

УДК 537.312.8

ТЕРМОМАГНИТНЫЕ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ШИРОКИХ СВЕРХПРОВОДЯЩИХ ПЛЕНКАХ НИТРИДА НИОБИЯ

А. Б. Ваганов, Т. Ю. Пацаева, А. Л. Разманов

Теоретически и экспериментально исследованы максимальные транспортные токи в широких сверхпроводящих пленках нитрида ниобия. Показано, что переход широких пленок в нормальное состояние может происходить в результате развития термомагнитной неустойчивости. Теория удовлетворительно описывает зависимость максимального тока от ширины пленки, скорости ввода тока в пленку, а также немонотонную зависимость тока перехода от температуры.

Связь между тепловыми и электромагнитными свойствами сверхпроводников приводит к возникновению термомагнитной неустойчивости [1]. В работе показано, что данный эффект определяет величину максимального транспортного тока I_m (или тока перехода в нормальное состояние) сверхпроводящих пленок, толщина которых d сравнима с глубиной проникновения магнитного поля λ , а ширина $w \gg \lambda$. Развита в работе теория позволяет описать зависимость I_m от ширины пленки, температуры, скорости ввода тока в пленку \dot{I} , которая наблюдается в наших экспериментах, а также в экспериментах [2, 3].

1. М е т о д и к а и з м е р е н и й

Измерения проведены на вставке в гелиевый сосуд СТГ-40, позволяющей регулировать температуру образца, изменяя глубину погружения вставки в сосуд. Пленки располагались вертикально в латунном стакане с толщиной стенки 1 мм, закрытом с двух сторон медными фланцами. Вплотную с образцом располагался германиевый термометр типа КГТ. Ток в образец подавался от регулируемого источника напряжения и линейно возрастал во времени со скоростью \dot{I} от 10 до 10^6 А/с. Потенциальный сигнал с образца регистрировался на двухкоординатном самописце (чувствительностью 1.5 мкВ/см) или на запоминающем осциллографе (чувствительностью 0.5 мВ/дел.). Внутреннее сопротивление источника питания составляет менее 1 Ом, поэтому возникновение нормальной перемычки поперек пленки приводит к резкому снижению тока, протекающего через образец. Проведенные ранее эксперименты позволяют оценить постоянную времени установки: ~ 1 мкс [4]. На самописце записывались ВАХ пленок, а на осциллографе фиксировались значения напряжения, соответствующие срыву тока при переходе в нормальное состояние.

Токовые и потенциальные контакты наносились на пленку с помощью индия ультразвуковым паяльником. Сопротивление контактов достаточно мало, чтобы ток 10 А не вызывал заметного разогрева пленки.

2. Р е з у л ь т а т ы и з м е р е н и й

Основной цикл измерений проведен на пленках нитрида ниобия на монокристаллическом кремнии, изготовленных в МИСИС методом катодного распыления [5]. Электрофизические свойства и структура пленок

описаны в [6]. Образцы толщиной 4000 \AA и шириной от 1.3 до 8.5 мм вырезались из одной подложки. Длина образцов составляла от 20 до 40 мм. Результаты некоторых измерений на этих образцах опубликованы ранее [3].

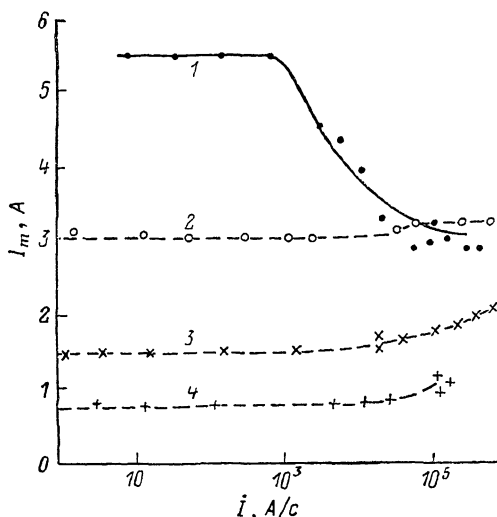


Рис. 1. Зависимость тока I_m от I для пленок с $d=4000 \text{ \AA}$.

w (мм), T (К): 1 — 3, 4.2 (теория); 2 — 8.5, 11; 3 — 8.5, 12.2; 4 — 1.3, 4.2.

