

О разрушении сверхпроводящего состояния многопроводной композиции

© А.Н. Балев, Н.А. Лавров, В.К. Ожогина, В.Р. Романовский

Российский научный центр "Курчатовский институт",
123182 Москва, Россия

(Поступило в Редакцию 2 февраля 1998 г.)

В рамках модели дискретной сверхпроводящей среды, предполагающей тепловое взаимодействие компонент друг с другом посредством термически тонкого промежуточного слоя, исследованы закономерности кинетики тепловой неустойчивости в виде возникшего в начальный момент времени локального участка с нормальной проводимостью. Сформулированы характерные особенности переходных процессов, происходящих в области токов, близких к минимальному току распространения нормальной зоны, которые необходимо учитывать при экспериментальном определении скоростей распространения нормальной зоны в многопроводных композициях.

Необратимый переход сверхпроводника в нормальное состояние обусловлен его тепловой бистабильностью. Выделяющееся в сверхпроводнике джоулево тепло в результате образования в нем локального участка с нормальной проводимостью может сопровождаться распространением характерной тепловой волны [1,2]. Как правило, кинетика нормальной зоны описывается одномерным уравнением теплопроводности. В ряде практических приложений данный подход не только оправдан, но и позволяет записать аналитические выражения, удобные для оценки скорости тепловой волны в единичном проводе [1–4]. Однако в последнее время особое внимание уделяется изучению переходных процессов в сверхпроводящих многопроводных токонесущих элементах (ТНЭ). Происходящие в них процессы имеют ряд особенностей, которые являются прямым следствием дискретного характера изменения их тепловых и электрофизических свойств.

Обычно при исследовании процессов возникновения и распространения нормальной зоны в многопроводном ТНЭ из внимания опускаются явления, ответственные за образование в нем в начальный момент времени резистивной области. В этом случае априори предполагается, что неустойчивость, инициируемая в каком-либо единичном элементе композиции, обязательно приведет к полному разрушению сверхпроводящих свойств всего ТНЭ. В то же время наличие дополнительного поперечного потока тепла, обусловленного контактным теплообменом между всеми элементами ТНЭ, по-видимому, видоизменит данное предположение. Прежде всего это касается диапазона токов, близкого к так называемому минимальному току распространения нормальной зоны, где происходящие процессы в значительной степени зависят от условий рассеивания выделяемого тепла. Поэтому корректная формулировка и решение данной проблемы важны не только для понимания общих физических закономерностей разрушения сверхпроводящих свойств многопроводных сверхпроводящих сред, но и для подготовки и проведения соответствующих экспериментов.

Решение подобного класса задач удобно выполнить на примере исследования кинетики нормальной зоны в теплоизолированном ТНЭ, для которого минимальный ток распространения нормальной зоны равен нулю. При этом наиболее полный анализ условий разрушения сверхпроводимости должен основываться на решении соответствующей системы нестационарных уравнений, адекватно описывающих переходной характер протекающих процессов и их зависимость от локальных свойств всех элементов композиции.

Рассмотрим распространение нормальной зоны внутри неохлаждаемой дискретной сверхпроводящей области, элементами которой являются контактирующие между собой термически тонкие сверхпроводящие композитные провода, разделенные друг с другом конечным термическим сопротивлением. Пусть тепловая неустойчивость инициируется в начальный момент времени мощным внешним источником тепла, в результате действия которого в одном или нескольких элементах композиции возникли локальные участки с нормальной проводимостью. Для упрощения проводимого анализа предположим, что ток в каждом проводе постоянный. Опишем процесс симметричного перераспределения тепла внутри данной композиции системой уравнений вида

$$C \frac{\partial T_k}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \lambda \frac{\partial T_k}{\partial x} + \frac{I^2}{S^2} \rho(T_k) - \begin{cases} \frac{P}{SR}(T_1 - T_2), & k = 1, \\ \frac{P}{SR}(2T_k - T_{k-1} - T_{k+1}), & k = \overline{2, N-1}, \\ \frac{P}{SR}(T_N - T_{N-1}), & k = N \end{cases} \quad (1)$$

