анизотропия критического тока и направленное движение вихрей в стохастической модели бианизотропного пиннинга.

II. Наблюдаемые эффекты

В. А. Шкловский^{1,2}, А. А. Сорока¹

¹ Национальный научный центр «Харьковский физико-технический институт»
Институт теоретической физики, ул. Академическая, 1, г. Харьков, 61108, Украина

² Харьковский национальный университет им. В. Н. Каразина
пл. Свободы, 4, г. Харьков, 61077, Украина
E-mail: Valerij.A.Shklovskij@univer.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 30 ноября 2001 г., после переработки 21 декабря 2001 г.

На основании физического анализа экспериментально наблюдаемых эффектов установлена простая и наглядная связь между анизотропией плотности тока j_c и направленным движением вихрей вдоль базисных плоскостей бианизотропного потенциала в форме диаграммы возможных динамических состояний вихревого ансамбля на (j_x, j_y) -плоскости. Впервые дан теоретический анализ нелинейных резистивных откликов («вращающегося тока», использованной для изучения анизотропии пиннинга в ряде экспериментальных работ. Наиболее характерные зависимости различных резистивных откликов представлены графически.

На підставі фізичного аналізу експериментально спостережуваних ефектів встановлено простий і наочний зв'язок між анізотропією густини струму j_c та направленим рухом вихорів вздовж базисних площин біанізотропного потенціалу у формі діаграми можливих динамічних станів вихревого ансамблю на (j_x, j_y) -площині. Вперше дано теоретичний аналіз нелінійних резистивних відгуків в схемі «струму, що обертається», яка використувувалася для вивчення анізотропії пінінгу у ряді експериментальних робіт. Найбільш характерні залежності різних резистивних відгуків представлено графічно.

PACS: 74.25.Fy, 74.60.Ge

1. Нелинейный G-эффект

Продолжая исследования, начатые в [1], рассмотрим динамику вихрей в модели бианизотропного пиннинга и связанные с ней резистивные свойства на основе введенного потенциала бианизотропного пиннинга. Будем использовать безразмерные параметры, введенные в [1].

Специфика бианизотропного пиннинга, как и простого анизотропного [2], состоит в несовпадении направлений внешней движущей силы \mathbf{F}_L , действующей на вихрь, и его скорости \mathbf{v} (при изотропном пиннинге $\mathbf{F}_L \parallel \mathbf{v}$, если пренебречь эф-

фектом Холла). Нелинейные зависимости пиннинговых вязкостей от тока и температуры обуславливают как соответствующие нелинейные переходы из режима полного пиннинга (когда движение вихрей по отношению к обеим системам центров пиннинга (ЦП) происходит в режиме термически активируемого течения потока (TAFF-режим) в один из guiding режимов (G-режим)), так и нелинейные переходы из последних в изотропный режим, когда можно пренебречь влиянием пиннинга обеих систем ЦП.

Функция $\text{ctg } \beta = -\rho_{\perp}/\rho_{\parallel}$, используемая в [3] для описания G-эффекта, в рассматриваемой модели имеет вид

$$\text{ctg } \beta = \frac{(1 - v_x/v_y) \text{ctg } \alpha}{1 + (v_x/v_y) \text{ctg}^2 \alpha} = - \frac{(1 - v_y/v_x) \text{tg } \alpha}{1 + (v_y/v_x) \text{tg}^2 \alpha}, \quad (1)$$

где ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} — продольное и поперечное магнитосопротивления; β — угол между векторами скорости вихрей \mathbf{v} и плотности тока \mathbf{j} (см. [1], рис. 1). G-эффект выражен тем сильнее, чем больше расхождение направлений \mathbf{F}_L и \mathbf{v} , т.е. чем меньше угол β . При этом возможно, что $\text{ctg } \beta \gg 1$, то есть $\rho_{\perp} \gg \rho_{\parallel}$.

Заметим, что в X- и Y-геометриях $\beta(\alpha = 0) = \beta(\alpha = \pi/2) = \pi/2$, так как в обоих случаях сила Лоренца направлена параллельно одной из систем ЦП и перпендикулярно другой. Для исследования чувствительности величины угла β к малым отклонениям угла α от значений 0 и $\pi/2$, соответствующих Y- и X-геометриям, в линейном приближении по α вычислим производные $d\beta/d\alpha$ при $\alpha = 0$ и $\alpha = \pi/2$:

$$\left. \frac{d\beta}{d\alpha} \right|_{\alpha=0} = 1 - \frac{v_y(0, \tau)}{v_x(j, \tau)}, \quad \left. \frac{d\beta}{d\alpha} \right|_{\alpha=\pi/2} = 1 - \frac{v_x(0, \tau)}{v_y(j, \tau)}. \quad (2)$$

Как видно из (2), формулы для производной $d\beta/d\alpha$ в Y- и X-геометриях взаимно симметричны относительно перестановки индексов функций v , и в обеих геометриях $d\beta/d\alpha$ зависит как от тока, так и от температуры. При $j \rightarrow 0$ величина и знак производной в обеих геометриях обуславливаются отношением $v_x(0, \tau)/v_y(0, \tau)$. При $\tau = 0$ $(d\beta/d\alpha)|_{\alpha=0} = (d\beta/d\alpha)|_{\alpha=\pi/2} = 1$. При условиях $j \rightarrow \infty$ или (и) $\tau \rightarrow \infty$, соответствующих изотропному режиму свободного течения потока (FF-режим), когда влиянием на пиннинг обеих систем ЦП можно пренебречь, $d\beta/d\alpha = 0$, что и следовало ожидать, так как в этом режиме угол $\beta = \pi/2$ и не зависит от направления тока по отношению к ЦП.

Эволюцию динамики вихрей при изменении тока и температуры наиболее наглядно можно представить с помощью диаграммы динамических состояний на плоскости (j_x, j_y) (см. рис. 1). Первый квадрант плоскости этого рисунка разделен линиями $j_x = j_c^x, j_y = j_c^y$ и $j_x = j_s^x, j_y = j_s^y$ на несколько областей, соответствующих всем возможным различным динамическим состояниям вихревой системы в данной модели. Конец векто-

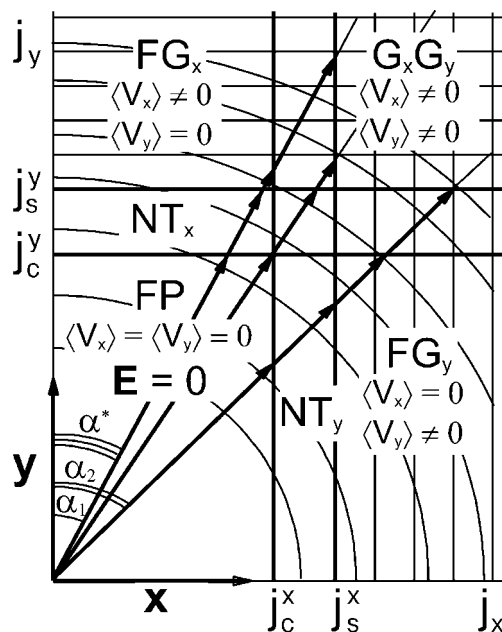


Рис. 1. Диаграмма динамических состояний вихревой системы в пренебрежении эффектом Холла на плоскости (j_x, j_y) . j_c^x, j_s^x и j_c^y, j_s^y — основные критические токи и токи насыщения вдоль векторов анизотропии пиннинга x и y ; FP — область полного пиннинга; NT_x — область нелинейного перехода между линейными TAFF- и FF-режимами движения вихрей в направлении вектора x (обусловленная пиннингом на системе ЦП, параллельной оси $0y$); NT_y — область нелинейного перехода в направлении вектора y (обусловленная пиннингом на системе ЦП, параллельной оси $0x$); FG_x — область направленного движения вихрей вдоль оси $0x$; FG_y — область направленного движения вихрей вдоль оси $0y$; $G_x G_y$ — область свободного течения потока. Участки окружностей графиков 1–7, описываемые концом вектора \mathbf{j} на диаграмме динамических состояний, качественно соответствуют характерным графикам 1–7 функции $\rho(\alpha)$ на рис. 10, объясняя их особенности.

