

ИССЛЕДОВАНИЕ НЕКОТОРЫХ СВОЙСТВ СМЕШАННОГО СОСТОЯНИЯ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО НИОБИЯ В ПЕРЕМЕННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ

И. В. Матвеев, Б. И. Шапиро,
М. И. Иглицын, Ю. А. Башкиров

В настоящей работе приводятся первые результаты определения конфигурации магнитного поля, проникающего в сверхпроводящий цилиндр, на базе простых экспериментов. Идея метода была разработана Бином /1/ в применении к определению критической плотности тока из фурье-анализа напряжения, индуцированного в измерительной катушке, содержащей образец, помещенный в магнитное поле.

Полагая, что слабое изменение поля $h_0 \ll H$ (где H - внешнее постоянное поле) не нарушает объемного распределения магнитного потока в образце, и что сверхпроводящие свойства поверхности не отличаются от свойств образца в целом, Бин связал нечетные гармоники индуцированного напряжения с величиной критической плотности тока образца J_c , предложив тем самым превосходный по своей простоте метод определения J_c . Естественно, что результаты этого метода в условиях однородного пиннинга должны коррелировать с данными по величине критической плотности тока, полученными из кривых намагничивания. Однако в ряде случаев /2/ величина J_c по Бину оказывается значительно больше вычисленной из кривых намагничивания. В настоящей работе такое сравнение проводится и обсуждается на примере нескольких различных образцов ниобия.

Наряду с этим для получения информации о конфигурации магнитного поля внутри цилиндрического образца мы использовали температуры, близкие к T_c , когда даже в слабых переменных полях звуковой частоты величина Δx ("глубина проникновения" переменного магнитного поля) сравнима с радиусом образца.

Исследовались четыре образца монокристаллического ниобия, полученного зонной плавкой (см. таблицу 1).

Таблица 1

№ образца	Ориентация	Размеры в мм		Состояние образца в момент исследования
		длина	диаметр	
163	[100]	16,0	4,0	Зеркальная электрополировка, без деформации $\rho_{300^\circ\text{K}}/\rho_{4,2^\circ\text{K}} = 35,2$
0	[112]	16,1	4,05	Зеркальная электрополировка, без деформации
1	[112]	15,4	4,0	Зеркальная электрополировка, деформация на растяжение 16,6%
4	[112]	15,7	4,0	Токарная обработка, без деформации

Кривые намагничивания снимались по точкам с помощью стандартного баллистического метода с необходимыми временными выдержками для достижения квазиравновесного процесса намагничивания.

Кривые индуцированного напряжения снимались следующим образом. Цилиндрический образец помещался вместе с датчиком температуры в измерительную катушку, включенную встречно с компенсирующей катушкой. Обе катушки в свою очередь помещались в пере-

вернутый относительно криостата стаканчик, на который наматывался возбуждающий соленоид, создающий синусоидальное магнитное поле с амплитудой до нескольких сотен эрстед. На двухлучевой осциллограф подавались два сигнала: исходный синусоидальный сигнал и разбаланс переменного напряжения, вызванный изменением магнитного потока в образце. Вся система погружалась в зазор (\varnothing 30 мм) сверхпроводящего соленоида, генерирующего поле до 35 кэ, так, чтобы цилиндрический образец и соленоид были коаксиальны.

На рис. 1 приведен ряд осциллограмм индуцированного напряжения $u(t)$, снятых при частоте 27 гц и амплитуде магнитного поля 244 э в зависимости от температуры образца № 163 (см. табл. 1).

При $T = 8,45^{\circ}\text{K}$ поле начинает проникать в образец, о чем свидетельствует сначала слабое искажение кривой по сравнению с калибровочной синусоидой (пунктир). Это искажение растет с температурой, а при $T = 9,1^{\circ}\text{K}$ $u(t)$ практически не отличается от прямой. Считаем, что первые следы искажения отвечают полю $H_{c1}(T)$ на поверхности, а первое соприкосновение с осью - полю $H_{c2}(T)$ на оси образца.

Итак, при частотах, меньших первой критической частоты $1/3 \omega_0$ форма проникновения поля в сверхпроводник не зависит от времени, а для частот, меньших ω_0 и Ω (частота "крипа" $\Omega = \Omega_0 \exp(-\epsilon/kT)$) не зависит также от частоты внешнего переменного поля.

