



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

2714 / 2-81

1/6-81

9-81-105

Н.И.Балалыкин, В.В.Данилов, Н.Б.Рубин,  
А.В.Скрыпник, В.Г.Шабратов

ВЛИЯНИЕ ЗАКРЕПЛЕНИЯ ВИХРЕЙ ПОТОКА  
НА ВС ПАРАМЕТРЫ  
СВЕРХПРОВОДНИКОВ II РОДА

Направлено в "Журнал технической физики"

1981

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проникновение постоянного магнитного поля в сверхпроводник II рода резко увеличивает<sup>/1-5/</sup> величину его ВЧ импеданса  $Z = R + iX$ , где  $R$  - поверхностное сопротивление, а  $X$  пропорционально глубине проникновения ВЧ поля  $\delta$ . Однако, в принципе, возможны условия, при которых импеданс все же не очень велик. Особенно важную роль при этом играет величина характерной<sup>/6/</sup> /"пиннинговой"/ частоты  $f_p$ , пропорциональная силе закрепления вихрей потока  $i$ , следовательно<sup>/1,7/</sup>, критической плотности тока  $J_C$  в сверхпроводнике. В случае достаточно больших значений  $J_C$ , таких, что пиннинговая частота  $f_p \gg J_C$  существенно превышает частоту ВЧ поля  $f$ , потери в сверхпроводнике относительно малы, в частности, могут быть существенно ниже потерь в традиционных /например, медных/ ВЧ устройствах. Такая ситуация представляет интерес при практическом применении, например, при создании резонаторов, работающих во внешнем магнитном поле<sup>/8-10/</sup>. Для лучшего отвода тепла, что увеличивает допустимые уровни ВЧ мощности, а также по экономическим соображениям перспективным представляется сверхпроводник в виде достаточно тонких слоев.

В настоящее время исследования ВЧ параметров сверхпроводников с учетом закрепления вихрей проводятся, главным образом, с целью анализа сил пиннинга, а также с целью проверки некоторых теоретических моделей /см., например, работы<sup>/11-17/</sup>. При этом обычно исследуются образцы со значением пиннинговой частоты, не превышающей величины  $f_p \leq 10^8$  Гц, что в ряде случаев ниже характерных частот / $f \sim 10^9$  Гц/ СВЧ резонаторов.

В данной работе приведена оценка значений ВЧ параметров сверхпроводника в постоянном магнитном поле  $\mu_0 H_e \sim 1$  Т на частотах  $f \sim 10^9$  Гц для случая  $f_p \gg f$  /см. раздел 2/. Такие высокие значения пиннинговой частоты  $f_p$  могут быть реализованы в сверхпроводниках с большими критическими токами  $J_C \sim 10^{10}$  А/м<sup>2</sup>. В частности, оценка величины  $f_p$  для полученных нами<sup>/18,19/</sup> сверхпроводящих пленок Nb-Ti дает значение  $f_p$  порядка нескольких ГГц. Результаты экспериментального исследования таких пленок, а также их сравнение с теоретическими оценками, приведены соответственно в разделах 3 и 4 данной работы.



## 2. ОСНОВНЫЕ СООТНОШЕНИЯ И ОЦЕНКИ

Рассмотрим случай постоянного магнитного поля  $H_e \gg H_{C1}$ , перпендикулярного поверхности плоского сверхпроводящего образца. Под влиянием индуцированных ВЧ полей в приповерхностном слое токов вихревая решетка совершает колебания<sup>1,2/</sup> вблизи положения равновесия. При амплитудах ВЧ поля  $\tilde{H}_a$ , меньших некоторого порогового значения  $H_p$ , эти колебания можно считать малыми и записать для них линеаризованные уравнения<sup>1,2,7/</sup>. Величина пиннинговой частоты  $f_p$  определяется при этом из условия равенства силы вязкого трения и квазиупругой силы, обусловленной закреплением вихрей потока. В модели Джитлмана-Розенблюма<sup>1,3/</sup> величина этой квазиупругой силы выражается через критическую плотность тока в образце  $J_C$ , что ведет к следующему выражению для пиннинговой частоты  $f_p$ :

$$f_p = (\mu_0 H_e / \phi_0)^{1/2} \cdot J_C \rho_N / B_{C2}(0), \quad /1/$$

где  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$  Гн/м;  $\phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$  Вб - квант потока;  $\rho_N$  - удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи критической температуры  $T_C$ ;  $B_{C2}(0)$  - величина второго критического поля в отсутствие парамагнитных эффектов /при  $T = 0$ /. Весьма близкая оценка для  $f_p$  получается<sup>20/</sup> и при использовании результатов модели Лабуша<sup>21/</sup>.