ра \mathbf{j} , имеющий координаты $j \sin \alpha, j \cos \alpha$, в зависимости от значений j и α принадлежит какой-либо из этих областей. Обозначим α^* ($\text{tg } \alpha^* = j_c^x/j_c^y$) критический угол, образуемый лучом, проходящим через начало координат и точку пересечения линий $j_x = j_c^x, j_y = j_c^y$. На рис. 1 области FP (full pinning) соответствует режим полного пиннинга (FP-режим), так как здесь $j_x < j_c^x, j_y < j_c^y$ и TAFF-динамика вихрей реализуется по отношению к обеим системам ЦП. Области NT_x (NT — nonlinear transition) соответствует режим нелинейного перехода между ли-

нейными TAFF- и FF-режимами движения вихрей в направлении вектора \mathbf{x} (обусловленный пиннинг на системе ЦП, параллельной оси $0y$), здесь $j_c^y < j_y < j_s^y$ ($j_c^y(\alpha) < j < j_s^y(\alpha)$). Аналогично области NT_y соответствует режим нелинейного перехода в направлении вектора \mathbf{y} (обусловленный пиннинг на системе ЦП, параллельной оси $0x$), здесь $j_c^x < j_x < j_s^x$ ($j_c^x(\alpha) < j < j_s^x(\alpha)$). Области FG_x , заштрихованной горизонтальными линиями, соответствует режим направленного движения вихрей вдоль ЦП, параллельных оси $0x$ (FG_x -режим), $\langle \mathbf{v} \rangle_{FG_x} \parallel \mathbf{x}$, здесь $j_x < j_c^x$, $j_y > j_s^y$ ($j_s^y(\alpha) < j < j_c^x(\alpha)$). Области FG_y , заштрихованной вертикальными линиями, соответствует режим направленного движения вихрей вдоль ЦП, параллельных оси $0y$ (FG_y -режим), $\langle \mathbf{v} \rangle_{FG_y} \parallel \mathbf{y}$, здесь $j_x > j_s^x$, $j_y < j_c^y$ ($j_s^x(\alpha) < j < j_c^y(\alpha)$). Наконец, области $G_x G_y$, заштрихованной обоими видами линий, соответствует режим свободного течения магнитного потока относительно обеих систем ЦП и, следовательно, изотропный резистивный отклик ($G_x G_y$ -режим), $\langle \mathbf{v} \rangle_{G_x G_y} \parallel \mathbf{F}_L$, здесь $j_x > j_s^x$, $j_y > j_s^y$ ($j > j_s^x(\alpha)$, $j > j_s^y(\alpha)$).

На рис. 1 легко проследить последовательность динамических режимов, в которых окажется вихревая система с увеличением тока при фиксированной температуре и заданном угле α . Отметим, что на границе областей, соответствующих линейным (FP , FG_x , FG_y , $G_x G_y$) и нелинейным (NT_x , NT_y) режимам динамики вихрей, возникает дополнительный источник диссипации, поэтому в наблюдаемых токовых зависимостях ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} при значениях плотности тока $j_c^x(\alpha)$, $j_c^y(\alpha)$, $j_s^x(\alpha)$ и $j_s^y(\alpha)$ появляются точки изгиба (kinks). В общем случае в зависимостях $\rho_{\parallel}(j)$, $\rho_{\perp}(j)$ максимальное число точек изгиба такого рода равно четырем, а минимальное — двум (например, в случаях $\alpha = 0$, $\alpha = \pi/2$). Число точек изгиба определяется углом α , оно уменьшается, если линия вектора плотности тока проходит через точки пересечения линий границ областей.

Обратим внимание на такие предельные частные случаи, как $j_c^x(p, \varepsilon_x, \tau) \ll j_c^y(p, \varepsilon_y, \tau)$ и $j_c^x(p, \varepsilon_x, \tau) \gg j_c^y(p, \varepsilon_y, \tau)$, при которых в широких интервалах плотностей тока и углов α бианизотропный характер пиннинга сводится к одноосному анизотропному [4]. Действительно, при $j_c^x \ll j_c^y$ в интервале $j_c^x/\sin \alpha < j < j_c^y/\cos \alpha$ ослаблен пиннинг в направлении оси $0y$ при наличии сильного пиннинга вдоль оси $0x$, а при

$j_c^y \ll j_c^x$ в интервале $j_c^y/\cos \alpha < j < j_c^x/\sin \alpha$ ослаблен пиннинг в направлении оси $0x$ при наличии сильного пиннинга вдоль оси $0y$, т.е. в этих случаях пиннинг эффективен только на одной из взаимно ортогональных систем ЦП в соответствующих интервалах значений плотности тока и угла α при отсутствии пиннинга на другой системе ЦП. Простым примером такой ситуации является случай $p \gg 1$ (или, наоборот, $p \ll 1$) при нулевой температуре, когда $j_c^x = p^{-1} \ll j_c^y = p$ ($j_c^x \gg j_c^y$ соответственно).

Динамическое состояние системы можно описать и непосредственно при помощи формулы (1). Guiding режимы будут существовать в предельных случаях, когда функцию $R = v_x/v_y$ или $R^{-1} = v_y/v_x$ можно рассматривать как малый параметр. Предел функции R при $j \rightarrow 0$ в пренебрежении слагаемыми, пропорциональными целым положительным степеням параметра τ , имеет вид

$$R_0 = \exp [(1 - p^2)p^{-1}\tau^{-1}]p^2k^2[(1 - \varepsilon k)/(1 - \varepsilon/k)] \quad (3)$$

при $\tau \ll p$, p^{-1} , $(k/\varepsilon - 1)$, $[(k\varepsilon)^{-1} - 1]$. Формула (3) описывает слабый (по величине результирующей скорости) G-эффект, который возникает за счет конкуренции перпендикулярных обеим системам ЦП компонент скорости вихрей, связанных с TAFF-динамикой при малых температурах и токах (FP-область). Легко видеть, что $\text{ctg } \beta \approx \text{ctg } \alpha$ ($\beta \approx \alpha$) при $R_0 \ll 1$, $\text{tg}^2 \alpha$ и $\text{ctg } \beta \approx -\text{tg } \alpha$ ($\beta \approx \pi/2 + \alpha$) при $R_0^{-1} \ll 1$, $\text{ctg}^2 \alpha$ (с точностью до величин R_0 и R_0^{-1} соответственно). Как следует из формулы (3), определяющую роль в реализации одного из этих случаев играет величина параметра p по сравнению с единицей, что обуславливает знак показателя экспоненты. Условию $p > 1$ соответствует случай $\beta \approx \alpha$, а условию $p < 1$ — случай $\beta \approx \pi/2 + \alpha$ (функция R_0 пропорциональна множителю $\exp(\pm c)$ при $|1 - p| \approx c\tau$, где значение c должно определяться условием $R_0 \ll 1$ или $R_0^{-1} \ll 1$ для реализации G-эффекта). Физическая причина реализации одного из этих случаев обусловлена неравенством глубины потенциальных ям U_{x0} и U_{y0} : вихрям энергетически выгодно локализоваться в потенциальных ямах с большей глубиной и двигаться вдоль них при воздействии внешней силы, преодолевая потенциальные барьеры ям с меньшей глубиной. В случае $p = 1$ при $j \rightarrow 0$ имеем $v_x \equiv v_y$, откуда $\text{ctg } \beta \equiv 0$ и, следовательно, при увеличении плотности тока угол β изменяется от значения $\beta(j = 0) \equiv \pi/2$ независимо от угла α .

