05.4

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОАКСИАЛЬНЫХ ЛИНИЙ ИЗ ВТСП ДЛЯ МЕЖСОЕДИНЕНИЙ

Р.А. Сурис, Н.В. Фомин

Использование высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в качестве материалов для линий связи и межсоединений в БИС имеет, по-видимому, большие перспективы. Стремление максимально увеличить пропускную способность линий приводит к необходимости работать при все больших и больших частотах электромагнитных сигналов при минимальных поперечных размерах каналов связи. Волноводы из хорошо проводящих обычных металлов удовлетворить этим требованиям уже не могут из-за больших потерь и частотной дисперсии скорости распространения волн. Основным направлением решения этой задачи в настоящее время является ориентация на оптоэлектронику со стекловолоконными линиями.

Цель этого письма – обсудить принципиальные возможности альтернативного варианта (линий из ВТСП-материалов). Мы будем интересоваться только волноводами с внутренней жилой и экраном (типа коаксиального), поскольку перекрестные наводки между неэкранированными каналами связи (полосковыми линиями) существенно ограничивают степень интеграции. Форму поперечного сечения волновода будем считать постоянной вдоль оси распространения, а также не будем учитывать потери, связанные с затуханием волн в диэлектрике и их рассеянием на неоднородностях волновода.

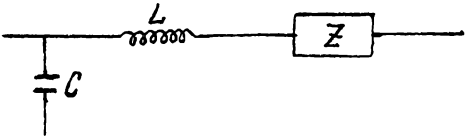
Анализ распространения сигналов в волноводе удобно производить в рамках телеграфного уравнения [1]. Телеграфные уравнения, описывающие распространение сигнала по линии, имеют вид:

$$V=\frac{q}{C}; \quad \frac{\partial J_x}{\partial x}=-\frac{\partial q}{\partial t}; \quad \frac{\partial V}{\partial x}=-\left(L\frac{\partial}{\partial t}+\hat{Z}\right)J_x, \tag{1}$$

где J_x – X-компонента тока, V – потенциал, а $\hat{Z}$ – оператор импеданса. Для бегущей волны $\sim exp(ikx-i\omega t)$ из телеграфных уравнений получаем дисперсионное уравнение:

$$k(\omega)=\pm\left\{\left(\frac{\omega}{c}\right)^2-i\omega CZ(\omega)\right\}^{1/2} \tag{2}$$

С его помощью можно изучать пространственно-временную эволюцию сигналов, распространяющихся по волноводу. Ограничимся рассмотрением такой граничной задачи: пусть $J_x(x=0,t)=2\pi j_0\delta(t)$. В точке наблюдения X расплывшийся импульс определяется тогда выражением



Эквивалентная электрическая схема участка волновода. L и C – распределенные индуктивность и ёмкость волновода, $LC = c^2$ (см. [1]), Z – поверхностный импеданс, в который дают вклад как куперовские пары (индуктивный характер), так и нормальные возбуждения (при рассматриваемых частотах – омический характер).

$$J_x(x,t) = j_0 \int e^{(ik(\omega)x - i\omega t)} d\omega , \tag{3}$$

где корень в (2) выбирается так, что $Im\, k > 0$, что соответствует затуханию сигналов на бесконечности. Для вычисления интеграла (3) необходимо найти $Z(\omega)$. Будем считать радиус внутренней жилы r (в случае нецилиндрической геометрии – минимальный размер) много большим лондоновской глубины проникновения поля в материал δ_L. Действительно, противоположный предел не представляет интереса, поскольку при этом коаксиальный волновод для исследуемых частот и поперечных размеров превращается в обыкновенный с отсечкой и использован быть не может. Поскольку при $\delta_L \ll r$ ток течет лишь в поверхностном слое толщиной $\delta \leq \delta_L$, импеданс определяется выражением

$$Z(\omega) = (2\pi r^* \delta \sigma)^{-1}, \tag{4}$$

где $(2\pi r^*)^{-1} = P_1^{-1} + P_2^{-1}$, а P_1 и P_2 – внутренний и внешний периметры сечений стенок волновода, $\sigma(\omega) = i\sigma_s(\omega) + \sigma_n$ – полная комплексная проводимость сверхпроводящей и нормальной компонент, а $\delta = [ic^2/(4\pi\sigma\omega)]^{1/2}$ – соответствующая σ глубина проникновения. Подставляя (4) в (2), получаем (напомним, что $\sigma_s \sim \omega^{-1}$ и соответственно δ_L не зависит от ω):

$$k(\omega) = \frac{\omega}{c}\left[1 + \frac{2C\delta L}{r^*\sqrt{1-\frac{i\omega}{\Omega}}}\right]^{1/2}, \tag{5}$$

где $\Omega = c^2/(4\pi\sigma_n\delta_L^2)$. Вычисляя интеграл (3) при больших X методом перевала, приходим к

$$J_x(x,t) = \frac{j_0}{\sqrt{\pi}\,\tau} \exp\left\{-\left(\frac{x}{c^*} - t\right)^2 / \tau^2\right\} . \tag{6}$$

Таким образом, импульс тока представляет собой гауссовский пакет, ширина которого дается выражением

$$\tau = \sqrt{\frac{x}{r^*}}\,\tau_0 \equiv \sqrt{\frac{x}{r^*}}\sqrt{\frac{8\pi\sigma_n C\delta_L^3}{c^3}}, \tag{7}$$

а скорость распространения $c^* = c/\sqrt{1+\frac{C\delta_L}{r^*}}$ несколько меньше скорости света. Существенно, что ширина импульса растет с длиной по корневому закону.