В случае относительно высоких значений  $f_p > f$ :

$$x = (f / f_p)^2 \ll 1, \quad /2/$$

выражения для поверхностного сопротивления  $R_p$  и глубины проникновения ВЧ поля  $\lambda_p$  могут быть представлены в следующем виде\*:

$$R_p = \left( \frac{\pi \mu_0 \phi_0^{3/2}}{2} \right)^{1/2} \cdot \frac{B_{C2}(0)}{\rho_N} \cdot \frac{B^{5/4}}{P_V^{3/2}} f^2, \quad /3/$$

$$\lambda_p = \left( \frac{\phi_0^{1/2}}{2\pi\mu_0} \right)^{1/2} \cdot \frac{B^{3/4}}{P_V^{1/2}}, \quad /4/$$

где  $B = \mu_0 H_e$  - индукция магнитного поля в образце /при  $H_e \gg H_{C1}$ /. Выражение известных /см., например, <sup>1, 7, 14/</sup> параметров  $R_p$ ,  $\lambda_p$  через величину объемной силы пиннинга  $P_V$ :

$$P_V(B, T) = B \cdot J_C(B, T), \quad /5/$$

\* Инерционными свойствами /"массой"/ вихрей потока при  $f \sim 10^9$  Гц обычно<sup>3/</sup> можно пренебречь.

представляется нам удобным для анализа зависимостей  $R_p$  и  $\lambda_p$  от поля  $B$  и температуры  $T$ , так как зависимость  $P_V(B, T)$  хорошо описывается<sup>5/</sup> "законами подобия".

Еще один важный параметр - пороговая амплитуда ВЧ поля  $H_p$  - обычно<sup>14/</sup> оценивается из условия

$$H_p = J_C \cdot \lambda_p \quad \text{или} \quad H_p = (\phi_0^{1/2} / 2\pi\mu_0)^{1/2} \cdot P_V^{1/2} / B^{1/4}. \quad /6/$$

Можно показать, что при амплитудах ВЧ поля  $\tilde{H}_a \approx H_p$  амплитуда колебаний вихрей<sup>20/</sup> равна так называемому "расстоянию взаимодействия"<sup>5,17,22/</sup>  $d$ , определяющему максимальное обратимое смещение вихревой решетки:

$$d = \mu_0 \lambda_p^2 J_C / B = (\phi_0 / 2\pi B)^{1/2}. \quad /7/$$

Нас будут далее интересовать следующие значения частоты ВЧ поля  $f$  и внешнего поля  $H_e$ :

$$f \approx 10^9 \text{ Гц}, \quad \mu_0 H_e \approx 1 \text{ Т}, \quad /8/$$

необходимые при создании коллективного ускорителя кольцевых электронно-ионных сгустков<sup>8-10/</sup>, а также характерные для ряда других приложений. Для выполнения условия /2/ сверхпроводник должен иметь весьма высокие значения критического тока:  $J_C(B=1\text{T}) \sim 10^{10}$  А/м<sup>2</sup>/см. формулу /1//. Характерные параметры таких сверхпроводников можно принять равными по порядку величины следующим значениям:

$$P_V \sim 10^{10} \text{ Н/м}^3; \quad B_{C2}(0) \sim 10 \text{ Т}; \quad \rho_N \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом.м.} \quad /9/$$

Соответствующие оценки величин ВЧ параметров /3/, /4/, /6/ сверхпроводника таковы:

$$R_p \sim 3 \cdot 10^{-4} \text{ Ом}; \quad \lambda_p \sim 10^{-6} \text{ м}; \quad H_p \sim 10^4 \text{ А/м} \sim 10^2 \text{ Э}. \quad /10/$$

Величина пиннинговой частоты  $f_p$  /1/ при этом равна  $10^{10}$  Гц  $\gg f$ .