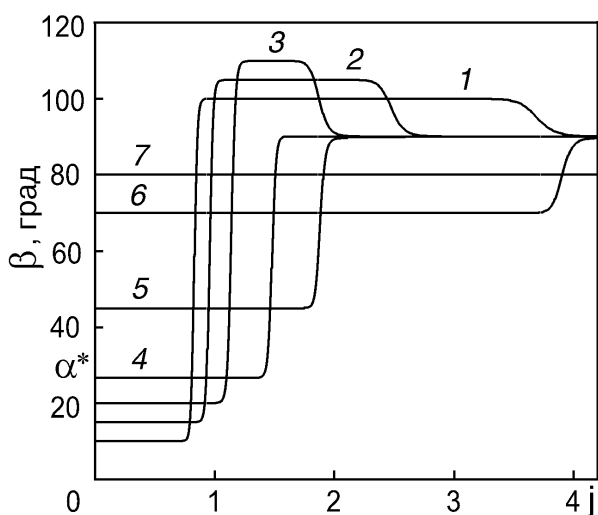


Рис. 2. Зависимость $\beta(j)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 15 (2), 20 (3), 27 (4), 45 (5), 70 (6) и 80 (7) при $p = 1,4$, $\tau = 0,01$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

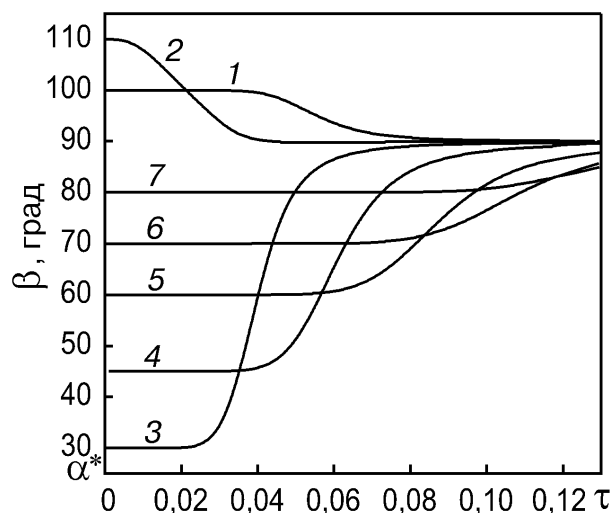


Рис. 3. Зависимость $\beta(\tau)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 20 (2), 30 (3), 45 (4), 60 (5), 70 (6) и 80 (7) при $p = 1,4$, $j = 1,2$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

G-эффект сильно выражен, когда вдоль одного из направлений анизотропии системы реализуется FF-динамика вихрей, а вдоль другого – TAFF-динамика. Это происходит при условиях $v_x \approx 1$, $v_y \ll 1$, дающих $R^{-1} \ll 1$, $\beta \approx \pi/2 + \alpha$, что соответствует FG_x -режиму (область $j_x < j_c^x$, $j_y > j_s^y$), и при условиях $v_x \ll 1$, $v_y \approx 1$, дающих $R \ll 1$, $\beta \approx \alpha$, что соответствует FG_y -режиму (область $j_x > j_s^x$, $j_y < j_c^y$). Если же FF-динамика реализуется вдоль обоих направлений анизотропии, т.е. $v_x \approx 1$, $v_y \approx 1$, то $\text{ctg } \beta \approx 0$, $\beta \approx \pi/2$ (в пределе $j \rightarrow \infty$, $\beta \rightarrow \pi/2$), и реализуется практически изотропный режим в $G_x G_y$ -области ($j_x > j_s^x$, $j_y > j_s^y$).

Нелинейная по току и температуре динамика вихрей проиллюстрирована на рис. 2, 3, где изображены зависимости $\beta(j)$ и $\beta(\tau)$ для ряда значений угла α (заметим, что критический угол связан с параметром p соотношением $\alpha^* \approx \arctg(p^{-2})$). По зависимостям $\beta(j)$ видно, что расположение линейных режимов (где $\beta \approx \text{const}$), значения угла β в них, а также значения критических токов и токов насыщения соответствуют проведенному выше анализу диаграммы динамических состояний. Действительно, интервалы тока, соответствующие FP-режиму ($j < j_c^y(\alpha)$ при $\alpha < \alpha^*$ и $j < j_c^x(\alpha)$ при $\alpha > \alpha^*$), тем больше, чем ближе значения α и α^* . Интервалы тока, соответствующие сильному G-эффекту, т.е. FG_x -режиму ($j_s^y(\alpha) < j < j_c^x(\alpha)$) и FG_y -режиму ($j_s^x(\alpha) < j < j_c^y(\alpha)$), тем больше, чем сильнее отли-

чаются значения α и α^* (при $\alpha = \alpha^*$ областей G-эффекта нет, переход из FP-режима происходит сразу в области нелинейных NT_x - и NT_y -режимов). Рассмотрим интервалы значений угла β , соответствующие интервалам плотности тока, в которых происходят нелинейные по току переходы между линейными режимами динамики вихрей («амплитуды» нелинейных переходов для угла β). Можно показать, что в случае $p > 1$ (см. рис. 2) амплитуды нелинейных переходов для угла β (обозначенные $\Delta\beta$ с нижним индексом, указывающим на соответствующие пары линейных по току режимов, между которыми рассматривается нелинейный переход) равны: $\Delta\beta_{FP \rightarrow FG_x} = \pi/2$, $\Delta\beta_{FG_x \rightarrow G_x G_y} = \alpha$ при $\alpha < \alpha^*$ (см. графики 1, 2, 3 на рис. 2) и $\Delta\beta_{FP \rightarrow FG_y} = 0$, $\Delta\beta_{FG_y \rightarrow G_x G_y} = \pi/2 - \alpha$ при $\alpha > \alpha^*$ (см. графики 5, 6, 7; на графике 7 переход $FG_y \rightarrow G_x G_y$ не отображен, так как он происходит при значениях j , не попадающих в поле рисунка). Аналогично, в случае $p < 1$ амплитуды нелинейных переходов для угла β равны: $\Delta\beta_{FP \rightarrow FG_x} = 0$, $\Delta\beta_{FG_x \rightarrow G_x G_y} = \alpha$ при $\alpha < \alpha^*$ и $\Delta\beta_{FP \rightarrow FG_x} = \pi/2$, $\Delta\beta_{FG_x \rightarrow G_x G_y} = \pi/2 - \alpha$ при $\alpha > \alpha^*$. В случае $p = 1$, $\lim_{j \rightarrow 0} \beta = \pi/2$ вихри локализируются на той системе ЦП, которая образует с силой Лоренца острый угол.

Если $\alpha = 45^\circ$, то $\beta \equiv 90^\circ$, хотя, вообще говоря, такое состояние является неустойчивым по углу α .

