

Механизм пиннинга в технологии контроля старения материалов

Pinning mechanism in materials aging control technology

УДК 672

Получено: 29.03.2021

Одобрено: 20.05.2021

Опубликовано: 25.06.2021

Сатлер О.Н.

канд. техн. наук, доцент, заведующий кафедрой информатики, естественнонаучных дисциплин и методик преподавания Белгородского государственного национального исследовательского университета
e-mail: jkz9@yandex.ru

Satler O.N.

candidate of technical Sciences, docent, head of the department of computer Science, natural Sciences and teaching methods of the Belgorod State National Research University
e-mail: jkz9@yandex.ru

Спицын А.О.

студент 2 курса Белгородского государственного национального исследовательского университета
e-mail: alekseypitsin@ mail.ru

Spitsyn A.O.

2nd year student of Belgorod State National Research University
e-mail: alekseypitsin@ mail.ru

Аннотация

Проблема старения материалов, в условиях длительной эксплуатации систем различного типа, – является важной и нерешённой проблемой, решение которой может существенно повлиять на перспективы широкого класса исследований. Основной целью данной работы является: глубокий анализ пиннинга в качестве эффективного механизма контроля над старением материалов в сверхпроводящем состоянии, а также выявление преимуществ для внедрения в общие принципы технологии, развитие основной идеи технологии и поиск новых. В ходе решения поставленных задач использовались методы: теоретического моделирования, анализа, сравнения и обобщения теоретических аспектов, с целью синтеза нового подхода к реализации технологии контроля старения материалов в сверхпроводящем состоянии.

Ключевые слова: контроль старения материалов, сверхпроводимость, пиннинг.

Abstract

The problem of aging of materials under conditions of long-term operation of systems of various types is an important and unsolved problem, the solution of which can significantly affect the prospects for a wide class of research. The main goal of this work is: a deep analysis of pinning as an effective mechanism for controlling the aging of materials in a superconducting state, as well as identifying advantages for introducing into the general principles of technology, developing the main idea of the technology and searching for new ones. In the course of solving the set tasks, the following methods were used: theoretical modeling; analysis, comparison and generalization of

theoretical aspects, with the aim of synthesizing a new approach to the implementation of technology for controlling the aging of materials in a superconducting state.

Keywords: control of aging of materials, superconductivity, pinning.

Исследование различного рода физических процессов, протекающих в структурных элементах различных систем, чаще всего электрических, характеризует степень надежности их функционирования. Она зависит от свойств используемых материалов в этих элементах, корректирующих с общим характером внешних воздействующих факторов.

Перейду к рассмотрению границы сверхпроводящей и нормальной фаз в магнитном поле (параллельной границе), при этом поле на самой границе должно быть равно критическому H_c . «Уходя вглубь от границы раздела - в нормальном металле магнитное поле есть, а в сверхпроводнике его нет. Проникновение магнитного поля в сверхпроводник описывается лондоновской глубиной проникновения λ . Сверхпроводящие свойства материала связаны с формированием куперовских пар, имеющих пространственный масштаб длины когерентности ξ » [1], которая может быть выражена через фермиевский импульс и температуру перехода:

$$\xi = 0,18 \frac{\hbar v_F}{k_B T_C},$$

где, k_B – постоянная Больцмана, T_C – температура перехода, $v_F = \frac{\hbar k_F}{m_0} = \frac{\hbar}{m_0} (3\pi^2 n_e)^{\frac{1}{3}}$ – фермиевская скорость.

Теория Лондонов позволила найти зависимость индукции магнитного поля от глубины проникновения, причём она экспоненциальна: $B(\xi) = B(0) \exp\left(-\frac{\xi}{\lambda}\right)$. Все металлы имеют разное значение глубины проникновения, но в общем рассмотрении она достаточно мала и составляет порядка нескольких сот ангстрем. В глубине нормального металла куперовских пар нет; их концентрация плавно меняется с постоянной длины ξ вблизи границы и равна равновесной в глубине сверхпроводника (рис. 1). Поэтому необходимо учитывать эффект близости, которой состоит в том, что куперовские пары могут проникать в нормальный металл, при хорошем контакте со сверхпроводником, и жить там некоторое время; следовательно, это приводит к тому, что гранично-приповерхностный слой нормального металла становится сверхпроводящим. «Проникновение куперовских пар из сверхпроводящего образца в нормальный металл, приводит к уменьшению их плотности в сверхпроводнике. Существование эффекта близости надёжно подтверждено экспериментом. Он используется для создания джозефсоновских переходов типа "сверхпроводник-нормальный металл-сверхпроводник", когда фазовая когерентность между сверхпроводящими электродами устанавливается через нормальную прослойку, которая может быть достаточно толстой ~ 1 мкм» [1].