Из полученных оценок /10/ следует, что толщина сверхпроводника должна быть порядка нескольких микрон. Далее, величина добротности резонаторов  $Q$  с характерными в области  $f \sim 10^9$  Гц значениями  $\sim 10^2$  их "геометрического фактора"  $G = QR = \text{const}$  равна при этом  $Q \sim 10^6$ . Значения пороговых амплитуд  $H_p$  /10/ соответствуют ускоряющим напряжениям порядка нескольких МВ/м. Реальные же значения предельных амплитуд ВЧ поля будут определяться также теплоотводом вследствие довольно большой величины поверхностного сопротивления  $R_p$ .

Для оценки предельных значений ВЧ импеданса используем параметры сверхпроводника  $V_3\text{Ga}$ , имеющего максимальное значение силы пиннинга<sup>23,24/</sup>:

$$P_V / 4,2 \text{ К}; 1 \text{ Т} / \sim 10^{11} \text{ Н/м}^3; \rho_N \sim 5 \cdot 10^{-7} \text{ Ом} \cdot \text{м}; B_{C2}(0) \sim 35 \text{ Т.} \quad /11/$$

Соответствующие величины ВЧ параметров

$$R_p \sim 2 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}; \lambda_p \sim 0,3 \cdot 10^{-6} \text{ м}; H_p \sim 2,4 \cdot 10^4 \text{ А/м} \sim 300 \text{ Э,} \quad /12/$$

видно, определяют их предельно возможные в настоящее время значения в области /8/. Отметим, что величина  $R_p$  /12/ примерно на три порядка ниже величины поверхностного сопротивления  $R_{Cu} \sim 10^{-2} \text{ Ом}$  обычной /"теплой"/ меди / $\rho_{Cu} \sim 2 \cdot 10^{-8} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ / на той же частоте. Достичь значений /12/ ВЧ параметров сверхпроводника довольно трудно, и соответствующие измерения к настоящему времени еще не проводились.

Разработанная нами технология нанесения пленок /19,25/ позволяет двигаться в нужном направлении по уменьшению ВЧ импеданса сверхпроводника в большом поле  $H_e$ . Перейдем к описанию результатов исследования напыленных Nb-Ti-пленок и изготовленных на их основе сверхпроводящих резонаторов /СПР/.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ДЛЯ Nb-Ti-ПЛЕНОК И РЕЗОНАТОРОВ

Исследованные нами цилиндрические резонаторы /рис.1/ состояли из двух половинок, соединяемых механически с использованием индиевой прокладки. Эти половинки вытачивались из меди ( $\rho_{Cu}(300 \text{ К})/\rho_{Cu}(10 \text{ К}) \approx 50$ ), на внутреннюю поверхность которой затем напылялась пленка Nb-Ti толщиной  $\sim 3,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$ . Пленки

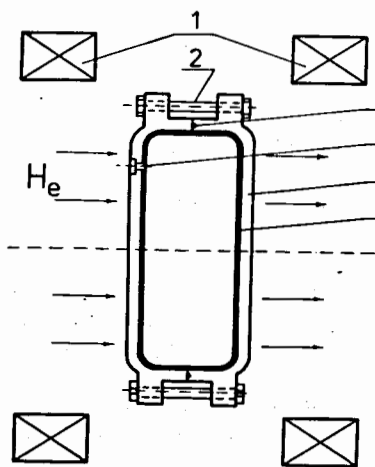


Рис.1. Схематическое изображение охлаждаемой части экспериментальной установки: 1 - сверхпроводящие катушки, создающие в области резонатора близкое к однородному постоянное магнитное поле  $H_e$ ; 2 - болты, осуществляющие механическое сжатие двух половинок резонатора; 3 - выемка для индиевой прокладки, осуществляющей электрический контакт половинок резонатора; 4 - отверстия для ВЧ вводов /петли связи и измерительной петли; показано одно из трех отверстий/; 5 - медный корпус резонатора /диаметр 185 мм, длина 47 мм, собственная частота на волне  $E_{010}$ :  $f = 1,35 \text{ ГГц}$ /; 6 - напыленное Nb-Ti-покрытие резонатора /толщина  $\approx 3 \text{ мкм}$ /.