Диаграмму динамических состояний можно использовать и при анализе температурной зависимости β при фиксированной плотности тока в области температур, где понятия критических токов и токов насыщения имеют физический смысл (с учетом того, что неявно зависящие от τ параметры слабо изменяются в тех температурных интервалах, которые соответствуют особенностям функции $v(\tau)$ [4]). С повышением температуры вероятность срыва вихрей с центров пиннинга (depinning) под воздействием термических флуктуаций возрастает, и при некоторой температуре пиннингом вихрей на ЦП можно пренебречь. Наиболее простым образом температуру депиннинга вихрей $T_{\text{dep}}(j, \alpha, p, \varepsilon, k)$ можно определить как величину, при которой вихревая система переходит в FF-режим динамики при данных параметрах $j, \alpha, p, \varepsilon$ и k . Тогда условие применимости диаграммы динамических состояний для температурных зависимостей наблюдаемых величин имеет вид $T \ll T_{\text{dep}}$. Можно заметить, что при повышении температуры происходит уменьшение величин критических токов и возрастание величин токов насыщения до тех пор, пока эти понятия еще могут быть определены. Такое изменение критических токов и токов насыщения приводит к деформации динамических областей на диаграмме состояний, что позволяет наглядно описать влияние температуры на эти величины. Зависимости $\beta(\tau)$ на рис. 3 для ряда углов α соответствуют случаю $p > 1, k = 1$ и $j_s^x < j < j_c^y$. С помощью диаграммы (см. рис. 1) легко понять, почему на рис. 3 при нулевой температуре $\beta(\tau = 0) = \pi/2 + \alpha$ (кривые 1, 2), что соответствует FP-режиму динамики вихрей (FP-область на диаграмме), и $\beta(\tau = 0) \equiv \alpha$ (остальные кривые), что соответствует FG_y -режиму (FG_y -область на диаграмме). Видно, как при вращении вектора тока изменяется динамическое состояние системы при нулевой температуре. Следует подчеркнуть, что при нулевой температуре динамический режим при фиксированных j и α существенным образом определяется величиной j по отношению к плотностям критических токов и токов насыщения, что, в свою очередь, обуславливает характерный вид зависимостей $\beta(\tau)$. С увеличением температуры (при $T \sim T_{\text{dep}}$) вихревая система нелинейно переходит в изотропный режим ($\lim_{\tau \rightarrow \infty} \beta \equiv \pi/2$).

Рассмотрим полученную в [5] экспериментальную зависимость $\theta_E(\alpha)$, где θ_E — угол между осью Oy и вектором напряженности электрического

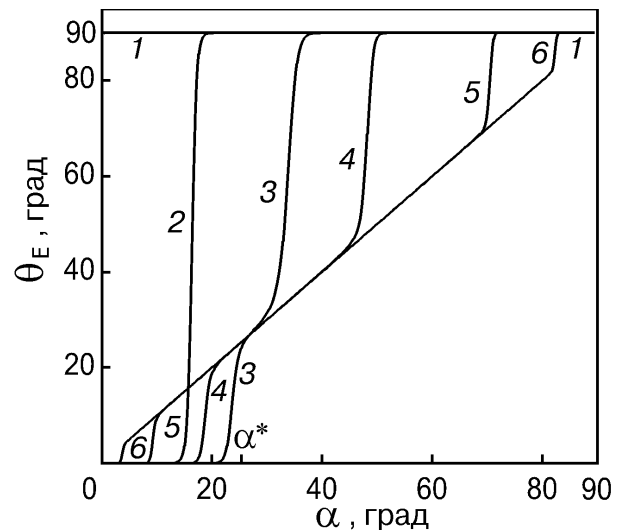


Рис. 4. Зависимость $\theta_E(\alpha)$ для различных значений параметра j : 0,5 (1), 1 (2), 1,6 (3), 2 (4), 4 (5), 10 (6) при $p = 1,4, \tau = 0,01, \varepsilon = 0,001, k = 1; \alpha^* = 27^\circ$.

го поля \mathbf{E} , измеренную при фиксированных величинах плотности тока и температуры. Учитывая, что в xy -системе координат компоненты магнитосопротивления равны $\rho_x = \rho_{xx} \sin \alpha = v_y \sin \alpha, \rho_y = \rho_{yy} \cos \alpha = v_x \cos \alpha$, получаем следующее простое соотношение: $\text{tg } \theta_E(\alpha) = \rho_x / \rho_y = (v_y / v_x) \text{tg } \alpha$ или

$$\theta_E(\alpha) = \text{arctg}(R^{-1} \text{tg } \alpha). \quad (4)$$

Из (4) следует, что период функции $\theta_E(\alpha)$ равен $\pi/2$. Если A — аргумент функции арктангенса в формуле (4), то $\theta_E \approx A$ при $A \ll 1$, при $A \gg 1$ $\theta_E \approx \pi/2 - A^{-1}$. Еще один важный предельный случай реализуется при соотношении $v_y / v_x \approx 1$, которое всегда выполняется при изотропизации пиннинга. Действительно, используя разложение функций v_x, v_y по степеням $1/j$, получаем, что при $j \gg \max [p / \cos \alpha, 1 / (p \sin \alpha)]$ $v_y / v_x \approx 1$ с точностью до величины $\max [\varepsilon k / (p \sin \alpha)^2, (\varepsilon / k)(p / \cos \alpha)^2]$. Тогда в области углов α , ограниченной условиями $\cos \alpha \gg p/j, \sin \alpha \gg 1/(pj)$, имеем соотношение $\text{tg } \theta_E \approx \text{tg } \alpha$ с той же точностью.

На рис. 4 изображены графики функции $\theta_E(\alpha)$ для серии значений плотности тока j . Видно, что на графиках $\theta_E(\alpha)$ существуют предельные характерные участки $\theta_E \approx 0, \theta_E \approx \pi/2$ и $\theta_E \approx \alpha$, расположенные в соответствии с указанными условиями для угла α в зависимости от величин j, p и соединенные нелинейными переходными участками. Вектор скорости вихревой системы направлен перпендикулярно вектору напряженности электрического поля, из этого сле-

дует, что участки графиков $\theta_E \approx 0$ и $\theta_E \approx \pi/2$ соответствуют FG_x - и FG_y -режимам направленного движения вихрей. Промежуточный участок $\theta_E \approx \alpha$ (если он имеется) соответствует изотропизации системы ($G_x G_y$ -режим) за счет подавления потенциальных барьеров плоскостей пиннинга. Аналогичным образом можно рассмотреть серию графиков функции $\theta_E(\alpha)$ для ряда значений параметра τ . Например, такая серия графиков для набора параметров $p = 1,4$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$, $j = 0,1$ и ряде значений τ (0,05, 0,1, 0,12, 0,14, 0,17, 0,3) представляет собой набор монотонно возрастающих выпуклых вверх кривых, степень выпуклости которых уменьшается с ростом значения τ . При минимальном значении τ имеем $\theta_E(\alpha) \approx \pi/2$, что соответствует FG_y -режиму. При максимальном τ $\theta_E(\alpha) \approx \alpha$, т.е. происходит полная изотропизация системы за счет действия на вихри термических флуктуаций. Таким образом, функция $\theta_E(\alpha)$ позволяет наглядно проследить за изменением режимов динамики вихрей в зависимости от угла α при фиксации остальных параметров, и ее поведение полностью соответствует общему описанию динамики вихревой системы на основе диаграммы динамических состояний.

Рассмотрим поведение наблюдаемых магнитосопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} . Конечные аналитические формулы для них при данном потенциале бианизотропного пиннинга ([1], формула (19)) получаем, подставляя выражения для $v_{x,y}$ -функций, вычисленные по формуле (20), в формулу (18) [1]. На основе исследованных свойств $v_{x,y}$ -функций и особенностей вихревой динамики несложно объяснить резистивные зависимости $\rho_{\parallel,\perp}(j)$ и $\rho_{\parallel,\perp}(\tau)$. Линейный предел в формулах (18) [1] реализуется

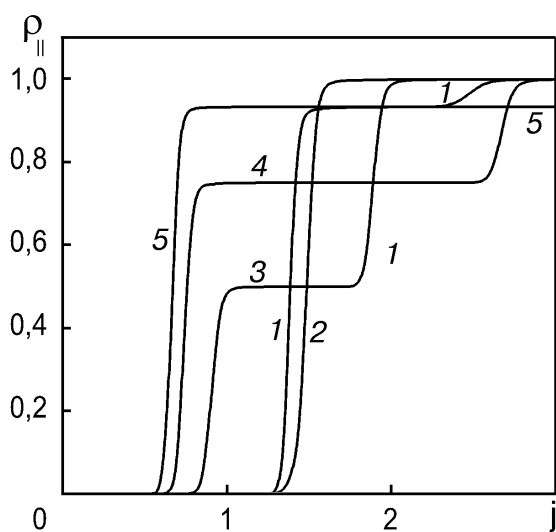


Рис. 5. Зависимость $\rho_{\parallel}(j)$ для различных значений угла α , град: 15 (1), 27 (2), 45 (3), 60 (4), 75 (5) при $p = 1,4$, $\tau = 0,01$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