с начально-краевыми условиями

$$T_k(x, 0) = \begin{cases} T_1, & 0 < x < x_0, \quad k = k_i, \quad i = 1, 2, \dots, \\ T_0, & x_0 \leq x \leq l, \quad k = k_i, \\ T_0, & 0 \leq x \leq l, \quad k \neq k_i, \end{cases} \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_k}{\partial x}(0, t) = 0, \quad T_k(l, t) = T_0.$$

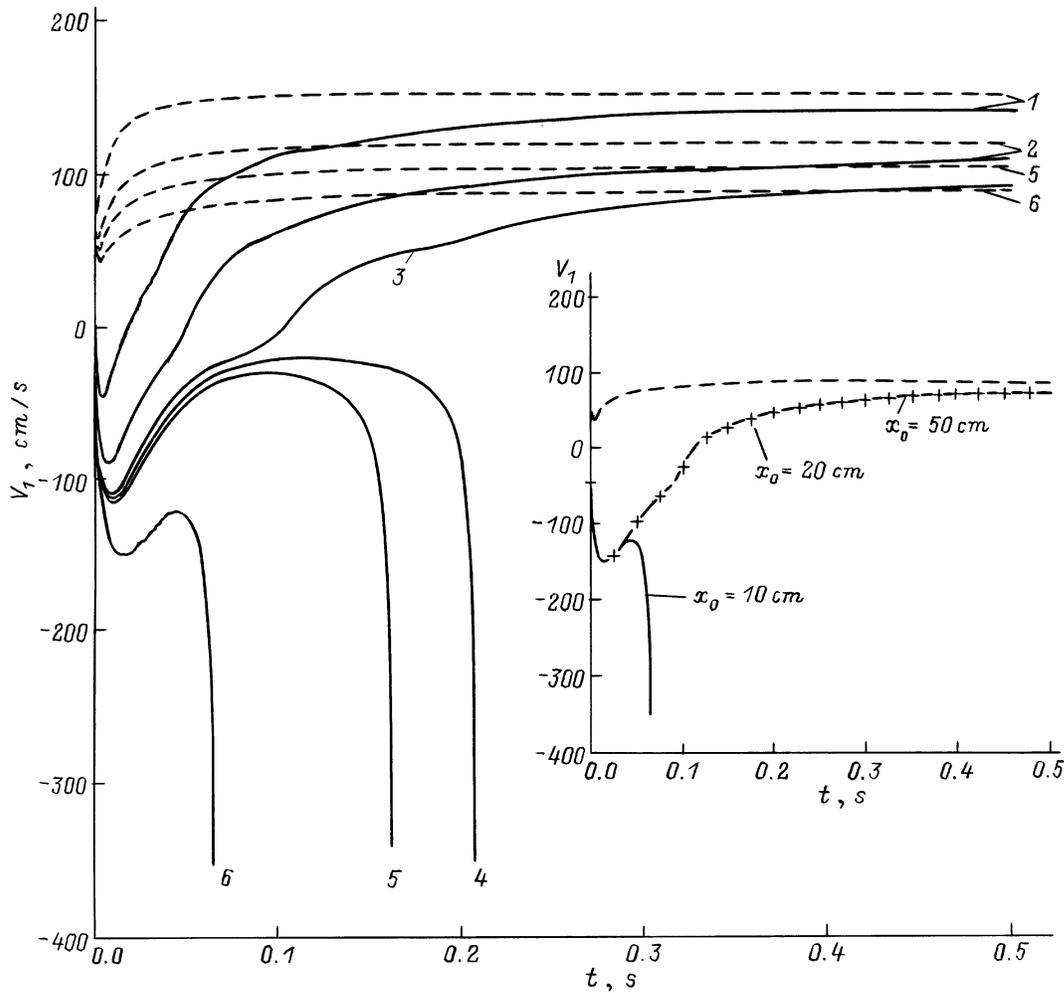


Рис. 1. Изменение во времени продольной скорости нормальной зоны при различных значениях тока: $I = 100$ (1), 80 (2), 72 (3), 71 (4), 70 (5), 60 А (6).