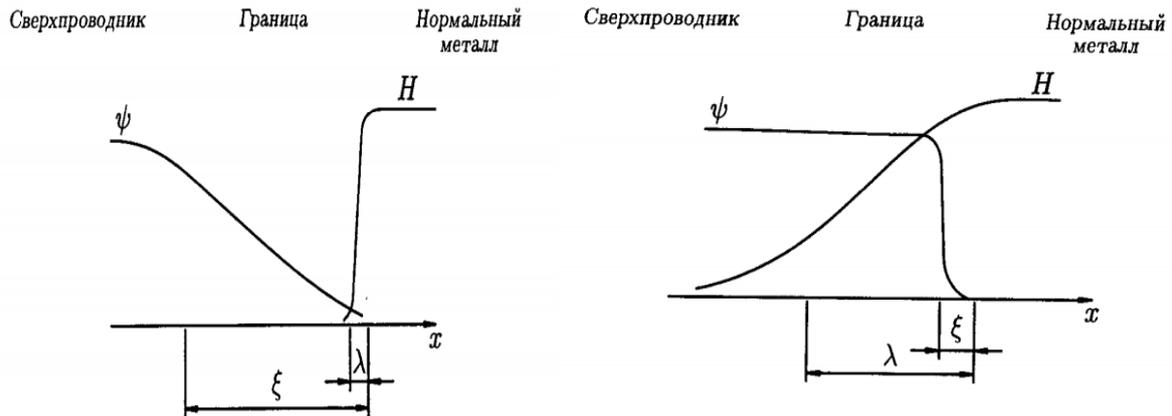


Рис. 1. «Проникновение магнитного поля и изменение концентрации куперовских пар на границе сверхпроводящей и нормальной фаз для разного соотношения между глубиной проникновения и длиной когерентности» [1]

Невыгодность диамагнитного состояния сверхпроводника в критическом поле H_c заключается в проникновении магнитного поля вглубь сверхпроводника, которое, подавляя диамагнитный отклик сверхпроводящего материала, уменьшает его поверхностно-границную энергию на величину:

$$\sigma_\lambda \simeq -\frac{H_c^2}{8\pi} \lambda,$$

где $H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]$, при этом $H_c(0)$ – критическая напряженность магнитного поля при абсолютном нуле. Но в то же время, если воспользоваться тем, что связанный с формированием куперовских пар выигрыш в плотности энергии критического магнитного поля (сверхпроводящего состояния) равен разности свободных энергий нормальной и сверхпроводящей фаз:

$$\frac{H_c^2}{8\pi} = F_n - F_s,$$

то придём к выводу о том, что «снижение количества куперовских пар у границы, способствует увеличению энергии сверхпроводника на величину:

$$\sigma_\xi \simeq -\frac{H_c^2}{8\pi} \xi.$$

Тогда полная поверхностная энергия границы раздела двух фаз зависит от соотношения между глубиной проникновения и длиной когерентности, причём эта энергия может принимать как положительные, так и отрицательные значения. Так, при значении параметра $\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = \frac{1}{\sqrt{2}}$ эти два вклада компенсируют друг друга. Следовательно, если:

$\kappa < \frac{1}{\sqrt{2}}$ – поверхностная энергия положительна (преобладает проигрыш за счёт неоднородности концентрации куперовских пар);

$\kappa > \frac{1}{\sqrt{2}}$ – поверхностная энергия отрицательна (доминирует выигрыш за счёт намагничивания приграничного слоя).

Положительность поверхностной энергии говорит об энергетической невыгодности создания подобной границы, что как раз соответствует сверхпроводнику I рода, при этом глубина проникновения $\lambda < \frac{\xi}{\sqrt{2}}$ [1]. Отрицательность же поверхностной энергии позволяет получить выигрыш за счёт создания границы нормальной и сверхпроводящей фаз, потому что подавление сверхпроводимости в какой-то области образца может оказаться вполне выгодным: так, намеренно проигрывая на этом энергию сверхпроводящего состояния – выигрываем в энергии магнитного поля внутри нормальной области, а также энергии

границы. Такое состояние называют смешанным (рис. 2), и оно соответствует сверхпроводникам II рода. Теория сверхпроводников II рода была описана теорией ГЛАГ, согласно которой в сверхпроводнике, по мере достижения напряженности магнитного поля значения H_{c1} , образуются нормальные области в виде сложной структуры – «вихревой нити». Такая нитевидная структура представляет собой погруженный в сверхпроводник цилиндр с радиусом основания $\sim \xi$ (рис. 2), ось которого совпадает с направлением поля. В центре нитей магнитная индукция достигает максимального значения и постепенно уменьшается до нуля к поверхности, что обуславливается круговыми токами, протекающими вокруг нитей, т.е. свертток циркулирует вокруг несверхпроводящего домена, имеющего форму цилиндра, вытянутого вдоль направления внешнего магнитного поля, при этом образуя вихрь. Число вихревых нитей возрастает при увеличении внешнего магнитного поля, а расстояние между ними уменьшается и как только это расстояние станет соизмеримым с размером куперовской пары, то практически весь объем перейдет в нормальное состояние, при этом магнитное поле полностью проникнет в образец и сравняется с внешним H_{c2} , поэтому эффект сверхпроводимости будет сохраняться до тех пор, пока это расстояние будет достаточно велико. Особенностью, отличающей сверхпроводники II рода, является значительное ограничение тока в поперечном магнитном поле. Это объясняется взаимодействием между цилиндрическими нормальными доменами, которое характеризуется силой Лоренца, направление которой перпендикулярно к магнитному полю и току. Эту силу ещё называют дрейфом вихревых нитей. Такой дрейф сопровождается выделением энергии, вызывающей появление напряжения, которое называют напряжением течения потока.