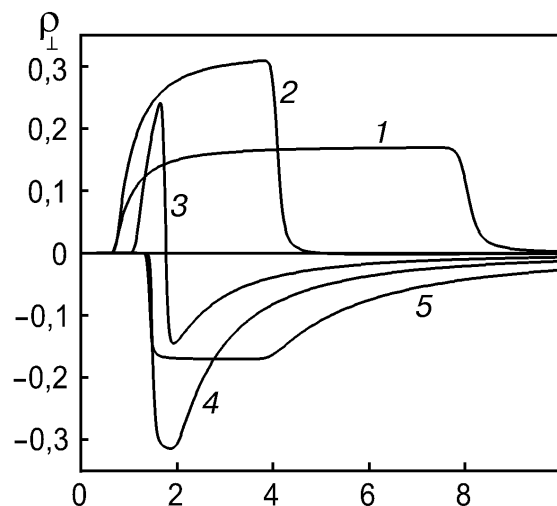


Рис. 6. Зависимость $\rho_{\perp}(j)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 20 (2), 53 (3), 70 (4), 80 (5) при $p = 0,7$, $\tau = 0,01$, $\varepsilon = 0,1$, $k = 0,1$; $\alpha^* = 64^\circ$.

ся в той области токов и температур, которым соответствуют ТАФФ- и FF-режимы, а область нелинейности токовых и температурных зависимостей $\rho_{\parallel,\perp}$ — тем интервалам j и τ , в которых хотя бы одна из функций $v_x(j)$, $v_y(j)$ и соответственно $v_x(\tau)$, $v_y(\tau)$ является нелинейной. На рис. 5–8 проиллюстрированы токовые и температурные зависимости $\rho_{\parallel,\perp}$ магнитосопротивлений для ряда значений соответствующих фиксированных параметров τ , j , p и угла α . На этих зависимостях четко прослеживается нелинейная токовая и температурная динамика вихрей в системе с бианизотропным пиннингом, обсуждавшаяся выше. Предельные линейные участки этих зави-

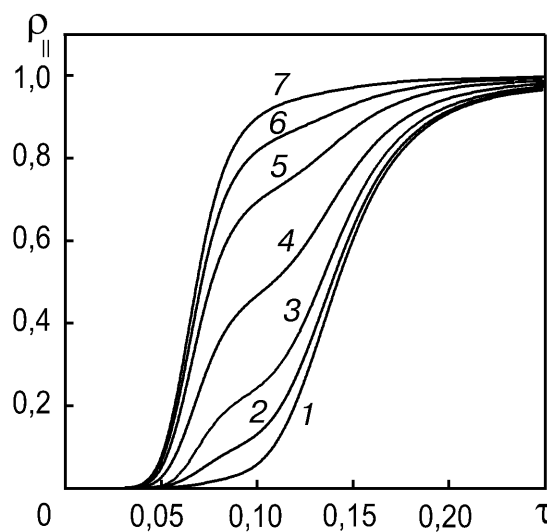


Рис. 7. Зависимость $\rho_{\parallel}(\tau)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 20 (2), 30 (3), 45 (4), 60 (5), 70 (6) при $p = 1,4$, $j = 0,1$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

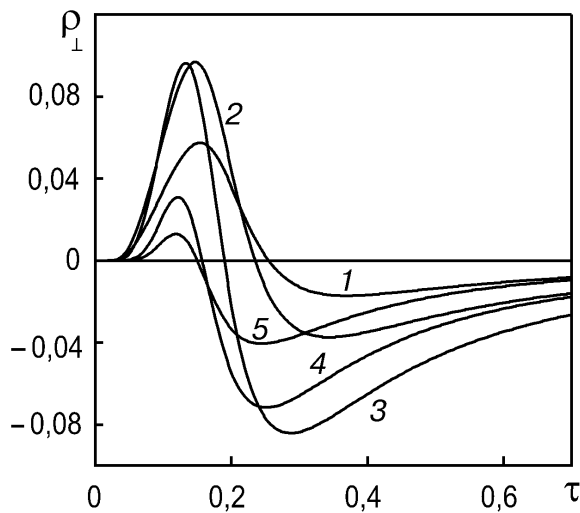


Рис. 8. Зависимость $\rho_{\perp}(\tau)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 20 (2), 45 (3), 70 (4), 80 (5) при $p = 0,65$, $j = 0,4$, $\varepsilon = 0,1$, $k = 0,1$; $\alpha^* = 67^\circ$.

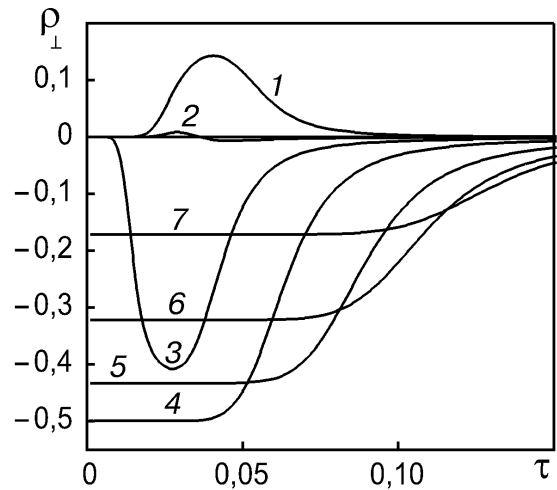


Рис. 9. Зависимость $\rho_{\perp}(\tau)$ для различных значений угла α , град: 10 (1), 20 (2), 30 (3), 45 (4), 60 (5), 70 (6), 80 (7) при $p = 1,4$, $j = 1,2$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

симостей при малых токах и температурах соответствуют FP-режиму, а при больших токах и (или) температурах — $G_x G_y$ -режиму. Промежуточные линейные по току или температуре участки соответствуют одному из FG_x - или FG_y -режимов. Значения магнитосопротивлений ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} в этих линейных режимах легко получить по формулам (18) [1], так как известны предельные значения функций v_x и v_y . Участки нелинейных переходов по току в зависимостях $\rho_{\parallel}(j)$ и $\rho_{\perp}(j)$ (см. рис. 5, 6) легко установить по величинам плотностей критических токов и токов насыщения (при известных значениях параметров p , τ , ε , k , определяющих эти токи) на диаграмме динамических состояний. Переход в нелинейный режим на температурных зависимостях ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} (см. рис. 7, 8) связан с температурным депиннингом вихрей под воздействием термических флуктуаций. При $T \geq T_{\text{деп}}$ температурный депиннинг приводит к изотропизации системы вследствие установления FF-режима динамики вихрей. Подчеркнем, что характерный вид графиков температурных зависимостей ρ_{\parallel} и ρ_{\perp} существенным образом определяется величиной j по отношению к совокупности плотностей критических токов и токов насыщения при заданном угле α . На рис. 7 для $\rho_{\parallel}(\tau)$ величина плотности тока $j < j_c^x(\alpha)$, $j_c^y(\alpha)$, $j_s^x(\alpha)$, $j_s^y(\alpha)$ для всех значений угла α и $\rho_{\parallel}(\tau = 0) = 0$, так как при нулевой температуре вихревая система находится в FP-режиме. Изменим значение j , оставив теми же остальные параметры, и рассмотрим случай $j_s^x < j = 1,2 < j_c^y$ (тогда получим набор параметров, использованный на рис. 3 для зависимости $\beta(\tau)$). Это приведет