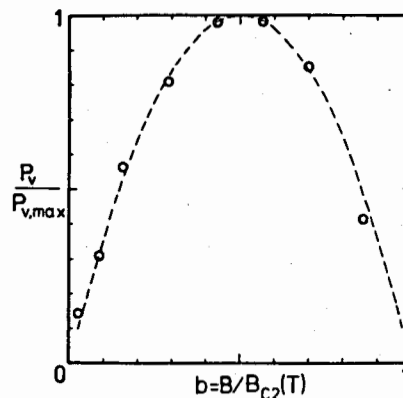


Рис.2. Типичный вид зависимости нормированной на максимальное значение объемной силы пиннинга  $P_V(b)$  от приведенного значения  $b = B/B_{C2}(T)$  индукции поля  $B$  в образце Nb - 40 вес.% Ti. Экспериментальные данные (o) получены при температуре  $T = 6,2 \text{ К}$ . Сплошной линией изображена зависимость  $P_V/P_{V,max} \propto b(1-b)$ .

приготавливались совместным вакуумным напылением /19,25/ Nb и Ti из отдельных электронно-лучевых испарителей в вакууме  $\sim 5 \cdot 10^{-5}$  Па со скоростью  $\sim 0,1 \text{ мкм/мин}$ . Одновременно с нанесением на резонатор пленки напылялись образцы-"свидетели" на малых /-1 см<sup>2</sup>/ подложках из меди и кремния. Температура подложек во время напыления была равна  $\sim 600 \text{ }^\circ\text{C}$ . Весовое содержание Ti в серии образцов было  $20 \pm 60\%$ , причем это содержание вдоль поверхности резонатора /вследствие его вращения при напылении/ было близко к постоянному. Сверхпроводящие "статические" характеристики пленок ( $T_C, B_{C2}, J_C$ ) измерялись как резистивным, так и индуктивным ( $T_C$ ) методом /18,19,26,27/. ВЧ параметры пленок определялись из результатов измерения добротности и собственной частоты резонатора, помещенного в магнитное поле /рис.1/ и возбуждаемого на волне  $E_{010}$  / $G \approx 170 \text{ Ом}$ /.

Измерения на серии предварительно приготовленных образцов показали /18,27/, что максимальные значения критических токов в поле  $\mu_0 H_e \sim 1 \text{ Т}$  имели пленки с составом, близким к Nb - 40 вес.% Ti. Соответствующие значения добротности резонатора также были максимальными. Величина критических токов при  $T \approx 2 \text{ К}$ ,  $\mu_0 H_e \approx 1 \text{ Т}$  /поле перпендикулярно поверхности образцов/ были равны  $J_C \approx 4,5 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2$ , а их зависимость от поля хорошо описывалась /18/ функцией /"законом подобия"/  $P_V(b) \propto b(1-b)$ , где  $b = B/B_{C2}(T)$  /рис.2/.

Типичный результат измерения добротности  $Q$  резонатора представлен на рис.3 для случая резонатора с покрытием Nb - 40 вес.% Ti. Отметим, что в области полей  $H_e \leq 3,5 \cdot 10^3 \text{ Э}$  добротность изменялась скачками; соответствующее изменение собственной частоты было также скачкообразным, аналогично наблюдавшимся в других работах /28,29/. Эти скачки добротности связаны со скачкообразным проникновением внешнего поля  $H_e$  в стенки резонатора, охлажденного при  $H_e = 0$ . При дальнейшем

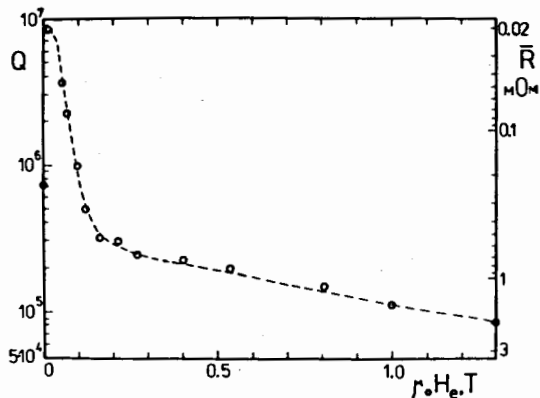


Рис.3. Типичный вид экспериментальной при  $T=2\text{K}$  зависимости (о) добротности резонатора при увеличении приложенного к нему постоянного поля  $H_e$ . В области малых  $< 5 \cdot 10^3 \text{ Э}$  / полей величина  $H_e$  существенно отличается от поля в стенках резонатора из-за экранирующих свойств сверхпроводящего покрытия; (●) – конечное значение добротности при уменьшении поля  $H_e$  от величины  $\mu_0 H_e \approx 1,5 \text{ T}$  до нуля. При таком уменьшении  $H_e$  добротность все время остается ниже соответствующих значений для возрастающего поля из-за захвата потока в стенках резонатора. Пунктирная кривая приведена лишь для наглядности рисунка и не отражает на начальном участке скачкообразного изменения добротности  $Q(H_e)$ .