Здесь $k = 1, \dots, N$ — номер провода в композиции; C — объемная теплоемкость k -го элемента; λ — его коэффициент теплопроводности в продольном направлении; S — площадь поперечного сечения; P — периметр соприкосновения между двумя соседними проводами; R — тепловое контактное сопротивление; I — транспортный ток в каждом проводе; T_0 — температура окружающей среды; T_1 — начальная температура теплового возмущения протяженностью x_0 ; $\rho(T_k)$ — эффективное удельное электросопротивление сверхпроводящего композита, учитывающее существование области деления тока между участками, находящимися в k -м проводе в сверхпроводящем и нормальном состояниях [3,4],

$$\rho(T_k) = \rho_0(T_k) \begin{cases} 1, & T_k > T_{CB}, \\ (T_k - T_C)/(T_{CB} - T_C), & T_C \leq T_k \leq T_{CB}, \\ 0, & T_k < T_C = T_{CB} - (T_{CB} - T_0)I/I_C, \end{cases}$$

где ρ_0 — удельное электросопротивление матрицы; I_C , T_{CB} — критические параметры сверхпроводника.

Для определения текущего распределения температуры во всех элементах композиции и соответствующей скорости распространения участков с нормальной проводимостью использовался метод конечных разностей [5]. Граница резистивной области, разделяющей сверхпроводящее и несверхпроводящее состояния внутри единичного композита, определялась из решения уравнения $T_k(x_{n,k}, t) = T_{CB}$. Результаты численных экспериментов, отражающие качественные закономерности перехода сверхпроводящей дискретной композиции в нормальное состояние при наличии в ней тока, близкого минимальному току распространения нормальной зоны, представлены на рис. 1, 2. При проведении вычислений, не ограничивая общности, предполагалось, что диаметр единичного провода равен 0.12 см, $l = 200$ см, $R = 1 \text{ см}^2 \cdot \text{K}/\text{W}$, $P = 0.01$ см, $T_0 = 4.2$ К, $T_{CB} = 9.5$ К и в начальный момент времени нормальная зона возникает в результате локального нагрева, величина которого равна $T_1 = 10$ К. Исходные тепло- и электрофизические параметры, соответствующие ниобий-титановому