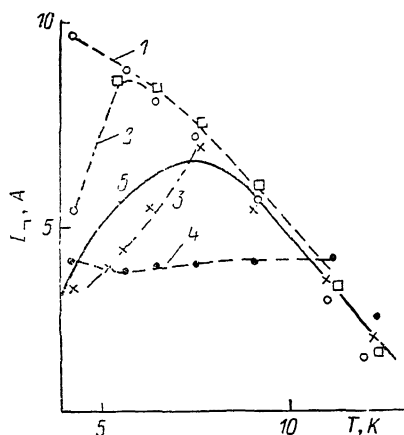
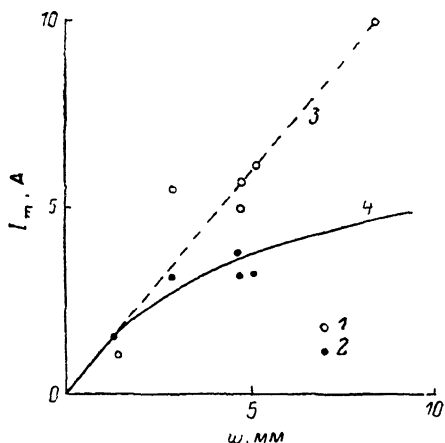


Рис. 2. Зависимость $I_m(T)$ для пленки с $w=8.5$ мм.

I , А/с: 1 — 10 , 2 — 10^4 , 3 — 10^5 , 4 — $6 \cdot 10^5$, 5 — теория.

На рис. 1 показан ряд характерных зависимостей тока перехода пленки в нормальное состояние от I . Для образцов с малым током перехода I_m практически не зависит от I вплоть до $I \sim 10^5$ А/с. Для пленок с достаточно большими I_m наблюдается снижение токонесящей способности в области I от $\sim 10^3$ до 10^5 А/с. При $I > 10^5$ А/с, наблюдается некоторое возрастание I_m .



На рис. 2 показана зависимость $I_m(T)$ для пленки с $w=8.5$ мм при различных значениях I . Как видно, $I_m(T)$ убывает при малых I . При больших I кривая $I_m(T)$ немонотонна: I_m

Рис. 3. Зависимость $I_m(w)$ при $T=4.2$ К. 1 — $I=10$, 2 — $6 \cdot 10^5$ А/с, 3 — $I_m=(1200 \text{ А/м}) w$, 4 — теория.

увеличивается с повышением температуры, достигает максимума и падает до нуля при $T \rightarrow T_c$.

Зависимость $I_m(w)$ показана на рис. 3. При малых I она близка к линейной, а при больших I к корневой ($I_m \sim \sqrt{w}$).

Итак, для данной серии образцов при $I < 10^3$ А/с ток перехода пропорционален ширине пленки, монотонно снижается с повышением температуры и не зависит от I . Можно предположить, что при этом ток I_m равен критическому току I_{cp} , определяемому силой пиннинга. При 4.2 К объемная плотность критического тока $j_{cp} = I_{cp}/wd \approx 3 \cdot 10^9$ А/м², линейная

$J_{cp} = I_{cp}/w = 1200$ А/м. Для пленок этой серии $T_c = 14.2$ К, при $T > T_c$ удельное сопротивление $\rho_n \approx 28$ мкОм·м, а удельная дифференциальная проводимость в резистивном режиме находится в пределах $(3 \div 10) \times 10^8$ Ом⁻¹·м⁻¹.

Вторая серия пленок NbN на монокристаллическом кремнии приготовлена методом высокочастотного напыления в ИРЭ [7]. В третьей серии экспериментов измерены ВАХ пленок NbN на подложках из сапфира и поликора, изготовленных в ИМЕТ методом магнитронного напыления М. И. Бычковой и А. М. Коржовым.

Независимо от способа приготовления все образцы демонстрируют сходные зависимости I_m от I , T , w . Регистрация сигнала $I(t)$ показывает, что при больших I_m нормальный переход происходит за времена ~ 1 мкс, а резистивный режим, если и существует, то за еще меньшее время. Эти два обстоятельства указывают на то, что в пленках развивается неустойчивость. Отметим еще, что перед переходом в ряде случаев регистрируются сильные флуктуации электрического тока.