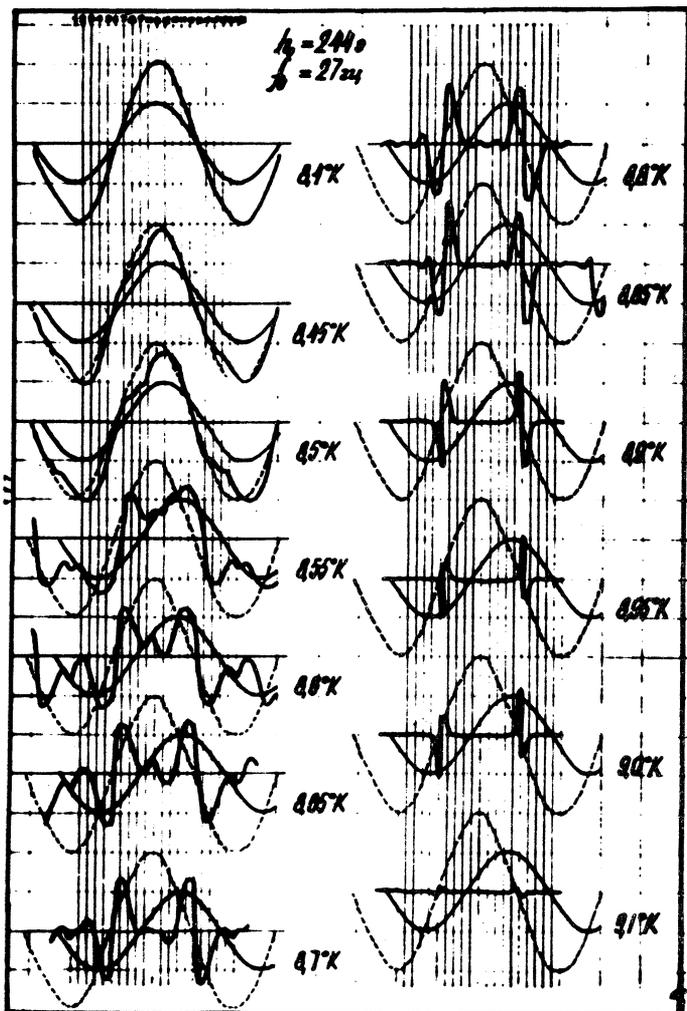
Для простоты вычислений пока ограничимся "параболическим" профилем проникновения поля $4/$,

$$B(r) = -|k/\sqrt{r - r^*} - \bar{B}| + \bar{B}, \quad (1)$$

где

$$k = H_{c2}/\sqrt{B_0}, \quad r^* = R_0(1 - B_e^2/H_{c2}^2), \quad (2)$$

$$\bar{B} = \frac{1}{2}(B_e + B_{ext}), \quad B_{ext} = B_e \sin \omega t, \quad (3)$$



Р и с. 1. Кривые индуцированного напряжения $u(t)$, снятые при росте температуры для образца № 163.

R_0 - радиус цилиндрического образца, r^* - граница проникновения поля в сверхпроводник.

Локальная по времени связь между индуцируемым напряжением $u(t)$ и захваченным магнитным потоком $\Phi(t)$ имеет вид

$$u(t) = a \frac{d}{dt} \Phi(t) \quad (4)$$

где a - константа эксперимента,

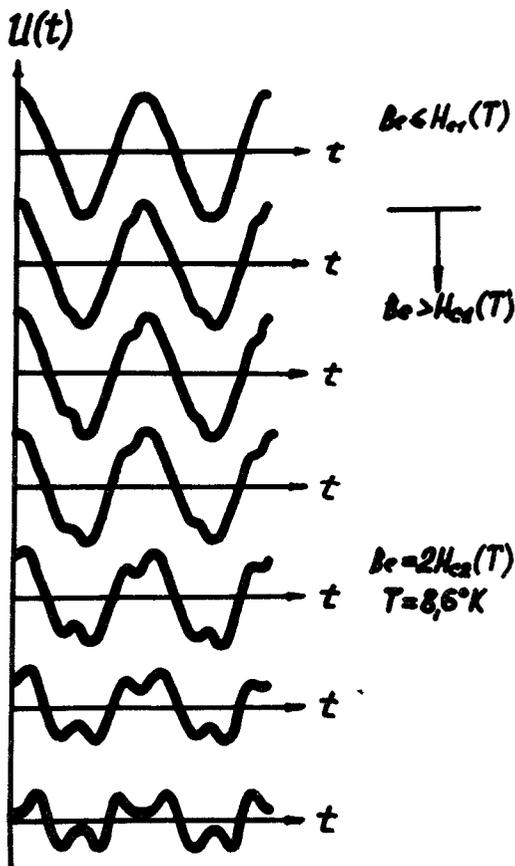
$$\Phi(t) = \int_S \vec{B}(r,t) dS. \quad (5)$$