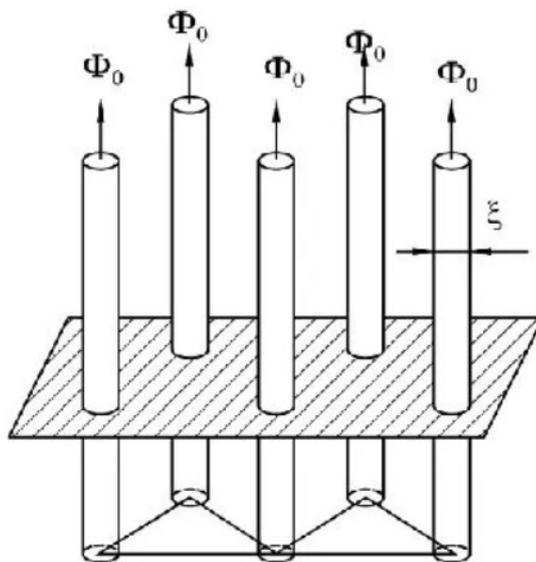


Рис. 2. Абрикосовские вихри в сверхпроводнике II рода в магнитном поле $H_{c1} < H < H_{c2}$

Подчеркну, что у сверхпроводников I рода в состоянии сверхпроводимости удельная теплоемкость изменяется скачком, а также исчезают некоторые термоэлектрические эффекты (Джоуля, Пельтье, Томсона). Сверхпроводники I рода существуют и на постоянном, и на переменном токе (до частот ~ 10 МГц). Но так как у таких сверхпроводников уже при малых критических температурах и напряженности магнитного поля около 1000 А/м наблюдается разрушение сверхпроводящего состояния, то в связи с этим, они практически не пригодны для использования в электротехнике. Более важными для эффективного применения являются сверхпроводники II рода, так как для них значения T_c и B_c (H_c) значительно выше, чем для сверхпроводников I рода.

Также отмечу, что существуют определённые различия, связанные со спецификой строения ионов, так как сверхпроводники II рода, в основном – переходные металлы, имеющие незаполненную внутреннюю d-оболочку. Это обуславливает то, что вся энергия нагрева в металлах с заполненными d-оболочками (сверхпроводники I рода) преобразуется в кинетическую энергию электронов проводимости, в то время как в переходных металлах (сверхпроводники II рода) на это расходуется только небольшая часть, а другая часть идёт на поляризацию неспаренных электронов d-оболочки. Примечательно, что в переходных металлах электрон с тепловой скоростью v_{t^0} , при контакте с электроном d-оболочки, создаёт на нём магнитное поле:

$$H \simeq \frac{e v_{t^0}}{r_c^2 c},$$

где $r_c = \frac{h}{m_e c}$ – комптоновский радиус электрона, следовательно, энергия магнитного взаимодействия будет равна: $\varepsilon_\mu \simeq \frac{e v_{t^0}}{2r_c c}$ и не связана с разрушением сверхпроводящего состояния. Кроме того, стоит учесть влияние изотопного замещения на конденсат и параметры кристаллической решётки, которое не может быть объяснено единым фононным механизмом. Во многих металлах нулевые колебания ионов в решётке ангармоничны. Но так как изотопное замещение в металлах ведёт к изменению параметров решёток, то могу предположить, что в силу электронейтральности металла, на электроны проводимости может оказываться значительное влияние, а если это действительно так, то появляется возможность влиять и на энергию Ферми, и на другие электронные свойства. Прямых исследований влияния изотопного замещения на параметры решёток сверхпроводящих металлов не проводилось, но «измерения, проведённые на Ge, Si, лёгких металлах –Li» [2] объединяют результат в общую формулу, хорошо согласующуюся с экспериментом:

$$\sqrt{M_i T_c} = Const,$$

где M_i – масса изотопа, T_c – критическая температура. Также этим соотношением изотопический эффект приблизительно описывается у целого ряда сверхпроводников I рода: Hg, Zn, In, Pb, Sn [3]. В других сверхпроводниках этот эффект совсем отсутствует или задаётся другой зависимостью, поэтому можно записать его в общем виде, введя параметр α :

$$M_i^\alpha T_c = Const.$$

Замечая, что $T_c \sim \varepsilon_F \sim n_e^{2/3}$, можем записать приращение Δl параметра l , который характеризует ионную решётку при изотопном замещении:

$$\frac{\Delta l}{l} = -\frac{\alpha}{2} \cdot \frac{\Delta M_i}{M_i},$$

где M_i – масса изотопа, ΔM_i – приращение его массы, при изотопном замещении [4].

После рассмотрения поведения сверхпроводников I и II рода, определю характер проникновения магнитного поля в материал сверхпроводника II рода. «Если поле принимает значения в окрестности первого критического, тогда его проникновение вглубь мало: доля "объёма" нормальной фазы маленькая, а значит каждая из областей нормальной фазы находится далеко от других. Если считать $\xi \ll \lambda$, то для определения поля в сверхпроводнике пользуются уравнениями Лондонов. Концентрация куперовских пар восстанавливается на малом расстоянии от центра вихря составляющем порядка ξ , а магнитное поле затухает уже на большем расстоянии - порядка λ » [1]. Уравнение для магнитного поля абрикосовского вихря с граничным условием $H(r \rightarrow \infty) = 0$ описывается формулой:

$$\lambda^2 \text{rot rot } \vec{H} + \vec{H} = \Phi_0 n \delta(\vec{r}) \vec{e},$$

«где \vec{e} — единичный вектор вдоль оси вихря, расположенного в точке $\vec{r} = 0$, а n – число квантов потока.

