

О ПАРАМЕТРАХ СВЕРХПРОВОДНИКОВОГО НЕЙРИСТОРА

М.Г. Кремлев, С.Я. Беркович
(Москва)

Изучение свойств дискретной системы, составленной из сверхпроводниковых элементов, шунтированных нормальным проводником, привело к выводу о возможности существования в ней "нейристорного эффекта", т.е. распространения импульсов возбуждения в виде ограниченных "нормальных" участков [1]. Для появления этого эффекта в данной модели необходимо, чтобы ток в сверхпроводнике превышал значение, при котором происходит тепловое распространение нормальной фазы, и соответствовал единственному устойчивому состоянию равновесия отдельного элемента в сверхпроводящей области. Эти условия задают определенный интервал рабочих токов и некоторый верхний предел величины шунтирующего сопротивления. Кроме того необходимо, чтобы время переключения тока в ветвях элементов было бы существенно больше времени тепловой релаксации; в дискретной модели последнее условие может быть удовлетворено независимо от первых двух за счет увеличения индуктивности элемента.

С точки зрения практических приложений представило бы большой интерес создание сверхпроводникового нейристора с распределенными параметрами. В качестве простейшей модели такого нейристора было предложено использовать сверхпроводящую проволоку, покрытую достаточно толстым слоем нормального ме-

тала [2]. Подобное устройство в силу относительной простоты изготовления могло бы явиться одним из наиболее удобных для построения нейристорных сетей. Предполагается, что в рассматриваемом устройстве распространение переднего фронта теплового импульса из-за затягивания перехода тока из сверхпроводника в нормальный металл будет происходить даже при таких токах, при которых в случае равновесного распределения тока устойчивой является сверхпроводящая фаза. По мере установления равновесного распределения тока после прохождения переднего фронта, сверхпроводимость должна восстановиться и ток должен снова полностью вернуться в сверхпроводник.

Движение подобного теплового импульса описывается системой связанных уравнений, одно из которых является уравнением теплопроводности, а другие отражают изменения токов в нормальном металле и в среде с переменной электропроводностью (сверхпроводнике). Нахождение решений этих уравнений представляет собой довольно сложную задачу. Однако задача состоит не только в том, чтобы установить пределы существования решений подходящей формы, но главное, - исследовать устойчивость этих решений. Важность исследования устойчивости можно подчеркнуть следующим примером.

В первом приближении нашу систему можно изучать, пренебрегая скин-эффектами в проводниках, иначе полагая, что время скин-эффекта $\tau_{ск} \approx \frac{d^2 \mu_0}{\rho_n}$ (d - толщина покрытия) много меньше времени установления теплового равновесия $\tau_{тепл}$. Подобная задача исследована достаточно подробно [3,4]. Распределение токов в этом предельном случае определяется только распределением температуры и поэтому система описывается лишь одним нестационарным уравнением теплопроводности. Оказывается, что при определенных значениях параметров существуют решения этого уравнения в виде бегущего (или неподвижного) импульса. Однако, исследуя собственные числа некоторого вспомогательного уравнения, описывающего движение малых возмущений [4], можно показать, что все подобные решения являются неустойчивыми. Следует заметить, что существование неподвижных ограниченных устойчивых участков нормальной фазы тем не менее, по-видимому, наблюдалось экспериментально [4]. Ряд дополнительных механизмов, которые могли приводить к подобной стабилизации, рассматривался в работе [5].

В качестве следующего приближения нами выведено модифицированное уравнение теплопроводности, которое содержит дополнительный член, учитывающий скин - эффекты. В безразмерных обозначениях [4]^{х)} это уравнение записывается в виде:

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} = \frac{\partial^2 \theta}{\partial x^2} - \theta + \alpha \cdot \tau \cdot i^2 + \alpha \cdot \tau \cdot (1 - \theta) \frac{\partial \theta}{\partial t} \quad (I)$$