Метод перевала корректен при $\Omega\tau \gg 1$. При $\sigma_n = 10^2$ сим/см, $\delta_L = 1$ мкм, $C = 1$ находим $\Omega\tau_0 = 10$. Таким образом, импульс приобретает гауссову форму на расстоянии $x > 10r^*$. Последнее условие выполнено с запасом при любой реальной ситуации.

При этих же значениях параметров находим, что $\tau_0 = 10^{-14}$ с. Задаваясь характерным для прибора временем (оно может определяться временем переключения элементов схемы или тактовой частотой $\sim\tau_n^{-1}$) $\tau_n = 10^{-10}$ с и $r^* = 1$ мкм, оцениваем максимальную длину линии связи:

$$x_0 = r^*\left(\frac{\tau_n}{\tau_0}\right)^2 = 100\ м. \tag{8}$$

Обратим внимание на поразительные по сравнению с обычными металлическими волноводами возможности использования сверхпроводящих волноводов при работе на более низких частотах. Так, при характерном времени повторения импульсов $\tau_n = 10^{-9}$ с и $r^* = 0.1$ см линия связи может иметь длину

$$x_0 = 10^4\ км. \tag{9}$$

Обсудим коротко величины σ_n и δ_L. В качестве верхней оценки для σ_n можно использовать значение проводимости выше точки перехода σ_0. При низких температурах величина σ_n, по-видимому, резко падает прежде всего из-за уменьшения концентрации нормальных возбуждений. Так, традиционная теория БКШ предсказывает при $exp(\Delta/T) \gg 1$ (Δ – сверхпроводящая щель) следующую зависимость 2: $\sigma_n = \sigma_0 exp(-\Delta/T)$. Положим $T = T_c/2 = 77$ K, тогда экспоненциальный фактор порядка 1/30, что при $\sigma_0 = 3\cdot 10^{+3}$ сим/см [3] дает значение $\sigma_n = 10^2$ сим/см, использованное выше. Используя известное выражение для глубины проникновения в случае „грязного" сверхпроводника, т.е. тогда, когда длина когерентности ξ много больше длины свободного пробега электрона l, оцениваем:

$$\delta_L = \delta_{L0}\left(\frac{\xi}{l}\right)^{1/2} = \frac{mc^2}{4\pi n e^2}\left(\frac{\pi\hbar}{\Delta\tau_{tr}}\right)^{1/2} = \left[\frac{\hbar}{\Delta}\frac{c^2}{4\sigma_0}\right]^{1/2} = 1\ мкм. \tag{10}$$

Здесь $\tau_{tr} = l/v_F$ – время свободного пробега электрона.

Работа поддержана научным советом по проблеме ВТСП и выполнена в рамках Государственной программы „Высокотемпературная сверхпроводимость".

Список литературы

[1] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
[2] Абрикосов А.А. Основы теории металлов. М.: Наука, 1987.
[3] Горьков Л.П., Копнин Н.Б. // УФН. 1988. Т. 156. В. 1. С. 117-135.

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе АН СССР, Ленинград

Поступило в Редакцию 27 сентября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 15, вып. 24 26 декабря 1989 г.

11

К ТЕОРИИ ВТОРИЧНОЙ ИОННОЙ ЭМИССИИ МЕТАЛЛОВ

А.Г. Борисов, И.Ф. Уразгильдин

Бомбардировка поверхности твердого тела ионным пучком сопровождается распылением частиц, покидающих поверхность в различных зарядовых состояниях. Исследование процессов формирования зарядового состояния вторичных частиц является важной задачей физики взаимодействия атомных частиц с твердым телом, представляющей большой практический интерес для диагностики поверхности.

Теоретические модели, описывающие резонансную перезарядку отлетающего иона с невозмущенной поверхностью, дают следующую зависимость для вероятности ионизации от нормальной к поверхности составляющей скорости иона $v_\perp$ [1]:

$$P^+ \sim exp\left(-v_0/v_\perp\right) \qquad (1)$$

v_0 – параметр. Формула получена в предположении бесконечной ширины валентной зоны в металле. Как было экспериментально установлено [2], формула (1) не описывает поведение $P^+(E)$ в области малых энергий отлетающих частиц. Кроме того, при качественном совпадении теории и эксперимента в области энергий, отвечающих экспоненциальной зависимости (1), теория дает существенно завышенное значение для P^+ (на 2-3 порядка).

Рядом авторов показано, что отличие по форме между экспериментальными и теоретическими зависимостями $P^+(E)$ может быть уменьшено при учете: а) зависимости скорости отлетающей частицы от расстояния до поверхности [3]; б) конечного времени диффузии электрона в твердом теле [4]. Однако эти модели не устраняют расхождения в порядке величин.