3. Теория

Рассмотрим сверхпроводящую пленку шириной w вдоль оси y , толщиной $d \ll \lambda$ вдоль оси x (для NbN $\lambda \sim 7000$ Å при 4.2 К [2, 8]). Пусть вдоль оси z протекает нарастающий транспортный ток $I(t)$. По мере роста тока у краев пленки образуются области размером w_H , где линейная плотность тока $J = J_{cp}$ [9]. При $|y| < w_H$ плотность тока $J < J_{cp}$, а перпендикулярное пленке магнитное поле H отсутствует. Индукцию магнитного поля B на краю пленки B_0 можно оценить как $B_0 \ll \mu_0 J_{cp} \ln(w/d)$, и для наших образцов $B_0 \ll 10^{-3} \div 10^{-2}$ Тл. Величина J_{cp} , вообще говоря, является функцией магнитного поля [8], однако характерный масштаб изменения функции $J_{cp}(B)$ обычно составляет $\Delta B \sim 0.1 \div 1$ Тл $\gg B_0$. В этой связи ниже для простоты мы будем предполагать, что линейная плотность критического тока не зависит от магнитного поля и постоянна по ширине пленки. Тогда для w_H имеем [9]

$$w_H = w(1 - i^2)^{1/2}/2. \quad (1)$$

Отметим еще, что учет неоднородности распределения тока J_{cp} по ширине пленки можно выполнить методами, описанными в [1] для массивных образцов. Однако, как и в случае массивных образцов, такое обобщение теории не ведет к каким-либо существенным изменениям физической картины рассматриваемых ниже процессов.

Так как J_{cp} зависит от температуры, то малая флуктуация δT вызовет снижение J_{cp} и магнитный поток проникнет в пленку на большую глубину. При движении потока в пленке наведется дополнительное электрическое поле δE , что вызовет дополнительное тепловыделение, а следовательно, дальнейшее возрастание температуры. При определенных условиях такой процесс приобретает лавинообразный характер [1], и пленка переходит в нормальное состояние уже при токе $I_m < I_{cp}$. Отметим, что возникающая в пленке резистивная компонента тока $j_N(E) \ll j_{cp}$ частично компенсирует падение J_{cp} и приводит к некоторому росту устойчивости сверхпроводящего состояния [1].

В линейном по малым возмущениям приближении уравнения теплопроводности и Максвелла в области, находящейся в смешанном состоянии, имеют вид

$$C\delta\dot{T} = \kappa \frac{\partial^2}{\partial x^2} \delta T + j_{cp} \delta E + \frac{\partial j_{cp}}{\partial T} E \delta T, \quad (2)$$

$$\Delta_{\perp}(\delta E) = \mu_0 \left\{ \sigma(E) \delta E + \frac{\partial j_{cp}}{\partial T} \delta T \right\}, \quad (3)$$

где C — теплоемкость; κ — поперечная теплопроводность пленки; $\sigma(E) = -\partial j / \partial E$ — дифференциальная проводимость, которая в малых полях E может существенно отличаться от $\sigma_j = \rho_n^{-1} B_{c2} / B$ — проводимости в режиме вязкого течения магнитного потока. В уравнении (2) мы пренебрегли потоком тепла вдоль пленки и отбросили малое слагаемое $j_{\perp}(E) \ll j_{cp}$. Поскольку $\delta E = 0$ при $|y| < w_H$, то возмущения в этой области можно не рассматривать — неустойчивость на начальном этапе развивается в части пленки, находящейся в критическом состоянии.

В подложке температура удовлетворяет уравнению

$$C_{\pi} \delta T = \kappa_{\pi} (\partial^2 / \partial x^2) \delta T, \quad (4)$$

C_{π} — теплоемкость, κ_{π} — теплопроводность подложки.

Для линейного анализа устойчивости запишем δT и δE в виде

$$\delta T = \Theta(x, y) (T_0 - T_c) \exp(\nu t / t_x), \quad (5)$$

$$\delta E = \varepsilon(x, y) \frac{4(T_c - T_0)}{J_{cp} w} \exp(\nu t / t_x),$$

$$t_x = \frac{C w^2}{4\kappa}, \quad (6)$$

T_0 — исходная температура, ν — подлежащее определению собственное число.