Уравнение имеет решение через функцию Макдональда $K_0(z)$:

$$H = \frac{n \Phi_0}{2\pi \lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right),$$

где функция Макдональда имеет свойственное асимптотическое поведение:

$$K_0(z) \propto \begin{cases} \ln\left(\frac{1}{z}\right), z \ll 1 \\ \frac{e^{-z}}{\sqrt{z}}, z \gg 1 \end{cases}.$$

Так как внутри области радиуса ξ сверхпроводимость сильно подавлена и уравнения Лондонов заведомо неприменимы – очевидная расходимость в центре вихря устраняется простой обрезкой на расстоянии ξ [1]. Поэтому поле в центре вихря принимает значение:

$$H(0) \simeq \frac{n\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \frac{\lambda}{\xi},$$

где $\frac{\lambda}{\xi} = k$ – известный параметр теории Гинзбурга – Ландау, который, в сверхпроводниках второго рода, должен удовлетворять соотношению $k > \frac{1}{\sqrt{2}}$, что соответствует отрицательной поверхностной энергии.

Теперь определяю: каких оптимальных значений напряжённости магнитного поля можно достигнуть для того, чтобы способствовать равномерному распределению сил, а значит и выравниванию напряжённостей структуры, т.е. контролю старения; также установлю общий характер H_{c_1} и H_{c_2} .

Энергия сверхпроводника, в который проникло магнитное поле:

$$F_S = F_{S_0} + F_H,$$

где $F_H = \frac{1}{8\pi} \int_V \left[\vec{H}^2 + \lambda^2 (\text{rot } \vec{H})^2 \right] dV$ – часть свободной энергии сверхпроводника, связанная с приложением магнитного поля.

Здесь видим, что «в одноквантовом вихре проигрыш в энергии в n^2 раз меньше, чем в n -квантовом. Поэтому более энергетически выгодно создать n одноквантовых вихрей, чтобы принять тот же магнитный поток. Следовательно, магнитное поле проникает в сверхпроводник II рода в виде вихрей, с каждым из которых связан квант потока $\Phi_0 = \frac{hc}{2e}$ » [1], поэтому иногда вихри Абрикосова называют флюксонами. Энергия одиночного вихря задаётся лондоновским выражением для свободной энергии:

$$E_0 = \frac{1}{8\pi} H(0)\Phi_0 \simeq \left(\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda} \right)^2 \ln \lambda\xi.$$

Энергия положительна, а значит произвольное образование вихря энергетически невыгодно. «Образование такого вихря станет выгодным, если цену его образования сможет превзойти выигрыш в отклонении от идеального диамагнетизма:

$$-\frac{1}{4\pi} \int \vec{B}\vec{H}dV,$$

где \vec{B} — вектор магнитной индукции внутри сверхпроводника; \vec{H} — напряжённость внешнего поля, которое выносится из-под интеграла и тогда интеграл по тому же плоскому слою преобразуется в магнитный поток. Получаем, что при вхождении вихря в сверхпроводник выигрыш в магнитной энергии на единицу длины равен: $-\frac{1}{4\pi} H\Phi_0$.

Приравнявая, получаем значение критического поля:

$$H_{c_1} = \frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2} \ln \lambda\xi.$$

Продолжив рассуждения для второго критического поля, при этом предположив, что в этом поле расстояние между соседними вихрями принимает значение порядка размера области с подавленной сверхпроводимостью ξ , на каждый вихрь приходится площадь $\sim \xi^2$, а полный поток через площадь ξ^2 должен равняться Φ_0 [1], тогда получим:

$$H_{c_2} \simeq \frac{\Phi_0}{\xi^2}.$$

Теперь можем наблюдать интересный результат: при $\lambda \gg \xi$, отношение:

$$\frac{H_{c2}}{H_{c1}} \simeq 4\pi \left(\frac{\lambda}{\xi}\right)^2 \frac{1}{\ln\left(\frac{\lambda}{\xi}\right)} \gg 1.$$

В самом деле, первое критическое поле некоторых сверхпроводников второго рода составляет около $1000 \text{ Э} = 7,96 \cdot 10^{-8} \text{ Тл}$, в то время как их второе критическое поле превышает $2,5 \cdot 10^{11} \text{ Э} = 20 \text{ Тл}$! Как видим, интервал очень широкий. Производя необходимые для осуществления технологии расчёты, связанные со значением полей, важно учитывать все полученные результаты. Тонкая регулировка напряжённости магнитного поля, концентрации куперовских пар – способствует наиболее гладкому выравниванию поверхностных деформационных напряжений, обусловленных различными дефектами, и приблизительному доведению материалов к уровню заданной однородности, который заключается в многократном замедлении (практически полной остановке) процессов деструктуризации материалов, компенсации неоднородных участков граничной поверхности, создающих отрицательное воздействие на внутреннюю структуру.

Также стоит учитывать немаловажную роль температуры, ведь глубина проникновения не является константой, а именно: чем более отлична температура от критической, тем на меньшую глубину проникает магнитное поле. Следовательно, магнитное поле все глубже проникает в толщу материала по мере приближения к температуре перехода – это будет происходить до тех пор, пока нормальное состояние не захватит весь объем в самой точке перехода. Поэтому, около критической температуры, идеальными диамагнетиками сверхпроводники уже не являются.

Довольно высокое значение H_{c2} в сверхпроводниках II рода делает эти материалы интересными для рассмотрения в технологии контроля старения материалов, так как принципиальным для этого состояния является бездиссипативность протекания тока мимо вихревой решётки в полях.

Далее очень важно разобраться с тем, что происходит вблизи дефектов, но перед этим проанализирую идеализацию.

Вихревая решётка в идеальном проводнике должна смещаться поперёк тока. Это следует из того, что со стороны поля вихря, при протекании тока вблизи него, на электроны действует сила Лоренца, но и наоборот на вихри тоже действует сила со стороны протекающего тока. Эта сила перпендикулярна и к внешнему полю, и к самому току; следовательно – вихревая решётка смещается.