к качественному изменению зависимости $\rho_{\parallel}(\tau)$, начиная с некоторого угла α . Действительно, при $\alpha > \alpha^*$ и данном значении j конец вектора \mathbf{j} попадает в FG_y -область на диаграмме (см. рис. 1), что, как легко увидеть, приведет к появлению линейных участков на зависимости $\rho_{\parallel}(\tau)$, ширина которых по температуре и величина сопротивления в которых возрастает с ростом угла α . Аналогичным образом можно проанализировать особенности температурных зависимостей ρ_{\perp} на рис. 8, 9. Зависимости на рис. 8 являются немонотонными и имеют два противоположных по знаку функции $\rho_{\perp}(\tau)$ максимума и обращаются в нуль при некоторых значениях τ . Предел $\rho_{\perp}(\tau = 0) = 0$ для всех кривых обусловлен реализацией FP-режима при нулевой температуре и данном значении тока при любых углах α . Предел $\rho_{\perp} \rightarrow 0$ при $\tau \rightarrow \infty$ достигается в общем случае независимо от значений фиксированных параметров и объясняется физически совпадением направлений векторов скорости вихревой системы и силы Лоренца при установлении FF-режима за счет температурного депиннинга вихрей. На рис. 9 приведено несколько различных типов зависимостей $\rho_{\perp}(\tau)$, что обусловлено изменением соответствующего нулевой температуре динамического состояния с изменением угла α . Зависимости 1 и 3 представляют собой колоколообразные кривые с противоположными по знаку значениями максимумов, промежуточный между ними график 2 имеет тип, как у кривых на рис. 8, а графики 4–7 являются монотонно возрастающими зависимостями с линейными участками, ширина которых по температуре увеличивается, а модуль отрицательного по вели-

чине магнитосопротивления ρ_{\perp} в них уменьшается с ростом угла α .

Обратит особое внимание на то, что токовые и температурные зависимости магнитосопротивления ρ_{\parallel} являются монотонными. Из формулы (18) [1] видно, что монотонно возрастающие функции v_x и v_y входят в выражение для продольного магнитосопротивления с одним знаком. Наоборот, в магнитосопротивление ρ_{\perp} функции v_x и v_y входят в виде разности, и, следовательно, в токовых и температурных зависимостях ρ_{\perp} возможно изменение знака при определенных значениях соответствующих фиксированных параметров (см. рис. 6, 8, 9). Физически это связано с изменением знака параллельной вектору плотности тока компоненты скорости вихрей за счет конкуренции G-эффектов по отношению к каждой из систем параллельных ЦП и преобладании одного из FG_x- или FG_y-режимов в определенных интервалах значений плотности тока и температуры.

Отметим также то обстоятельство, что замена $p \rightarrow 1/p$ и $k \rightarrow 1/k$ сводится к переобозначению координат и, соответственно, к появлению симметрии рассмотренных зависимостей для углов, взаимно дополняющих друг друга до 90° . Так, при взаимно обратных значениях p или k и углах, взаимно дополняющих друг друга до 90° , зависимости $\beta(j)$ и $\beta(\tau)$ симметричны относительно линии $\beta = 90^\circ$, графики $\theta_E(\alpha)$ центрально-симметричны относительно точки $(45^\circ, 45^\circ)$, графики $\rho_{\perp}(j)$ и $\rho_{\perp}(\tau)$ симметричны относительно линии $\rho_{\perp} = 0$ и графики $\rho_{\parallel}(j)$ и $\rho_{\parallel}(\tau)$ совпадают. Случаи $p = 1$ и $k = 1$ являются вырожденными и дают указанные виды симметрии для соответствующих углов.

2. Резистивный отклик в схеме вращающегося тока

Исследование динамики вихрей в кристаллах $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ с однонаправленными плоскостями двойников было недавно выполнено по модифицированной схеме эксперимента с вращающимся током в работах [5,6]. В этой схеме реализована возможность пропускания тока в произвольном направлении в ab -плоскости образца с помощью четырех пар контактов, расположенных в плоскости образца. Две пары контактов расположены как в обычной классической четырехконтактной схеме, а две остальных повернуты по отношению к первой паре на 90° (см. [5] схематический рис. 1). Используя два источника тока, соединенные с внешними парами контактов, можно непрерывно изменять направление вектора транспортного тока в образце. Измерив одновременно

напряжения в обоих направлениях, можно непосредственно определить направление и величину вектора средней скорости вихрей в образце в зависимости от направления и величины вектора плотности транспортного тока. Это позволило наиболее простым образом получить угловую зависимость резистивного отклика от направления тока по отношению к плоскостям пиннинга на одном и том же образце. Экспериментальные данные работ [5,6] свидетельствуют об анизотропии динамики вихрей в определенном интервале температур, обусловленном величиной магнитного поля. В работе [5] по схеме вращающегося тока измерены полярные диаграммы полного магнитосопротивления $\rho(\alpha)$, где $\rho = (\rho_x^2 + \rho_y^2)^{1/2}$ — абсолютная величина магнитосопротивления, ρ_x , ρ_y — x - и y -компоненты магнитосопротивления в xy -системе координат; α — угол между направлением тока и осью Oy (параллельной одной из систем ЦП). В случае линейного анизотропного отклика полярная диаграмма сопротивления является эллипсом, что легко объяснимо. При нелинейном резистивном отклике полярная диаграмма сопротивления перестает быть эллипсом и ее простая интерпретация отсутствует.

В этом разделе проведен теоретический анализ полярных диаграмм магнитосопротивления ρ в общем нелинейном случае в рамках стохастической модели бианизотропного пиннинга. Такой тип угловой зависимости $\rho(\alpha)$ информативен и удобен для теоретического анализа. Для образца с конкретными внутренними характеристиками пиннинга (такими, как p , ϵ , k) при заданной температуре и плотности тока функция $\rho(\alpha)$ характеризует резистивный отклик системы во всей области углов α и дает возможность сравнить резистивный отклик для любых направлений тока по отношению к системе взаимно ортогональных плоских ЦП. Кроме того, ввиду симметричности зависимостей $\rho(\alpha)$, их измерение позволяет просто установить пространственную ориентацию системы плоских ЦП по отношению к границам данного образца, если эта информация заранее не известна.

Как и в предыдущих случаях, основные особенности зависимостей $\rho(\alpha)$ в рассматриваемой стохастической модели бианизотропного пиннинга можно понять с помощью диаграммы динамических состояний вихревой системы (см. рис. 1). Теперь при анализе зависимостей $\rho(\alpha)$ будем мысленно представлять, что вектор \mathbf{j} непрерывно вращается от значения угла $\alpha = \pi/2$ до $\alpha = 0$. При этом конец вектора \mathbf{j} , принадлежащий какой-либо из областей диаграммы, указывает на соответствующее динамическое состояние. Характерный

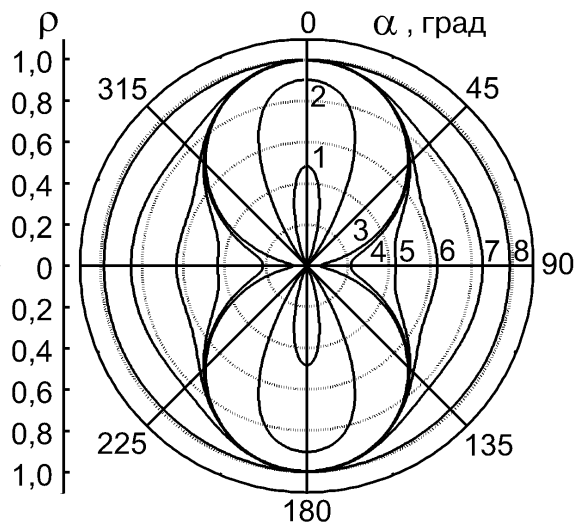


Рис. 10. Серия графиков функции $\rho(\alpha)$ для ряда значений параметра j : 0,66 (1), 1 (2), 1,34 (3), 1,43 (4), 1,48 (5), 1,7 (6), 2 (7), 3 (8) при $p = 1,4$, $\tau = 0,01$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 27^\circ$.