Подставим (5), (6) в уравнения (2)–(4) и проинтегрируем их по толщине пленки, пренебрегая зависимостью δT , δE и E от x . Воспользовавшись граничным условием на поверхности пленка—хладоагент

$$\kappa (\partial / \partial x) \delta T = -h_0 \delta T|_x$$

(h_0 — коэффициент теплоотвода) и условиями непрерывности температуры и потока тепла на границе пленка—подложка, исключим $\Theta(x, y)$ из уравнений. В результате для безразмерного возмущения ε получим

$$\varepsilon'' + [\beta / (\nu + a\sqrt{\nu} + h) - \tau(E)] \nu \varepsilon = 0, \quad (7)$$

где штрихи означают дифференцирование по безразмерной координате $2y/w$

$$\beta = -\mu_0 \frac{\partial J_{cp}}{\partial T} \frac{J_{cp} w^2}{4d^2 C}, \quad \tau = \mu_0 \frac{\kappa \sigma(E)}{C},$$

$$h = h_0 \frac{w^2}{4d^2}, \quad a^2 = \frac{w^2}{d^2} \frac{\kappa_{\pi} C_{\pi}}{\kappa C}. \quad (8)$$

Граничные условия к уравнению (7) очевидны

$$\varepsilon = 0, \quad y = w_H, \quad \varepsilon' = 0, \quad y = w/2, \quad (9)$$

второе из них означает, что ток $I(t)$ задан внешним источником.

При выводе (7) мы пренебрегли потоком тепла вдоль оси y в подложке, а в направлении оси x считали подложку бесконечной, что эквивалентно условию

$$w^2 \gg C / \kappa_{\pi} t_j, \quad (10)$$

где t_j — характерное время развития неустойчивости.

Первое слагаемое в скобках в уравнении (7) связано с падением J_{cp} с повышением T , а второе — с резистивным током, компенсирующим падение J_{cp} . Очевидно, что устойчивость возрастает с увеличением $\tau(E)$. Легко убедиться, что если $\tau(E) > \beta/h$ во всей пленке, то уравнение (7) с граничными условиями (9) не имеет решений с $\text{Re} \nu > 0$ и тогда $I_m = I_{cp}$.

В области малых электрических полей проводимость сверхпроводника в смешанном состоянии растет с уменьшением E , и здесь можно положить $\sigma(E) \sim A/E^n$, где $n \sim 1$ (в массивных сверхпроводниках $n=1$) [1]. С уве-

личением E сверхпроводник переходит в режим вязкого течения потока, где $\sigma = \sigma_f$. Для качественного описания ситуации запишем (E) в виде

$$\sigma(E) = \sigma_f + j_1 |E|, \quad (11)$$

где $j_1 \ll j_{cp}$. Если основным возмущением является изменяющийся ток, то $E \sim \mu_0 \dot{I}$. При малых \dot{I} величина $\sigma(E)$ настолько велика, что $\tau(E) > \beta/h$, тогда $I_m = I_{cp}$. С увеличением \dot{I} параметр $\tau(E)$ уменьшается, и начиная с некоего \dot{I} ток I_m становится меньше I_{cp} . При $\dot{I} \gg j_1/\mu_0 \sigma_f$ ток I_m достигает минимума. Естественно, что если на пленку действуют другие возмущения (тепловые, электромагнитные или механические), то зависимость $I_m(I)$ может существенно измениться.

Чтобы получить аналитическое решение уравнения (7), заменим $\tau[E(y)] = \tau(y)$ на среднюю величину $\tau(\bar{E}) = \text{const}$, где $\bar{E} \sim \mu_0 \dot{I}$. Очевидно, что такая замена не может привести к каким-то существенным качественным изменениям результатов. Подставляя общее решение уравнения (7) в (9), из условия существования нетривиального решения v с помощью (1) получим уравнение для определения собственного числа v

$$\frac{\gamma \bar{E}}{v + a \sqrt{v^2 + h}} - v\tau = \varphi(i), \quad \varphi(i) = \frac{\pi^2}{4(1 - \sqrt{1 - i^2})^2}. \quad (12)$$

Допустим, что теплопроводность подложки велика и $a|\sqrt{v}| \gg h$, $|v|$. Тогда, пренебрегая тепловым потоком в хладагент, из (12) найдем критерий устойчивости в виде

$$\beta < a \sqrt{2\tau\varphi(i)}$$

и из условия $\beta = a\sqrt{2\tau\varphi(i_m)}$ получим

$$I_m = J_{cp} w, \quad w < w_c = \frac{\pi d}{J_{cp} |\partial J_{cp} / \partial T|} \left[\frac{2z(E) x_{II} C_{II}}{\mu_0} \right]^{1/2}, \\ I_m = J_{cp} w [1 - (1 - w_c/w)^2]^{1/2}, \quad w > w_c. \quad (13)$$