Подставляя (1) - (3) и (5) в (4) получаем:

$$u(t) = \pi a \cos \omega t \left\{ R_0^2 + (R_0 - r^*)^2 (1 + \sin \omega t)^4 / 4 + r^* (R_0 - r^*) (1 + \sin \omega t)^2 \right\}. \quad (6)$$

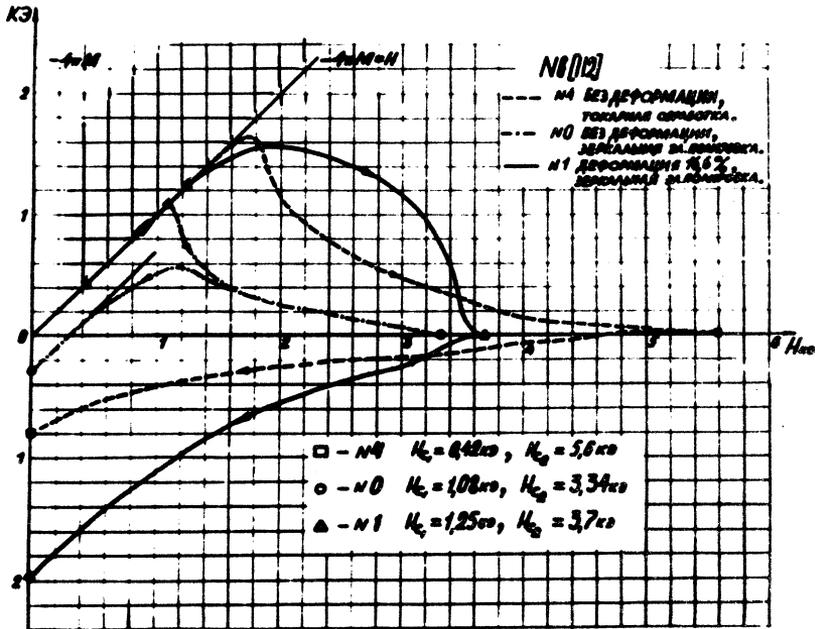
Выражение (6) достаточно хорошо описывает начало перехода, т.е. тот интервал температур, пока поле не доходит до оси образца. На рис. 2 для сравнения с рис. 1 приведен график формулы (6). Далее начинает сильно сказываться непараболичность формы проникновения.

На рис. 3 изображены кривые намагничивания образцов №№ 0,1,4 (см. табл. 1). Здесь два полированных образца имеют однородный пиннинг, а испорченная поверхность образца № 4 вызывает значительно более резкий наклон профиля проникающего в образец потока в приповерхностном слое по сравнению с основной массой материала и, следовательно, большую локальную плотность критического тока. Естественно предположить, что применение гармонического анализа в соответствии с методом Бина даст в последнем случае завышенное значение плотности критического тока J_c относительно того, что можно ожидать из измерения



Р и с. 2. Кривые $u(t)$, рассчитанные в предположении параболического профиля проникновения коаксиального магнитного поля в цилиндрический образец.