возрастании поля  $> 5 \cdot 10^3 \text{ Э}$  / происходит более плавное изменение добротности, и можно считать, что поле  $H_e$  практически полностью проникает в стенки резонатора, что позволяет провести сравнение с приведенными выше модельными оценками.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Прежде всего отметим, что исходное значение добротности  $Q_0 \approx 9 \cdot 10^6$  соответствует величине "остаточного" поверхностного сопротивления:

$$\bar{R}_0 = G/Q_0 \approx 2 \cdot 10^{-5} \text{ Ом}, \quad /13/$$

что выше значений, полученных другими авторами <sup>/29,30/</sup> для близкого по составу массивного Nb-Ti. Однако в больших  $=1 \text{ T}$  / внешних полях усредненное значение  $\bar{R} = G/Q$  поверхностного со-

противления Nb-Ti - пленок /см. рис.3/:

$$\bar{R} \approx 1,7 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}, \quad /14/$$

примерно на порядок меньше величины <sup>/29/</sup>, обусловленной вязким трением при движении вихрей. Соответствующие оценки ВЧ параметров  $R_f, \delta_f$  при преобладании вязкого трения получаются <sup>/1,13/</sup> по формулам обычного скин-эффекта в веществе с эффективным удельным сопротивлением <sup>/31/</sup>  $\rho_f = \rho_N (V/V_{C2}(0))$ . Для исследованных пленок эти оценки имеют следующий вид  $V=1 \text{ T}; f=1,4 \text{ Гц}$ :

$$\rho_f \approx 3,4 \cdot 10^{-8} \text{ Ом}\cdot\text{м}; R_f \approx 1,4 \cdot 10^{-2} \text{ Ом}; \delta_f \approx 2,5 \cdot 10^{-6} \text{ м}, \quad /15/$$

где  $\delta_f$  – глубина проникновения ВЧ поля. Отметим, что величина  $R_f /15/$  хорошо согласуется с экспериментальными данными работы <sup>/29/</sup>, пересчитанными на нашу частоту.

Уменьшение, по сравнению с  $R_f /15/$ , величины поверхностного сопротивления  $\bar{R} /14/$  может быть объяснено высокими значениями пиннингговой частоты  $f_p$  исследованных Nb-Ti - пленок. Действительно, используя экспериментальные данные для параметров этих пленок:

$$\rho_N \approx 6,7 \cdot 10^{-7} \text{ Ом}\cdot\text{м}; J_C \approx 4 \cdot 10^9 \text{ А/м}^2; \quad /16/$$

$$V_{C2}(0) = -0,69 \text{ (dB}_{C2}/dT)_{T_C} \approx 20 \text{ T},$$

получим следующую оценку для величины  $f_p /1/$ :

$$f_p \approx 3,4 \cdot 10^9 \text{ Гц}. \quad /17/$$

Значение пиннингговой частоты <sup>/17/</sup> Nb-Ti - пленок существенно превышает величину  $f_p$  / заведомо меньшую  $1 \text{ ГГц}$  / для образцов из массивного Nb-Ti, исследованного в работе <sup>/29/</sup>, что, видимо, и объясняет различие экспериментальных данных для поверхностного сопротивления. Столь высокие значения пиннингговой частоты ( $x = (f/f_p)^2 \approx 0,2$ ) позволяют вычислить ВЧ параметры по формулам <sup>/3/</sup> и <sup>/4/</sup>, что дает следующие значения:

$$R_p \approx 3 \cdot 10^{-3} \text{ Ом}; \quad \lambda_p \approx 1,2 \cdot 10^{-6} \text{ м}. \quad /18/$$

Теоретическое значение поверхностного сопротивления  $R_p /18/$  удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными <sup>/14/</sup>, а оценка глубины проникновения  $\lambda_p /18/$  показывает, что пленка Nb-Ti имела достаточную толщину ( $\approx 3\lambda_p$ ).