Вблизи порога неустойчивости $\text{Im } v \gg \text{Re } v$, и здесь можно наблюдать сильные флуктуации E и T с характерной длительностью $\Delta t \sim t_x / \text{Im } v (i_m) \sim w_c^2 C / 4\kappa$. Причем $\text{Im } v = 0$ при $\beta \geq 2a\sqrt{\tau\varphi(i_m)}$, а инкремент нарастания неустойчивости $\Gamma \sim \Delta t^{-1} (i_m)$. Тогда условие применимости формул (13) $a|\sqrt{v}| \gg h$, $|v|$ и выражение (10) можно переписать в виде

$$h_0 \ll h_1, \quad x_{II} \gg \frac{h_1 d C}{C_{II}}, \quad w \gg \frac{x_{II}}{h_1}; \quad h_1 = \frac{J_{cp}}{\tau(E) d} \left| \frac{\partial J_{cp}}{\partial T} \right|. \quad (14)$$

Аналогично можно рассмотреть и случай $h \gg a|\sqrt{v}|$, когда тепловой поток в основном идет в хладагент.

Во внешнем магнитном поле размер насыщенных областей зависит от последовательности включения тока и поля. Тогда и ток перехода зависит от предыстории. Рассмотрим область слабых поперечных полей $H \leq \Delta B / \mu_0$, когда зависимость J_{cp} от H можно пренебречь. Пусть при $I=0$ поле возрастает от нуля до H , а затем транспортный ток увеличивается от нуля до I . У краев пленки образуются области насыщения w_{H1} и w_{H2} , размеры которых определяются из уравнений

$$i = [(w - w_{H2})w_{H1}]^{1/2} + [(w - w_{H1})w_{H2}]^{1/2}, \\ H = J_{cp} \ln \frac{\sqrt{w - w_{H2}} - \sqrt{w_{H1}}}{\sqrt{w - w_{H1}} - \sqrt{w_{H2}}} \quad (15)$$

($w_{H1} < w_{H2}$). Очевидно, что пленка переходит в нормальное состояние, когда w_{H2} достигает некоего критического значения. Например, при выполнении условий (14) $I = I_m$, если $w_{H2} = w_c/2$. При $H \ll J_{cp}$ из (15) получим

$$I_m(H) = I_m(0) - \frac{w - w_c}{4} H.$$

При $w \gg w_c$ и малых H производная $\partial I_m / \partial H = -w/4$, т. е. имеет ту же величину, что и для пленок с краевым пиннингом [10].

4. Сравнение теории и эксперимента

Как уже отмечалось выше, в области малых I ток I_m возрастает приблизительно линейно с увеличением w . Полагая, что при этом $I_m = I_{cp}$, можно найти величину $J_{cp} = I_{cp}/w$. Для экспериментальных данных (рис. 3, кривая 3) среднее значение $J_{cp} \approx 1.2 \cdot 10^3$ А/м. Обсудим зависимость $I_m(w)$ при больших I .

Высокое качество подложки дает основание полагать, что тепловой контакт между пленкой и подложкой достаточно хороший и теплопровод в подложку больше, чем в хладагент [11]. Тогда для вычисления $I_m(w)$ воспользуемся формулами (13). Из эксперимента (рис. 3) видно, что $w_c \sim 1$ мм (ту же оценку дает и формула (13)). На рис. 3, 4 показана зависимость $I_m(w)$, построенная с помощью формулы (13), при $w_c = 1$ мм.