Однако, в реальности всегда существуют различные дефекты. Например, может оказаться, что «в окрестностях дефекта сверхпроводящее состояние локально не выгодно, в частности, это возможно из-за какого-то локального изменения жёсткости решётки около дефекта. Тогда вихрю будет выгодно "зацепиться" за подобный дефект, а при уходе вихря от этого дефекта возникнет дополнительный проигрыш в энергии, связанный с относительной невыгодностью формирования там сверхпроводящей фазы. Этот эффект также ещё называют пиннингом вихрей» [1]. Его роль очевидно проста: пиннинг препятствует действию силы Лоренца. Но нельзя не отметить, что если сила Лоренца достаточно велика, то вихрь всё же оторвётся от центра пиннинга, а неизбежные затраты энергии на отрыв приведут к диссипации энергии во всём сверхпроводнике. Это проявляется в виде, напоминающем возникновение «трения» вихревой решётки о дефекты кристалла.

В итоге, для получения технически эффективного сверхпроводящего материала с большими критическими полями и токами необходимо, чтобы центров пиннинга вихрей было много, а сам пиннинг был сильным. В таком случае, довольно большое количество вихрей сможет устойчиво закрепиться за дефекты, и тогда будет наблюдаться бездиссипативный ток при максимальных полях! Так как запиннигованные вихри «не выпускают» из сверхпроводящего материала захваченные силовые линии магнитного поля, то это тоже может весьма успешно использоваться в предложенной технологии. Ещё существует полезный принцип замыкания: если закрыть (замкнуть) две обращённые друг к другу поверхности плёнок, в какой-либо сложной плёночной структуре, то это не повлияет

на распределение токов во всех остальных участках структуры, кроме замкнутых поверхностей.

Таким образом, если посмотреть на основную роль сверхпроводников II рода, то становится ясно, что все инженерные и прикладные научные исследования сверхпроводников II рода были сосредоточены на их оптимизацию для реализации важных технологических применений. Как уже говорилось выше – «в смешанной фазе у сверхпроводников II рода, магнитный поток поступает в образец в виде квантованных вихревых линий, а внешние движущие токи генерируют силу Лоренца, которая, в свою очередь, заставляет эти вихри двигаться, создавая омическую диссипацию в системе» [5]. Для предотвращения воздействия внешнего тока и, таким образом, восстановления течения сверхтока без диссипации, требуются эффективные механизмы прижима линий потока к дефектам материала. Поэтому анализирую возможные варианты.

В качестве центров пиннинга магнитных вихрей можно использовать различные типы дефектов, в основном это:

- точечные, обусловленные зачастую случайной (неконтролируемой) природой возникновения при изготовлении;
- протяженные линейные дефекты, которые называются столбчатыми.

Точечные дефекты возникают, например, «в керамических высокотемпературных материалах в виде кислородных вакансий, но также они могут быть введены искусственно, например, посредством электронного облучения» [6]. «Наличие слабых центров пиннинга в точечных дефектах - разрушает дальний кристаллический порядок низкотемпературной решетки силовых линий вихря Абрикосова в неупорядоченной системе, с образованием либо фазы неупорядоченного вихревого стекла» [7; 8], либо «состояния брэгговского стекла, которое характеризуется квазидальнодействующим позиционным порядком» [9]. Получается, что создание специальных барьеров из точечных дефектов для движения вихрей, образует некоторый беспорядок, который приводит к пиннингу. А нарушение дальнего кристаллического порядка вихревой решетки влечёт её аморфизацию и превращение в неупорядоченное вихревое стекло. Таким образом, «термически индуцированное плавление, в виде фазового перехода первого рода, вихревой решетки при повышенных температурах, заменяется непрерывным фазовым переходом, обусловленным беспорядком между фрустрированными низкотемпературными состояниями и флуктуирующим потоком жидкой фазы» [10]. Здесь я опираюсь на теорию твёрдого тела, а именно на «геометрическую фрустрацию - явление, при котором геометрические свойства кристаллической решётки из-за наличия противодействующих межатомных сил делают невозможной одновременную минимизацию энергии взаимодействия в заданном месте» [11]. В свою очередь, это может приводить к сильной вырожденности базового состояния, т.е. такого состояния, при котором всей системе будет соответствовать ненулевая энтропия даже при абсолютном нуле температуры. Другими словами, поскольку такая система не имеет единственного базового состояния, то она попросту не может быть заморожена полностью. Т.е. движение на молекулярном уровне будет продолжаться при абсолютном нуле и даже при отсутствии вливаний энергии извне, что подтверждает необходимость в разработке технологий подобного класса.

Столбчатые дефекты могут естественным образом присутствовать в материале в виде линейных дислокаций и, кроме того, «могут быть искусственно внесены путем их выращивания с использованием, например, наностержней из MgO или путем облучения образца ионами высокой энергии» [12], например, такими как: Pb, Sn, I. В отличие от хаотических точечных дефектов, наличие коррелированных столбчатых дефектов приводит к появлению нового низкотемпературного термодинамического состояния, отличного от фазы вихревого стекла, а именно сильно закрепленного бозе-конденсата в хаотическом потенциале, так называемого бозе-стекла [13]. Столбчатые дефекты экспериментально доказали более высокую эффективность пиннинга, чем некоррелированные хаотически

распределённые точечные дефекты, из-за их естественной протяженности, которая позволяет осуществлять более качественную фиксацию [14].