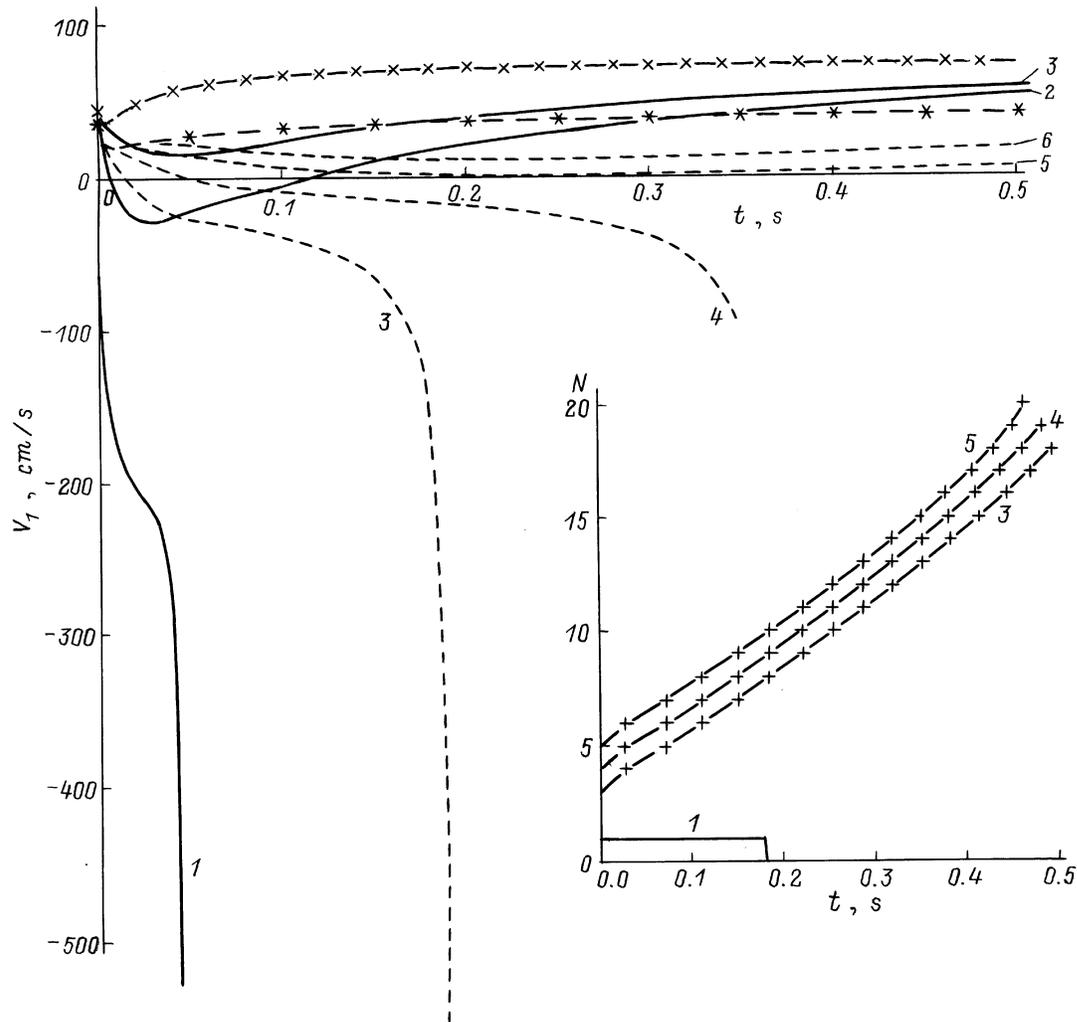


Рис. 2. Кинетика нормальной зоны при $x_0 = 10$ см в одиночном проводе ($I = 50$ (\times), 30 А ($*$)) и в многопроводном ТНЭ в зависимости от количества проводов, в которых в начальный момент времени возникли локальные участки с нормальной проводимостью ($I = 30$ (штриховые кривые), 50 (сплошные), 70 А (вставка к рисунку)): $k_i = 1$ (1); 1, 2 (2); 1, 2, 3 (3); 1, 2, 3, 4 (4); 1, 2, 3, 4, 5 (5); 1, 2, 3, 4, 5, 6 (6).

сверхпроводнику в медной матрице, определялись согласно [6].

Сплошные линии на рис. 1 показывают изменение во времени текущих значений продольной скорости распространения нормальной зоны в первом проводе, где предполагалось начальное возникновение неустойчивости ($k_i = 1$), протяженностью $x_0 = 10$ см. Здесь же для сравнения штриховыми кривыми представлены продольные скорости распространения изотермы T_{CB} в одиночном композите (см. также штриховую кривую на вставке). Формально данные состояния также соответствуют предельному случаю $R \rightarrow \infty$. На вставке к рис. 1 приведены скорости нормальной зоны при $I = 60$ А в зависимости от начальной протяженности возмущения. На рис. 2 представлены результаты расчета продольной скорости нормальной зоны $V_1(t)$ в первом проводе ТНЭ и развитие переходного процесса $N(t)$ в его поперечном

сечении. При этом варьировалось число проводов, в которых в начальный момент времени возникали локальные участки с нормальной проводимостью.