Зависимость $I_m(I)$ уже обсуждалась нами выше. Для дальнейших оценок примем в (11) $E = \mu_0 I$. Тогда с помощью (13) найдем

$$\frac{I_m}{I_{cp}} = \left\{ 1 - \left[1 - \frac{w_c(\sigma_f)}{w} (1 + I_0/I)^{1/2} \right]^2 \right\}^{1/2}, \quad w > w_c(\sigma_f) \sqrt{1 + I_0/I}, \quad (16)$$

где $w_c(\sigma_f)$ — значение w_c при $\sigma = \sigma_f$, $I_0 = j_1 / \mu_0 \sigma_f$. Если положить, для оценок, $\sigma_f \sim 10^9$ Ом⁻¹·м⁻¹, $j_1 \sim 10^7$ А/м² (величина, характерная для массивных сверхпроводников), то $I_0 \sim 10^4$ А/с. Если $I \ll I_0$, то $I_m = I_{cp}$, а если $I \gg I_0$, то I_m достигает минимальной величины; I_m не зависит от I , если $w < w_c(\sigma_f)$. На рис. 1, 1 показана зависимость $I_m(I)$, построенная с помощью формулы (16) для пленки шириной 3 мм при $w_c(\sigma_f) = 0.5$ мм, $I_0 = 2 \cdot 10^4$ А/с, $I_{cp} = 5.5$ А.

Равновесное распределение магнитного потока, соответствующее критической плотности J_{cp} , может установиться в пленке за время, не меньшее времени магнитной диффузии в режиме вязкого течения магнитного потока $t_m \sim \mu_0 \sigma_f w^2$. Для наших образцов $t_m \sim 10^{-4}$ с. Равновесная конфигурация потока возникает лишь, если $I_m/I \geq t_m$. Следовательно, в рамках данной теории, строго говоря, нельзя рассмотреть область $I \geq 10^5$ А/с, где $I_m(I)$ возрастает.

Куполообразная зависимость $I_m(T)$ также находит естественное объяснение в рамках данной теории. Пусть для определенности $J_{cp} = J_{op}(1 - T/T_c)$, C_{II} и $\kappa_{II} \sim T^3$, $\sigma(T) \approx \text{const}$. Тогда с помощью (13) находим

$$w_c = w_{c0} (T/T_c)^3 / (1 - T/T_c). \quad (17)$$

На рис. 2, 5 показана зависимость $I_m(T)$, построенная с помощью формул (13) и (17) при $w = 8.5$ мм, $T_c = 15$ К, $w_c(4.2$ К) = 0.5 мм. Качественный вид кривой $I_m(T)$ сохраняется и при других характерных зависимостях параметров от температуры.

Итак, вся совокупность экспериментальных данных по токонесущей способности широких сверхпроводящих пленок нитрида ниобия находит объяснение в рамках теории, согласно которой переход пленки в нормальное состояние вызывается термомагнитной неустойчивостью.

Авторы признательны Е. А. Антоновой, В. А. Сухову, М. И. Бычковой, А. М. Коржовой, М. Е. Гершензону за изготовление образцов, Р. Г. Минцу, Ю. И. Чалисову за плодотворное обсуждение работы, М. А. Гаракиной за помощь в проведении измерений.

- [1] Минц Р. Г., Рахманов А. Л. Неустойчивости в сверхпроводниках. М., 1984. 262 с.
- [2] Гершензон М. Е., Губанков В. Н. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т. 32. № 3. С. 246—250.
- [3] Антонова Е. А. и др. // Тез. 23-го Всес. совещ. по физике низких температур. Таллин, 1984. Ч. 1. С. 160—161.
- [4] Ваганов А. Б., Чалисов Ю. И. // Проблемы нелинейной электротехники. Киев, 1981. Ч. 3. С. 22—26.
- [5] Антонова Е. А. и др. // Тез. 22-го Всес. совещ. по физике низких температур. Кишинев, 1982. Ч. 3. С. 45—46.
- [6] Антонова Е. А., Сухов В. А. // ФНТ. 1981. Т. 7. № 8. С. 1002—1009.
- [7] Гершензон М. Е., Кошелец В. П. // ЖТФ. 1980. Т. 50. № 3. С. 572—576.
- [8] Ичкигидзе Л. П. и др. // ФНТ. 1983. Т. 9. № 11. С. 1148—1154.
- [9] Ларкин А. И., Овчинников Ю. Н. // ЖЭТФ. 1971. Т. 61. № 3. С. 1221—1230.
- [10] Лихарев К. К., Куприянов М. Ю. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 10. С. 2829—2833.
- [11] Медведев Ю. В., Хирный В. Ф. // ФТТ. 1984. Т. 26. № 4. С. 1163—1167.

Институт высоких температур
АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 апреля 1988 г.
В окончательной редакции
12 сентября 1988 г.