Однако, при наличии хаотичных точечных дефектов в фазе вихревого стекла – «контуры низкоэнергетических линий потока имеют тенденцию к шероховатости. Это происходит потому, что вихри минимизируют свою свободную энергию в неупорядоченном пиннинге» [15], тогда как в фазе бозе-стекла, при наличии столбчатых дефектов, ориентированных вдоль направления магнитного поля, связанные вихревые линии фактически прямые. Следовательно, эти две фазы, с преобладанием беспорядочных точечных дефектов, демонстрируют очень разные поперечные флуктуации вихревых линий. А значит, можно ожидать, что материалы с точечными дефектами и образцы с линейчатыми дефектами – будут демонстрировать совершенно разные свойства неравновесной релаксации. Некоторые материалы, «в попытке достичь теплового равновесия, подвергаются медленным процессам релаксации, которые влияют на их динамические свойства и делают их эффективно зависимыми от времени» [16]; это процесс физического «старения». «Многие системы в состоянии бозе-стекла подвергаются физическому старению из-за очень медленной кинетики между большим количеством энергетически близких метастабильных состояний, обычно возникающих в фрустрированных средах» [17]. В сверхпроводящем образце $2H-NbSe_2$ обнаружили, что «реакция напряжения на приложенный импульс тока зависит от длительности импульса» [18], а это является явным свидетельством физического старения в неупорядоченном вихревом веществе. Следовательно, в технологии контроля старения материалов должны использоваться преимущественно столбчатые дефекты для пиннинга.

Обобщая полученные результаты, составлю модель контроля всех перечисленных параметров и опишу их на качественном уровне.

Создание и контроль изолированных кластеров нормальной и сверхпроводящей фаз сверхпроводника – являются основными моментами для реализации предложенных механизмов. Образование таких изолированных кластеров, например, нормальной фазы, должно соотноситься с областями, имеющими пониженное значение сверхпроводящего параметра порядка или нестехиометрические включения. Такие кластеры образуются при росте сверхпроводящей пленки, а также при облучении тяжёлыми ионами [19; 20]. «Эти кластеры представляют собой множества включений нормальной фазы, объединённые совместно захваченным магнитным потоком и окруженные сверхпроводящей фазой. При этом магнитное поле может создаваться не только внешними источниками, при намагничивании, но и самим транспортным током. Для того чтобы магнитный поток, захваченный в кластерах нормальной фазы, без пересечения окружающего сверхпроводящего пространства, не смог их покинуть, необходимо, чтобы доля сверхпроводящей фазы превысила некоторый порог протекания» [21]. Именно тогда сформируется сверхпроводящий перколяционный кластер, состоящий из мезоскопических сверхпроводящих островков, соединённых слабыми связями.

Структура подобного рода будет обеспечивать довольно эффективный пиннинг, так как при пропускании транспортного тока, магнитный поток суммируется с полями, создаваемыми незатухающими сверхпроводящими токами, которые будут поддерживать неизменное распределение захваченного магнитного потока. Эти токи циркулируют по контурам, вокруг кластеров нормальной фазы, содержащим слабые связи. Характер движения вихрей можно определить из того, что «по мере увеличения транспортного тока вихри начинают отрываться от скоплений (кластеров), сила прижима которых меньше силы Лоренца, создаваемой током, следовательно, вихри должны будут двигаться вдоль слабых связей, соединяющих кластеры нормальной фазы. Эти связи можно легко создавать на разнообразных структурных дефектах в ВТСП» [21], для которых характерна малая длина когерентности [22; 23]. В зависимости от конфигурации вихревых транспортных каналов по слабым звеньям, каждый кластер нормальной фазы имеет собственный ток депиннинга, вносящий вклад в общее распределение критических токов.

После начала движения вихрей, сверхпроводник переходит в резистивное состояние и на нем возникает электрическое напряжение, которое пропорционально суммарному отклику всех кластеров на передачу транспортного тока. В окрестности резистивного перехода становится заметным падение напряжения, следовательно, воздействие транспортного тока на вихри характеризуется тем, что вначале с кластеров будут срывать вихри, обладающие меньшей силой прижима. «В результате ток обойдет резистивный участок, и сила Лоренца протолкнет вихри через слабую связь, которая стала резистивной. При этом депиннинг имеет перколяционный характер» [24; 25], при котором вихри движутся по случайно образующимся транспортным каналам. Такая диссипация приводит к разрушению сверхпроводимости транспортными токами, вследствие развития термомагнитной неустойчивости. Поэтому «изменение захваченного магнитного потока будет пропорционально числу всех кластеров нормальной фазы, критический ток которых меньше заданного значения I . Следовательно, критический ток кластера равен току, при котором магнитный поток перестает удерживаться кластером нормальной фазы» [21], очевидно, что он пропорционален силе пиннинга.

С увеличением транспортного тока, случайным образом уменьшается число связей в сверхпроводящем кластере, так как локальные токи, протекающие через определенные слабые связи, начинают превышать критическое значение – такие слабые связи становятся резистивными. Выходит, что «переход сверхпроводника в резистивное состояние соответствует срыву перколяции по сверхпроводящему кластеру, когда бесконечный сверхпроводящий кластер распадается на множество конечных кластеров. Это позволяет интерпретировать резистивный переход и сопутствующую ему диссипацию, как индуцированное током критическое явление» [26].