Отметим, что экспериментальное определение точного значения пиннингговой частоты  $f_p$  представляет известную трудность <sup>/7,11,12/</sup> даже при проведении измерений зависимости ВЧ параметров от частоты ВЧ поля и сравнении их с теоретическими выражениями /см., например, <sup>/2,14/</sup> /:

$$R(x) = R_p \left[ 2 \frac{(1+x)^{1/2} - 1}{x(1+x)} \right]^{1/2}; \quad \delta(x) = \lambda_p \left[ \frac{(1+x)^{1/2} + 1}{2(1+x)} \right]^{1/2}, \quad /19/$$

$$x = (f/f_p)^2,$$

где  $R_p$ ,  $\lambda_p$  определяются формулами /3/, /4/;  $\delta$  - глубина проникновения. Такое сравнение дает более точную оценку  $f_p$ , чем значение /1/, определенное с помощью модели /1/ из величины "статических" параметров  $J_C$ ,  $V_{C2}(0)$ ,  $\rho_N$ . Измерение частотных зависимостей ВЧ параметров нами не проводилось. Вследствие этого теоретическая оценка проводилась по формулам /3/, /4/, а не по более точной формуле /19/, что, однако, лишь незначительно изменит величины ВЧ параметров /18/. Кроме того, вследствие некоторой неточности определения  $f_p$  мы пренебрегали тем фактом, что поверхностное сопротивление торцевых /перпендикулярных полю  $H_e$  / стенок резонатора несколько выше усредненной оценки  $\bar{R}/14/$ . Это связано с тем, что поверхностное сопротивление обечайки резонатора /где вихри потока параллельны ВЧ токам/ меньше средней величины /14/. Отметим далее, что дополнительные потери в индиевом стыке в нашем случае несущественны. Оценка показывает, что эти потери влияют на величину добротности исследованного резонатора лишь при малых  $\sim 10^{-6}$  Ом/ значениях поверхностного сопротивления.

Отметим, что если оценка  $f_p$  /17/ завышена, то толщина пленки Nb-Ti близка к глубине проникновения  $\delta_f/15/$  для случая малых  $< 1$  ГГц/ пиннингговых частот. При этом ВЧ поле проникает в медь, имеющую при температуре  $T=2$  К поверхностное сопротивление  $R_{Cu}(2K) \approx 1,5 \cdot 10^{-3}$  Ом, близкое к величине  $\bar{R}/14/$ , полученной в опытах. В этом случае, однако, нанесение дополнительной пленки Nb-Ti должно уменьшать значение добротности вследствие больших значений поверхностного сопротивления Nb-Ti /15/ при малых  $f_p$ . Для проверки такого предположения на поверхность резонатора была напылена дополнительная пленка Nb-Ti той же толщины  $\sim 3$  мкм/ и состава. При этом, однако, значение добротности не уменьшилось, а незначительно увеличилось, что является подтверждением правильности оценки величины пиннингговой частоты  $f_p$  /17/.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Следует отметить, что исследование на частотах  $\sim 10^9$  Гц ВЧ параметров образцов Nb-Ti с такими высокими значениями  $f_p > 10^9$  Гц проводится, насколько нам известно, впервые /см. также упоминание в работе /17/ об определении Стэнтоном величины  $\lambda_p \sim 2 \cdot 10^{-6}$  м для Nb<sub>3</sub>Sn в поле  $\sim 5$ Т/. Сильное закрепление вихрей

в исследованных пленках Nb-Ti приводит к уменьшению примерно на порядок величины поверхностного сопротивления по сравнению со случаем слабого пиннинга /29/. Приведенная в работе оценка показывает, что в принципе возможно уменьшение поверхностного сопротивления  $R_p$  сверхпроводника в смешанном состоянии /при  $f \sim 10^9$  Гц,  $B \sim 1$  Т/ примерно на три порядка по сравнению с обычной /"теплой"/ медью. На более низких частотах это уменьшение будет еще больше /так как  $R_p \propto f^2$ ,  $R_{Cu} \propto f^{1/2}/$ , что может быть важным при практическом применении.