вид зависимостей $\rho(\alpha)$ будет, очевидно, обусловлен той последовательностью динамических режимов, в которой окажется вихревая система при вращении вектора тока. В силу симметрии задачи зависимости $\rho(\alpha)$ могут быть получены во всей области углов α по участкам в первой четверти.

Вспомним, что относительно обеих систем ЦП возможны линейные TAFF- и FF-режимы динамики вихрей и режимы нелинейных переходов между ними. Области нелинейных переходов определяются соответствующими значениями пар плотностей критических токов и токов насыщения. Режим динамики вихрей при заданном угле α и плотности тока j определяется величиной j относительно ряда значений плотностей токов (см. рис. 1):

$$j_c^y(\alpha) < j_s^y(\alpha) < j_c^x(\alpha) < j_s^x(\alpha) \text{ при } \alpha < \alpha^*,$$

$$j_c^x(\alpha) < j_s^x(\alpha) < j_c^y(\alpha) < j_s^y(\alpha) \text{ при } \alpha > \alpha^*.$$

Все разнообразие зависимостей $\rho(\alpha)$ при фиксированных параметрах τ , p , ε , k обусловлено влиянием совокупности значений этих параметров на величины j_c^x , j_s^x , j_c^y , j_s^y , формирующие диаграмму динамических состояний, а также величиной плотности тока j , которая определяет последовательность состояний вихревой системы на диаграмме при вращении тока.

Рассмотрим характерные зависимости $\rho(\alpha)$. На рис. 10 изображены графики функции $\rho(\alpha)$ для серии значений параметра j , а на рис. 11 — для серий значений параметра τ . Наглядно видно их

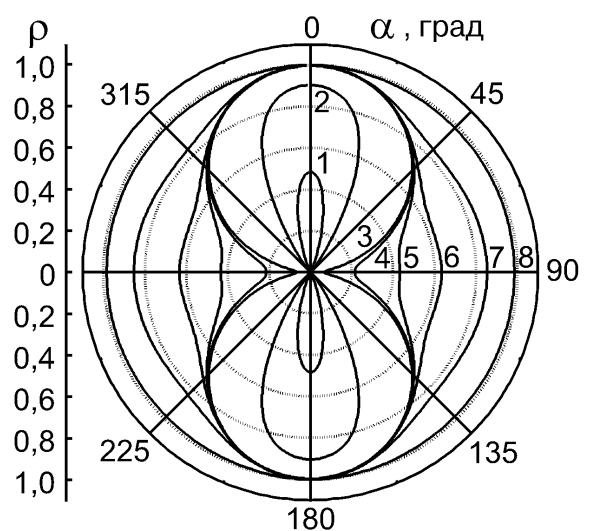


Рис. 11. Серия графиков функции $\rho(\alpha)$ для ряда значений параметра τ : 0,013 (1), 0,02 (2), 0,07 (3), 0,08 (4), 0,09 (5), 0,1 (6), 0,12 (7), 0,2 (8) при $p = 0,7$, $j = 0,6$, $\varepsilon = 0,001$, $k = 1$; $\alpha^* = 64^\circ$.

преобразование при изменении значений параметров j или τ . Проанализируем подробно рис. 10. Здесь рассмотрен случай $j_c^y/j_c^x = \text{ctg } \alpha \approx \approx U_{pa}/U_{pb} = p^2 \approx 2 \neq 1$; $\varepsilon_x = \varepsilon_y = 0,001$ и $\tau = 0,01$, основные критические токи и токи насыщения удовлетворяют неравенствам $j_c^x < j_s^x < j_c^y < j_s^y$. Качественный вид графиков $\rho(\alpha)$ обусловлен расположением компонент вектора плотности тока \mathbf{j} относительно этой последовательности токов. На рис. 10 графики 1, 2 функции $\rho(\alpha)$ имеют форму восьмерки (∞ -форму), вытянутой вдоль оси $0x$. При изменении угла α от $\pi/2$ до 0 функция $\rho(\alpha)$ монотонно убывает от $\rho(\pi/2) = \rho_x(\pi/2) = v_y(j, \tau, \varepsilon_y)$ до $\rho(0) = \rho_y(0) = v_x(j, \tau, \varepsilon_x)$ (на графике 1 $j_c^x < j < j_s^y$, $j < j_c^y$, на графике 2 $j > j_s^x$, $j < j_c^y$). На графике 3 появляется вторая восьмерка, ось которой ориентирована перпендикулярно оси первой (т.е. параллельна оси $0y$), здесь $j > j_s^x$, $j_c^y < j < j_s^y$. На этом графике в небольшой области углов в окрестности α^* между большим и малым лепестком конец вектора \mathbf{j} попадает на диаграмме динамических состояний в FP-область ($j \sin \alpha < j_c^x$, $j \cos \alpha < j_c^y$). График 4 соответствует случаю, когда режим свободного течения потока реализуется как при $\mathbf{j} \parallel 0x$, так и при $\mathbf{j} \parallel 0y$, $j > j_s^x$, $j > j_s^y$ (как и на остальных графиках). Кроме того, здесь вектор плотности тока \mathbf{j} не попадает в FP-область ни при каких значениях α ($j \sin \alpha > j_c^x$, $j \cos \alpha > j_c^y$). На графике 5 видно расширение лепестков восьмерок без качественных изменений зависимости в целом. На графике 6 по краям лепестков вертикальной восьмерки появляются выступы, в которых $\rho(\alpha) \approx 1$. Это

связано с тем, что в области углов, соответствующей этим выступам, динамика вихрей выходит в режим насыщения относительно обеих систем ЦП ($j \sin \alpha > j_s^x$, $j \cos \alpha > j_s^y$), как и в области углов α около значений $\alpha = 0, \pi/2$. Дальнейшее возрастание плотности тока (см. графики 7, 8) приводит к постепенному сглаживанию немонотонности зависимости $\rho(\alpha)$ и в конце концов к полной изотропизации резистивного отклика за счет полного подавления пиннинга на обеих системах ЦП. На диаграмме динамических состояний (рис. 1) приведены участки окружностей, описываемых концом вектора \mathbf{j} (графики 1–7). Они показывают возможные последовательности динамических режимов вихревой системы при вращении вектора плотности тока и качественно соответствуют характерным графикам 1–7 функции $\rho(\alpha)$ на рис. 10, объясняя их особенности.

Аналогичным образом можно проанализировать зависимости $\rho(\alpha)$, в которых неравенство основных критических токов и токов насыщения обусловлено различием концентраций взаимно ортогональных ЦП ($k \neq 1$) при одинаковой глубине их потенциальных ям ($p = 1$), а также общий случай произвольных p, k, ϵ . Поведение зависимостей на рис. 11 отражает температурную динамику вихревой системы. При низких температурах, в области определенности понятий критических токов и токов насыщения, вид зависимостей $\rho(\alpha)$ можно объяснить на основе диаграммы динамических состояний (см. рис. 1). С ростом температуры сначала происходит постепенное растяжение графиков, имеющих ∞ -форму и вытянутых вдоль оси $0y$, за счет уменьшения величин плотностей критических токов и возрастания величин токов насыщения. Затем, при приближении температуры к температуре депиннинга, происходит постепенное размытие и превращение графиков в окружности, что связано с изотропизацией пиннинга при высоких температурах. Качественный вид графиков на рис. 11 существенно зависит от фиксированного значения параметра j , так как оно определяет последовательность динамических режимов на диаграмме состояний при вращении вектора плотности тока (например, взяв значение $j = 1,43$, получим график, аналогичный графику 4 на рис. 10).

Таким образом, в рамках модели бианизотропного пиннинга все характерные особенности зависимостей $\rho(\alpha)$, полученных по схеме вращающегося тока, можно качественно и количественно объяснить на основе диаграммы динамических состояний вихревой системы.