Полезными являются результаты, при рассмотрении феноменологической теории Гинзбурга-Ландау более подробно. Особый интерес представляет вероятность и размеры флуктуаций. Сверхпроводящее состояние можно описать волновой функцией $\Psi = |\Psi| \exp(i\varphi(r))$. Эффект Мейснера и эффекты квантования связываются с требованием однозначности волновой функции. Наблюдаемое соответствие между плотностью вихрей и величиной магнитной индукции $n\Phi_0 = \Phi = BS$ доказывает существование макроскопической фазовой когерентности в состоянии Абрикосова. Следовательно, вихри Абрикосова можно интерпретировать, как сингулярности в смешанном состоянии с фазовой когерентностью. При обходе вокруг вихря фаза волновой функции изменяется на 2π . Без учета флуктуаций макроскопическая фазовая когерентность $\exp(i\varphi(r))$ возникает одновременно с появлением ненулевого параметра порядка $|\Psi|^2$ в T_c или H_{c2} .

Рассчитаю вероятность состояния $P(\Psi)$, пользуясь квантово-механическими представлениями и выражением для энергии состояния F_{GL} в теории Гинзбурга-Ландау:

$$F_{GL} = \int_V f_{GL} dV = \int_V \left(\alpha_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) |\Psi|^2 + 0,5\beta |\Psi|^4 + \frac{\hbar^2}{2m} |\Psi|^2 \right) dV, \alpha_0 > 0; \beta > 0.$$

Следовательно, вероятность состояния:

$$P(\Psi) \propto \exp\left(-\frac{F_{GL}}{k_B T}\right) = \exp\left(-\frac{V f_{GL}}{k_B T}\right).$$

Вероятность увеличивается с уменьшением размера флуктуационной «капли». Но размер не может быть бесконечно малым, так как присутствует градиентный вклад в энергию.

Определию зависимость от температуры для величины флуктуаций и размера флуктуационных «капель».

$$f_{GL} = \alpha_0 \left(\frac{T}{T_c} - 1 \right) (|\Psi|^2 + \xi^2(T) |\Psi|^2) + 0,5\beta |\Psi|^4,$$

где

$$\xi(T) = \frac{\hbar}{\sqrt{\alpha_0 2m}} \left| \frac{T}{T_c} - 1 \right|^{\frac{1}{2}} = \xi(0) \left| \frac{T}{T_c} - 1 \right|^{\frac{1}{2}}.$$

Саму волновую функцию, при таком рассмотрении, удобно рассматривать в виде:

$$\Psi(x, y, z) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \Psi'_k \exp i(qr) = \frac{1}{\sqrt{V}} \sum_k \Psi'_k \exp i(q_x x + q_y y + q_z z),$$

где

$$q = (q_x, q_y, q_z); \quad q_x = \frac{2\pi k_x}{L_x}, \quad q_y = \frac{2\pi k_y}{L_y}, \quad q_z = \frac{2\pi k_z}{L_z}.$$

Возвращаясь к интегралу, воспользуясь линейным приближением $\beta = 0$:

$$\int_V (|\Psi|^2 + \xi^2(T)|\Psi|^2) dx dy dz = \sum_k [1 + \xi^2(T)(q_x^2 + q_y^2 + q_z^2)] |\Psi'_k|^2.$$

Таким образом, для сверхпроводника (в трёхмерном случае):

$$\begin{aligned} \xi^2(T)q_x^2 &= \left(\frac{\xi(T)}{d}\right)^2 < 1, \\ \xi^2(T)q_y^2 &= \left(\frac{\xi(T)}{d}\right)^2 < 1, \\ \xi^2(T)q_z^2 &= \left(\frac{\xi(T)}{d}\right)^2 < 1. \end{aligned}$$

Если диаметр $d > \xi(T)$, то:

$$d \approx \xi(T) = \xi(0) \left| \frac{T}{T_c} - 1 \right|^{\frac{1}{2}}.$$

При этом, вероятность состояния можно определить через параметр α :

$$P(\Psi) \propto \exp\left(-\frac{F_{GL}}{k_B T}\right) \approx \exp\left(-\frac{V\alpha|\Psi|^2}{k_B T}\right).$$

Из данных расчётов следует, что величина флуктуаций и размер флуктуационных «капель» увеличиваются с приближением к T_c вследствие уменьшения $|\alpha| = \alpha_0 \left| \frac{T}{T_c} - 1 \right|$. Ширина критической области, в которой неприменимо линейное приближение, определяется числом Гинзбурга $\left| \frac{T}{T_c} - 1 \right|_{cr} = Gi_{nD}, n = 0, 1, 2, 3$. Но важно учесть, что ширина перехода в состояние Абрикосова достаточно совершенных образцов много меньше числа Гинзбурга и переход наблюдается ниже.

Таким образом, с приближением к T_c флуктуационные «капли» увеличиваются во всех направлениях $\propto \left(\frac{T}{T_c} - 1\right)^{-\frac{1}{2}}$. Пользуясь подобными рассуждениями для зависимости размеров от магнитного поля, получим, что с приближением к H_{c2} флуктуационные «капли» увеличиваются только вдоль магнитного поля $\propto \xi_H = \xi(T) \left(\frac{H}{H_{c2}} - 1\right)^{-\frac{1}{2}}$. Измерения избыточной проводимости подтвердили различие корреляционной длины вдоль и поперек магнитного поля вблизи H_{c2} , при этом размерность флуктуаций уменьшается на два [27].

По результатам проведённого теоретического анализа, можно сформулировать новое определение смешанного состояния и рассматривать переход в состояние Абрикосова, как топологический переход, при котором происходит изменение связности сверхпроводящего состояния. При этом, во флуктуационном состоянии отсутствует макроскопическая фазовая когерентность, которая определяется, как дальний порядок состояния Абрикосова. Также есть и некоторые ограничения на размерность сверхпроводника, так отсутствие перехода в вихревое состояние Абрикосова двумерного сверхпроводника II рода со слабым пиннингом, было выявлено экспериментально: ВАХ в перпендикулярном магнитном поле остаются омическими вплоть до очень низкого магнитного поля [28].