Заметим также, что сверхпроводники II рода (Nb<sub>3</sub>Sn, Nb-Ti) находят в последнее время все большее применение при создании обычных /"экранируемых"/ резонаторов /30,32/. Высокие значения пиннингговой частоты этих сверхпроводников  $f_p > 10^9$  Гц/ могут существенно понизить величину "остаточного" поверхностного сопротивления и увеличить допустимый уровень ВЧ мощности в том случае, когда эти величины определяются потоком, захваченным при переходе в сверхпроводящее состояние /см., например, работы /4,33/.

Авторы благодарят Ш.Бенечка и И.Вавра за полезные дискуссии и помощь при проведении некоторых измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

- Gittleman J.I., Rosenblum B. Phys.Rev.Lett., 1966, v.16, p.734.
- Gilchrist J. le G. Proc.Roy.Soc., 1966, v.A295, p.399.
- Gittleman J.I., Rosenblum B. J.Appl.Phys., 1968, v.39, p.2617.
- Rabinowitz M. J.Appl.Phys., 1971, v.42, p.88.
- Кемпбел А., Иветс Дж. Критические токи в сверхпроводниках. "Мир", М., 1975.
- De Gennes P.G., Matricon J. Rev.Mod.Phys., 1964, v.36, p.45.
- Gilchrist J.G., Monceau P. Phil.Mag., 1968, v.18, p.237.
- Анищенко Н.Г. и др. Труды VII Международной конференции по ускорителям на высокие энергии. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1970, т.2, с.638.
- Ageev A.I. et al. Proc. 14th Int.Conf. on Low Temp.Phys., North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1975, v.4, p.282.
- Агеев А.И. и др. ЖТФ, 1977, т.47, с.1213; ОИЯИ, 9-9363, Дубна, 1975.
- Possin G.E., Shepard K.W. Phys.Rev., 1968, v.171, p.458.
- Shapira Y., Neuringer L.J. Phys.Rev., 1967, v.154, p.375.
- Gilchrist J. le G., Monceau P. J.Phys.C: Solid State Phys., 1970, v.3, p.1399.

14. Gilchrist J. le G. J.Phys.D: Appl.Phys., 1972, v.5, p.2252.
15. Petrovich A., Rose R.M. IEEE Trans.Magn., 1975, v.MAG-11, p.431.
16. Красноперов Е.П., Черемных П.А. Материалы XX Всесоюзного совещания по физике низких температур, ч.3. Черноголовка, 1978, с.126.
17. Campbell A.M. Phil.Mag., 1978, v.B37, p.149.
18. Балалыкин Н.И. и др. ОИЯИ, Р9-12759, Дубна, 1979.
19. Балалыкин Н.И. ОИЯИ, 9-80-74, Дубна, 1980.
20. Gilchrist J., Salce B. J.Phys., 1971, v.32, p.1003.
21. Labusch R. Crystal Lattice Defects, 1969, v.1, p.1.
22. Campbell A.M. J.Phys.C: Solid State Phys., 1971, v.4, p.3186.
23. Daniel M.R. Cryogenics, 1976, v.16, p.727.
24. Kwasnitza K. et al. Cryogenics, 1980, v.20, p.101.
25. Балалыкин Н.И., Муратов Ю.В., Рубин Н.Б. ОИЯИ, Р8-6855, Дубна, 1972.
26. Балалыкин Н.И. и др. ОИЯИ, Р8-6863, Дубна, 1972.
27. Балалыкин Н.И. и др. ОИЯИ, 14-80-240, Дубна, 1980.
28. Soumpasis D., Lüders K. J.Appl.Phys., 1970, v.41, p.2475.
29. Philipp A., Lüders K., Kramer K.D. Cryogenics, 1978, v.18, p.641.
30. Giordano S. et al. IEEE Trans.Magn., 1975, v.MAG-11, p.437.
31. Kim Y.B., Hempstead C.F., Strnad A.R. Phys.Rev., 1965, v.139, p.A1163.
32. Lengeler H. Cryogenics, 1978, v.18, p.465.
33. Rabinowitz M. Appl.Phys.Lett., 1971, v.19, p.73.

Рукопись поступила в издательский отдел  
11 февраля 1981 года.