3. Заключение

Экспериментальной реализацией исследованной нами модели являются как естественно возникающие [7], так и искусственно получаемые [8] системы с бианизотропными пиннинговыми структурами. Анизотропия пиннинга в таких структурах в ряде предельных случаев эквивалентна анизотропии некоторых перфорированных [9,10] и «сетчатых» регулярных планарных структур [11,12], а также близка к реальной анизотропии нового поколения длинномерных сильноточковых поликристаллических лент из эпитаксиальных пленок ВТСП с малоугловыми границами зерен, нанесенных на биаксиально упорядоченные текстурированные металлические ленточные подложки по технологии RABITS (rolling assisted biaxially aligned textured substrate) и иным близким технологиям (см. материалы IWCC-10, цитируемые в [13]).

Предлагаемая модель позволяет впервые (насколько нам известно) последовательно описать анизотропный токовый и температурный депиннинг вихрей для произвольного направления по отношению к осям анизотропии и наглядно связать его с направленным движением вихрей вдоль этих осей. В ее рамках удастся теоретически проанализировать некоторые наблюдаемые резистивные отклики, которые используются при изучении анизотропного пиннинга в ряде новых экспериментальных методик [5,6] (зависимость $\theta_E(\alpha)$, описываемая формулой (4); полярная $\rho(\alpha)$ диаграмма). Нелинейность вихревой динамики по току обусловлена нелинейным характером зависимости величин потенциальных барьеров ЦП от действующей на вихри внешней силы; нелинейность же вихревой динамики по температуре связана с нелинейной температурной зависимостью вероятности выхода вихрей из потенциальных ям ЦП. Количественное описание нелинейных резистивных свойств изучаемой бианизотропной сверхпроводящей системы осуществлено в рамках стохастической модели на основе уравнений Фоккера–Планка. Основными нелинейными компонентами задачи являются функции вероятности преодоления вихрями потенциальных барьеров соответствующих систем ЦП $v_{x,y}(j, \tau, \alpha, p, \epsilon, k)$ (аргументами которых являются как «внешние» параметры j, τ, α , так и «внутренние» параметры, описывающие интенсивность и анизотропию пиннинга, p, ϵ, k). Как видно из формулы (18) [1], магнитосопротивления $\rho_{\parallel, \perp}(j, \tau)$ являются линейными комбинациями экспериментально измеряемых в ХУ-геометриях функций v_x, v_y и, следовательно, их легко объяснить на основании свойств последних. В тех случаях, когда бианизотро-

тропный пиннинг сводится к одноосному анизотропному, соответствующие зависимости $\rho_{\parallel, \perp}(j, \tau)$ можно найти в [4].

Диаграмма динамических состояний вихревой системы является удобным и эффективным средством для качественного понимания и количественного анализа изучаемых зависимостей. Во-первых, она наглядно показывает происхождение анизотропии критических токов и токов насыщения и их роль в динамике вихрей во всей области углов α . Влияние «внутренних» параметров p , ε , k и температуры (параметр τ) на наблюдаемые зависимости легко объяснить качественно, если рассмотреть их влияние на величины плотностей токов j_c^x , j_s^x , j_c^y , j_s^y , формирующие диаграмму состояний. С увеличением τ происходит уменьшение базисных плотностей критических токов j_c^x , j_c^y и увеличение базисных плотностей токов насыщения j_s^x , j_s^y , так что FP-область на диаграмме сужается, а NT-области расширяются. С ростом ε происходит увеличение обеих пар базисных плотностей токов j_c^x , j_c^y и j_s^x , j_s^y , так как функции v_x , v_y монотонно убывают с ростом ε ; однако возрастание второй пары плотностей токов происходит значительно быстрее, чем первой, в результате происходит расширение NT-областей и менее значительное расширение FP-области. Параметры p и k описывают анизотропию бианизотропного потенциала пиннинга и определяют анизотропию критических плотностей токов и плотностей токов насыщения. Легко видеть, что рост параметра p или (и) убывание параметра k приводит к уменьшению величин пары плотностей критического тока и тока насыщения j_c^x и j_s^x и возрастанию величин пары плотностей токов j_c^y и j_s^y . При этом NT_x-область смещается вверх, NT_y-область смещается влево, а FP-область соответственно сужается и удлиняется. Во-вторых, диаграмма состояний позволяет легко установить динамическое состояние вихревой системы в зависимости от величины и направления вектора плотности транспортного тока (задаваемых параметром j и углом α). Наконец, она позволяет проанализировать эволюцию вихревой динамики при изменении величины вектора тока или его направления.

Проанализированные в работе основные зависимости — наблюдаемые магнитосопротивления $\rho_{\parallel, \perp}(j, \tau)$, функции $\beta(j, \tau)$ и $\theta_E(\alpha)$, описывающие нелинейный G-эффект, полярные диаграммы полного магнитосопротивления $\rho(\alpha)$ — дают ясное представление о роли анизотропии критических токов в динамике направленного движения вихрей при наличии бианизотропного пиннинга в рамках изучаемой стохастической модели.

Один из авторов (В. Ш.) благодарен проф. Г. Фрайхардту (H. Freyhardt) и доктору К. Иоссу (Ch. Jooss) за финансовую поддержку участия в работе IWCC-10, где было сделано краткое сообщение об этой работе [13].

1. В. А. Шкловский, А. А. Сорока, *ФНТ* **28**, 365 (2002).
2. V. A. Shklovskij, *Fiz. Nizk. Temp.* **23**, 1134 (1997).
3. V. V. Chabanenko, A. A. Prodan, V. A. Shklovskij, A. V. Bondarenko, M. A. Obolenskii, H. Szymczak, and S. Piechota, *Physica* **C314**, 133 (1999).
4. В. А. Шкловский, А. А. Сорока, А. К. Сорока, *ЖЭТФ* **116**, 2103 (1999).
5. H. Pastoriza, S. Candia, and G. Nieva, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 1026 (1999).
6. G. D'Anna, V. Berseth, L. Forro, A. Erb, and E. Walker, *Phys. Rev.* **B61**, 4215 (2000).
7. J. Z. Wu and W. K. Chu, *Phys. Rev.* **B49**, 1381 (1994).
8. G. Koren, E. Polturak, N. Levy, G. Deutscher, and N. D. Zakharov, *Appl. Phys. Lett.* **73**, 3763 (1998).
9. A. Castellanos, R. Wordenweber, G. Ockenfuss, A. V. D. Hart, and K. Keck, *Appl. Phys. Lett.* **71**, 962 (1997).
10. J.-Y. Lin, M. Gurvitch, S. K. Tolpygo, A. Bourdillon, S. Y. Hou, and Julia M. Phillips, *Phys. Rev.* **B54**, 12717 (1996).
11. M. J. Van Bael, K. Temst, V. V. Moshchalkov, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B59**, 14674 (1999).
12. V. V. Moshchalkov, M. Baert, V. V. Metlushko, E. Rosseel, M. J. Van Bael, K. Temst, and Y. Bruynseraede, *Phys. Rev.* **B57**, 3615 (1998).
13. V. A. Shklovskij and A. A. Soroka, in: *Proc. of 10th Int. Workshop on Critical Currents (IWCC-2001)*, June 4–7, 2001, Ch. Jooss (ed.), Goettingen, Germany, p. 58.

Critical current anisotropy and directed motion of vortices in the stochastic model of bianisotropic pinning. II. The observed effects

V. A. Shklovskij and A. A. Soroka

Based on the analysis of the experimentally observed effects a simple and obvious relation is found between j_c -anisotropy and directed motion of vortices along the basal planes of bi-anisotropic potential in the form of a diagram of possible dynamic states of the vortex ensemble on the (j_x, j_y) -plane. The nonlinear resistive responses is for the first time analysed theoretically by the «rotating current» scheme, used in recent studies of pinning anisotropy. The most typical dependences of different resistive responses are presented in diagrams.