Таким образом, в настоящей статье были изложены основные концепции пиннинга, как одного из основных механизмов технологии контроля старения материалов; предложен прообраз нового механизма технологии контроля старения материалов на основе изотопического эффекта; дано глубокое представление о практической реализации анализируемых процессов, и построена эффективная практико-ориентированная теоретическая модель, описывающая многие аспекты сверхпроводящего состояния материалов, которая открывает вид на различные пути совершенствования технологии.

Литература

1. Шмидт В.В. Введение в физику сверхпроводников. – Москва: МЦНМО, 2000.
2. Коган В.С. Изотопические эффекты в структурных свойствах твердых тел // УФН, 1962. Т. 78, с. 579-617.
3. D.T. Wang, et al. Raman scattering on α -Sn: Dependence on isotopic composition // Phys. Rev. B.1997. V. 56.P. 13167.
4. Васильев Б.В. Сверхпроводимость, сверхтекучесть и нулевые колебания. – Москва: Lennex Corp, 2013.
5. G. Blatter, M. V. Feigel'man, V. B. Geshkenbein, A. I. Larkin, V. M. Vinokur. Vortices in high-temperature superconductors// Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125.
6. W. K. Kwok, et al. The effect of correlated and point defects on the vortex lattice melting transition in single-crystal $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ //Physica B. 1994. V. 197, P. 579-587.
7. W. K. Kwok, et al. Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ // Phys. Rev. Lett. 1992. V 69. P. 3370-3373.
8. D. S. Fisher, M. P. A. Fisher, D. A. Huse. Type II Superconductors in a Magnetic Field: Fluctuations Pinning and Transport // Phys. Rev. B. 1991. 43, 130.
9. T. Giamarchi, P. Le Doussal. Phase diagrams of flux lattices with disorder // Phys. Rev. B. 1997; 55, 6577.
10. D. R. Nelson. Statistical mechanics of flux lines in high- T_c superconductors // J. Stat. Phys. 1989.V. 57. P. 511-530.
11. F. A. Kassan-Oglyand, B. N. Filippov. Exact solutions of onedimensional Potts models in magnetic field // Journal of magnetism and magnetic materials. 2003. V. 258, P. 219-221.
12. W. K. Kwok, et al. Vortex lattice melting in untwinned and twinned single crystals of $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ // Phys. Rev. Lett. 1992.V. 69. P. 3370.
13. J. E. Lye, et al. Bose-Einstein Condensate in a Random Potential // Phys. Rev. Lett. 2005. V.95. P. 070401.
14. L. Civale, et al. Vortex confinement by columnar defects in $YBa_2Cu_3O_7$ crystals: Enhanced pinning at high fields and temperatures // Phys. Rev. Lett. 1991.V. 67. P. 648.
15. H. Assi, et al. Relaxation dynamics of vortex lines in disordered type-II superconductors following magnetic field and temperature quenches // Phys. Rev. E. 2015. V. 92. P. 052124.
16. M. Henkel, M. Pleimling. Non-Equilibrium Phase Transitions / V. 2. Ageing and Dynamical Scaling far from Equilibrium. Springer, Heidelberg. 2010.
17. M. Henkel, et al. Ageing and the Glass Transition. Lecture Notes in Physics 716. Springer, Berlin. 2007.
18. X. Du, et al. Ageing memory and glassiness of a driven vortex system // Nat. Phys. 2007. V. 3. P. 111.
19. Y. Chen, et al. Enhanced flux pinning by $BaZrO_3$ and $(Gd, Y)_2O_3$ nanostructures in metal organic chemical vapor deposited $GdYBCO$ high temperature superconductor tapes // Appl. Phys. Lett. 2009. V. 94. P. 062513.
20. M.D. Sumption, et al. Magnetization creep and decay in $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ thin films with artificial nanostructure pinning // Phys. Rev. B. 2008. V. 77. P. 094506.

21. Кузьмин Ю.И. Состояние вихревого стекла в сверхпроводниках с фрактальными кластерами нормальной фазы // Письма в ЖЭТФ, Т. 36(9). 2010.
22. J.E. Sonier, et al. Expansion of the vortex cores in $YBa_2Cu_3O_{6.95}$ at low magnetic fields // Phys. Rev. B. 1999. V. 59. P. 629–732.
23. G. Blatter, et al. Vortices in high-temperature superconductors // Rev. Mod. Phys. 1994. V. 66. P. 1125–1388.
24. Yamafuji K., Kiss T. A new interpretation of the glass-liquid transition of pinned fluxoids in high- T_c superconductors // Physica C. 1996. V. 258. N 3–4. P. 197–212.
25. Ziese M. Vortex motion in inhomogeneous superconductors linear response // Physica C. 1996. V. 269. P. 35–45.
26. Prester M. Experimental evidence of a fractal dissipative regime in high- T_c superconductors // Phys. Rev. B. 1999. V. 60. P. 3100–3103.
27. P.A. Lee, S.R. Shenoy. Effective Dimensionality Change of Fluctuations in Superconductors in a Magnetic Field // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 28. P. 1025–1028.
28. A. V. Nikulov, D. Yu. Remisov, and V. A. Oboznov. Absence of the Transition into Abrikosov Vortex State of Two-Dimensional Type-II Superconductor with Weak Pinning // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 75. P. 2586.