Результаты проведенных вычислений показывают, что кинетика нормальной зоны в многопроводном ТНЭ, по которому протекает ток, незначительно превышающий минимальный ток распространения нормальной зоны, в значительной степени зависит от характера начальных условий возмущения. Так, при $I \leq 70$ А даже мощное протяженное возмущение ($2x_0 = 20$ см), действующее в единичном элементе композиции, не вызывает его перехода в нормальное состояние. В этом случае разрушение сверхпроводимости будет происходить в первую очередь при действии более протяженных источников тепловыделения. Кроме этого, наличие теплообмена между проводами существенно увеличивает время формирования тепловой волны как в продольном, так и в

поперечном направлении распространения нормальной зоны, (в более точной формулировке — увеличивается время асимптотического приближения к соответствующим предельным значениям). В частности, видно, что при $I = 60 \text{ А}$ и $2x_0 = 40 \text{ см}$ квазистационарное состояние отсутствует даже тогда, когда общая протяженность участка с нормальной проводимостью (с учетом симметрии рассматриваемого процесса) практически достигает 1 м . В целом отмеченные тенденции становятся тем заметнее, чем при прочих равных условиях меньше ток. При этом оказываются возможными такие токовые режимы, когда даже одновременный локальный переход нескольких проводов в нормальное состояние не сопровождается необратимым разрушением сверхпроводящих свойств всей композиции.

Очевидно, что с увеличением значения термического сопротивления кинетика переходного процесса в продольном направлении ТНЭ будет приближаться к процессам разрушения сверхпроводимости одиночного провода. Однако в этом случае обсужденные выше особенности будут в большей степени оказывать свое влияние на характер процессов, происходящих в его поперечном сечении. Поэтому при ухудшении тепловой связи между проводами будет увеличиваться время перехода к установившемуся значению скорости нормальной зоны в поперечном сечении многопроводного ТНЭ, а также увеличится диапазон токов, при которых потребуются инициирование неустойчивости в нескольких проводах одновременно для обеспечения необратимого перехода в нормальное состояние всей композиции.

Таким образом, выполненное исследование показывает, что при проведении экспериментов, целью которых является определение скоростей распространения нормальной зоны в многопроводной сверхпроводящей области как в продольном, так и в поперечном сечениях, имеет место ряд особенностей, характерных для развития переходного процесса в области токов, близких к минимальному току распространения нормальной зоны. В этом случае 1) протяженность и мощность нагревателя, моделирующего внешнее тепловое возмущение, должны во много раз превышать аналогичные параметры, необходимые для инициирования тепловой неустойчивости в одиночном проводе; 2) возможны такие токовые режимы, когда для необратимого перехода всей композиции в нормальное состояние необходимо локальное разрушение сверхпроводящих свойств в нескольких проводах; 3) наличие теплообмена между проводами увеличивает время формирования квазистационарного состояния, что в свою очередь может приводить к существенному увеличению размеров ТНЭ, обеспечивающих корректное определение искомых значений скоростей нормальной зоны.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 96-02-16122а).

Список литературы

- [1] *Cherry W.H., Gittleman J.I.* // Sol. St. Electron. 1960. Vol. 1. N 4. P. 287–305.
- [2] *Broom R.F., Rhoderick E.H.* // Brit. J. Appl. Phys. 1960. Vol. 11. N 7. P. 292–296.
- [3] *Альтов В.А., Зенкевич В.Б., Кремлев М.Г., Сычев В.В.* Стабилизация сверхпроводящих магнитных систем. М.: Энергоатомиздат, 1984. 312 с.
- [4] *Уилсон М.* Сверхпроводящие магниты. М.: Мир, 1985. 407 с.
- [5] *Пасконов В.М., Полежаев В.И., Чудов Л.А.* Численное моделирование процессов тепло- и массообмена. М.: Наука, 1984. 286 с.
- [6] *Кожевников И.Г., Новицкий Л.А.* Теплофизические свойства материалов при низких температурах. М.: Машиностроение, 1982. 328 с.