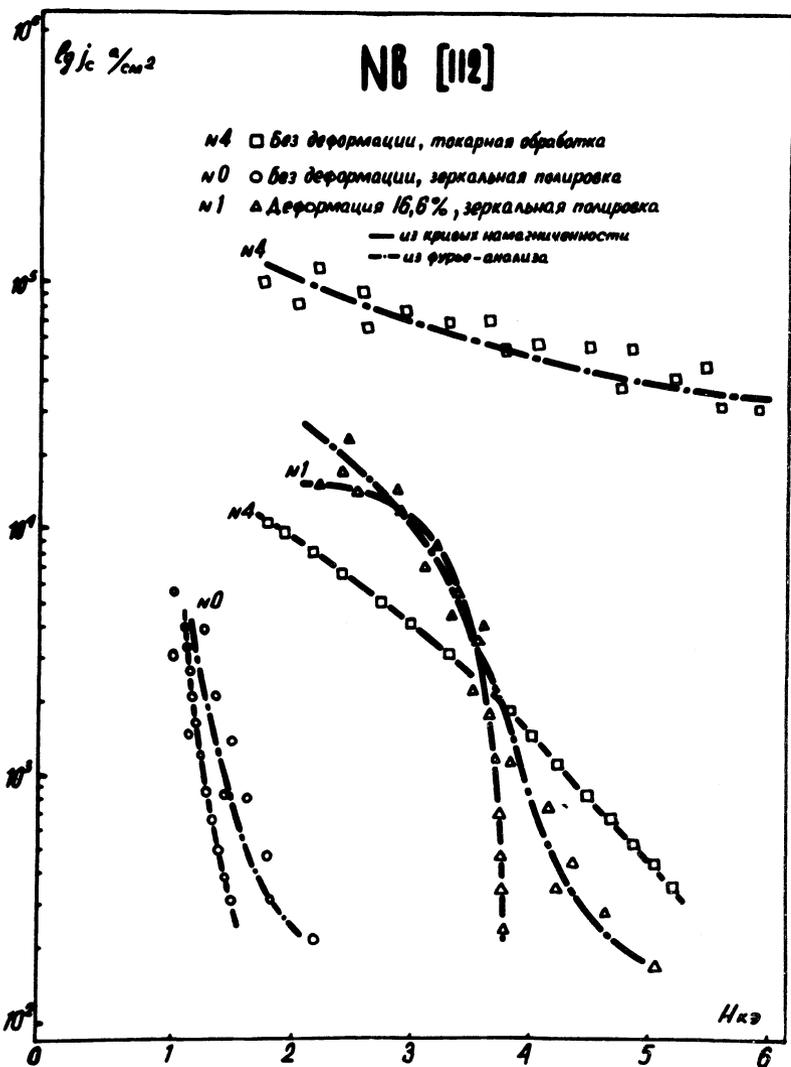
намагниченности. На рис. 4 приведена зависимость $lg j_c$ от магнитного поля для тех трех образцов, для которых снимались кривые $M(H)$. Гармони-



Р и с. 3. Кривые намагничивания $M(H)$, из которых вычислялась плотность критического тока j_c для ниобиевых образцов № 0, № 1, № 4.

ческий анализ применялся во всем диапазоне магнитных полей, превышающих H_{c1} .

Рис. 4 демонстрирует неплохое совпадение кривых $j_c(H)$, снятых для зеркально полированных образцов принципиально разными способами — из кривых намагничивания и из фурье-анализа индуцированного напряжения. Однако аналогичные значения j_c , полученные для образца № 4, отличаются более, чем на порядок, так как проникающее на небольшую глубину



Р и с. 4. Сравнение зависимостей $J_c(H)$, полученных двумя независимыми методами — из кривых намагничивания и с помощью фурье-анализа кривых $u(t)$ для образцов, описанных в таблице 1.

переменное поле "чувствует" лишь нарушенный слой и в этом смысле дает истинную локальную плотность критического тока.

Наши измерения показали идентичность значений J_c , полученных как из кривых намагничивания, так и из фурье-анализа кривых индуцированного напряжения, снятых на полированных гомогенных образцах. Это позволяет заключить, что поверхностный скачок поля ΔH отмеченный в работах /5,6/, отсутствует по крайней мере в наших экспериментах.

Различие между вычисленной (рис. 2) и экспериментальной (рис. 1) формами индуцированного напряжения $u(t)$ связано, по-видимому, с "непараболическостью" истинной формы проникновения. Более точный расчет формы проникновения и, соответственно, кривой $u(t)$ ведется в настоящее время с помощью ЭВМ.

Поступила в редакцию
3 ноября 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. C. Bean, Rev. Mod. Phys., 36, 31 (1964).
2. H. A. Ullmaier. Phys. Stat. Sol., 17, 631 (1966).
3. Л. Горьков, И. Элиашберг. ЖЭТФ, 55, 24 (1968).
4. П. Де-Женн, Сверхпроводимость металлов и сплавов, "Мир", 1968 г.
5. M. Cardona, J. Gittlemann, B. Rosenblum. Phys. Letts. 17, 92 (1965).
6. M. A. R. LeBlanc, D. Griffiths. Phys. Letts., 21, 150 (1966).