Здесь τ - дополнительный безразмерный параметр, выражающийся через константы, характеризующие проводник:

$$\tau \cong \frac{\delta \cdot h \cdot \mu_0}{C \cdot \rho_n} \quad (2)$$

(δ - толщина сверхпроводящей полосы, h - коэффициент теплоотдачи в окружающую среду, ρ_n - удельное сопротивление нормального металла и C - средняя теплоемкость материала). Уравнение (I) справедливо при следующих практически эквивалентных допущениях:

$$\tau_{ск} < \tau_{тепл} \cong \frac{C \alpha}{h}, \quad (3)$$

$$\tau < 1.$$

Исследование устойчивости решений уравнения (I) в виде бегущего импульса легко проводится лишь при $(1 - \theta) \alpha \tau < 1$, причем как и в предыдущем случае, устойчивых решений не имеется. Однако при $(1 - \theta) \alpha \tau \geq 1$ вопрос не вполне ясен. Заметим, правда, что это практически не меняет конечных оценок. Последнее неравенство сводится к следующему условию:

$$\alpha^{1/2} \tau > 1. \quad (4)$$

Выполнение условия (4) или условий, обратных (3), еще не означает, конечно, что в проводнике с соответствующими параметрами возможен "нейристорный" эффект. Тем не менее, эти соотношения позволяют установить нижние пределы для таких существенных параметров нейристора, как толщина проводника, мощ-

х) В работе [4] θ обозначает безразмерный перегрев, τ - относительное погонное сопротивление, меняющееся от 0 до 1, i - ток в долях критического значения. Величина α , называемая иногда параметром стабильности, равна отношению мощности, рассеиваемой критическим током в нормальном металле, к теплоотдаче в окружающую среду.

ность, выделяемая в зоне импульса и т.д., при которых эффект мог бы наблюдаться.

Такие оценки, основанные на условиях (3) и (4), дают близкие результаты. Из условий (2,3) для случая нормального металла с $\rho_n \approx 10^{-8}$ ом·см (медь с отношением сопротивлений $\rho_{300}/\rho_{4,2} \approx 200$) можно получить, что толщина сверхпроводника должна быть больше $\delta > 0,2$ мм. Мощность, выделяемая нейристором в расчете на один импульс, должна зависеть от допустимой разности температур ΔT проволоки и окружающей среды и от коэффициента теплоотдачи h . Нижний предел ΔT можно по практическим соображениям принять равным $\sim 0,001^\circ$, верхний предел -1° (эта величина определяется возможностью перехода к пленочному кипению). Оказывается, что в этом интервале из-за сильной зависимости $h(\Delta T)$, а также из-за соответствующего изменения минимальных размеров нейристора и характерной длины импульса $e \sim h^{-1/2}$ выделяемая мощность слабо зависит от принятого ΔT и должна по порядку величины составлять 10^{-2} вт. Приведенная выше оценка размеров проводника соответствовала максимальному коэффициенту теплоотдачи $h \approx 1 \text{ вт/см}^2\text{град}$, который наблюдается при больших ΔT . При меньшем теплосъеме нейристор должен иметь несколько большие размеры.

Таким образом, если принять в качестве предельной допустимой мощности, рассеиваемой в жидком гелии, значение 10 вт, то максимальное число импульсов, распространяющихся одновременно в какой-либо нейристорной схеме, может составить примерно 10^3 . Не исключено, что более подробный анализ явления, в частности более последовательный учет характера теплосъема (в особенности в гелии II), позволит несколько улучшить приводимые оценки.

Схемы на сверхпроводниковом нейристоре могли бы использоваться при построении моделей вычислительных сред и для воспроизведения процессов в достаточно сложных нервных сетях. Преимущества сверхпроводникового нейристора можно усмотреть в его конструктивной простоте, легкости управления магнитным полем и возможности сочетания с запоминающими устройствами на сверхпроводящих контурах.

Л и т е р а т у р а

1. С.Я. Беркович. Радиотехника и электроника, № 2, 1966 г.
2. M.W.Green. Патент США, № 3218482 (1965).
3. R.F.Broom, E.H.Rhoderick. Brit.j. Appl.Phys., 1960, vol. 11, 7.
4. В.Е. Кейлин, Е.Ю. Клименко, М.Г. Кремлев, Б.Н. Самойлов.
Труды Международного коллоквиума по сильным магнит-
ным полям, Гренобль, 1966 г. (в печати).
5. М.Г. Кремлев, Cryogenics, 1967 г. (в печати).