

05.4;09

©1993

К ПРОБЛЕМЕ СОГЛАСОВАНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ-МАЛОЙ СВЕРХПРОВОДНИКОВОЙ АНТЕННЫ

В.И.Абрамов, А.Н.Резник

В последнее время интенсивно исследуются перспективы применения высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП) в антенной технике, в частности, для миниатюризации антенных устройств. Возможности разработки высокоэффективных антенн малых электрических размеров ($< \lambda/2\pi$) обсуждались в работах [1-4]. Предполагается, что снижение омических потерь в таких устройствах может быть достигнуто за счет использования сверхпроводниковых согласующих систем. Повышение эффективности этим путем порождает ранее не принимавшуюся во внимание проблему.

Рассмотрим одну из возможных конструкций электрически малой антенны (ЭМА), схематически показанную на рис. 1. Антенна представляет собой отрезок двухпроводной линии (согласующая линия — СЛ), нагруженный на электрический диполь на одном конце и разомкнутый на другом. Задача состоит в определении места подключения подводящей линии, обеспечивающего безотражательное возбуждение системы. Положение точки возбуждения находится из решения уравнений

$$\text{Im}(Z_{in}) = 0, \quad (1a)$$

$$\text{Re}(Z_{in}) = Z_0. \quad (16)$$

Здесь Z_{in} — входной импеданс системы, определяемый нагрузками на концах СЛ и длинами $l_{i,s}$ (см. рис. 1), Z_0 — волновой импеданс подводящей линии.

Электрический диполь представляет собой нагрузку $Z_a = R_a + jX_a$ с $X_a < 0$, причем для ЭМА $|Z_a| \gg R_a$. Полагаем также $|Z_a| \gg Z_1$, где Z_1 — волновой импеданс СЛ. Потери в СЛ слабые, т.е. для волнового вектора линии $k = k' - jk''$ справедливо $\xi = k''/k' \ll 1$. При этих предположениях из условия резонанса системы (уравнение (1a)) имеем $l_i + l_s \simeq \Lambda/2 - \delta_a$, где $\Lambda = 2\pi/k'$ — длина волны в СЛ, $\delta_a = Z_1/(k'|X_a|)$ — электрическая длина диполя. Входное сопротивление резонансной системы $R_{in} = \text{Re}(Z_{in})$ зависит

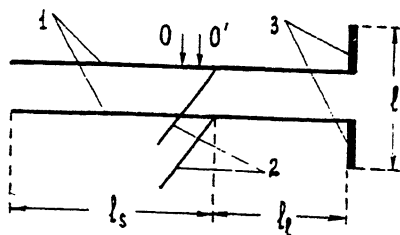


Рис. 1. Схема антенны.

1 — согласующая линия, 2 — подводящая линия, 3 — электрический диполь.
 0 — геометрический центр, 0' — электрический центр.

от координаты r вдоль СЛ. Анализ этой зависимости показал, что на СЛ имеется точка, где величина R_{in} минимальна. Эту точку будем называть электрическим центром симметрии. Он смещен относительно геометрического центра СЛ в направлении диполя на величину $0.5\delta_a$ (см. рис. 1). Если координата r отсчитывается от электрического центра, получим

$$R_{in}(r) = Z_l \frac{(k'r)^2 + \frac{\pi}{2} \xi \left(\frac{Z_l R_a}{X_a^2} \right)}{\pi \xi + \frac{Z_l R_a}{X_a^2}}. \quad (2)$$

Согласование системы характеризуется коэффициентом стоячей волны (КСВ) $K = (1 + |\rho|)/(1 - |\rho|)$, где $\rho = (R_{in} - Z_0)/(R_{in} + Z_0)$. Для расчета зависимости K от r учтем, что $R_a = 20\pi^2(l/\lambda)^2$, $X_a = -120\pi [\ln(l/a) - 1](\lambda/l)$, $\xi = 0.5 \operatorname{tg} \delta + (k'w)^{-1}(R_s/Z_l)$, где l, a — длина и диаметр диполя, w — ширина полосков двухпроводной СЛ, $\operatorname{tg} \delta$ — тангенс угла потерь разделяющего диэлектрика, R_s — поверхностное сопротивление проводников СЛ. Примем $\lambda = 15$ см, $\lambda/l = l/a = 10$, $Z_l = Z_0 = 50$ Ом. Считаем, что разделяющим диэлектриком СЛ является материал подложки ВТСП, например NdGaO_3 , для которого диэлектрическая проницаемость $\epsilon \simeq 22$, $\operatorname{tg} \delta \simeq 6.2 \cdot 10^{-5}$ [5], коэффициент укорочения волны $\lambda/\Lambda \simeq 3.5$. В качестве проводников СЛ рассмотрим Au при $T = 290$ К ($R_s \simeq 1.4 \cdot 10^{-2}$ Ом) и ВТСП (YBaCuO) при $T = 77$ К ($R_s \simeq 8 \cdot 10^{-6}$ Ом). Результаты расчета $K(|r|)$ представлены на рис. 2. Видно, что рассматриваемая ЭМА имеет на СЛ две симметричных относительно электрического центра точки, где $K = 1$. Эти положения зависят от потерь в системе и различны для антенн из металла и ВТСП. Определение положения входной точки будем называть настройкой антенны. Таким образом, антенны из металла и ВТСП одинаковой конструкции требуют отдельной настройки. Наиболее высокие требования к точности

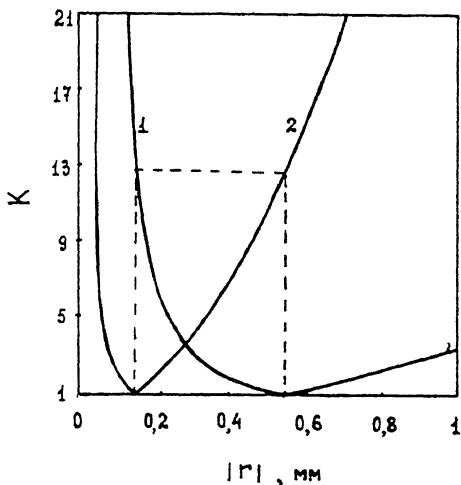


Рис. 2. Зависимость КСВ от координаты на СЛ.
 1 — Au, $T = 290$ К, 2 — YBaCuO, $T = 77$ К.

настройки у ВТСП антенны, поскольку ошибка в определении положения входной точки ~ 0.1 мм приводит здесь к возрастанию K более 3 (см. рис. 2).

При разработке ВТСП систем настройка должна производиться эмпирически, т.к. расчеты не обеспечивают требуемых точностей. Настройка охлаждаемой до температуры жидкого азота антенны связана с дополнительными техническими трудностями. В этой связи обращает на себя внимание интересный факт, отмеченный на рис. 2 и заключающийся в следующем. Рассмотрим две идентичные по конструкции антенны, имеющие разные потери в СЛ, которые характеризуются поверхностными сопротивлениями проводников $R_{s1,2}$. Для каждой антенны определим положения $r_{1,2}$ из условия $K_1(r_1, R_{s1}) = K_2(r_2, R_{s2}) = 1$. Для этих точек справедливо равенство $K_1(r_2) = K_2(r_1)$. Указанное обстоятельство позволяет предложить способ настройки ВТСП антенны при комнатной температуре. Для реализации этого способа необходимо, чтобы проводники СЛ действовали при температуре жидкого азота как ВТСП, а при комнатной температуре — как хорошо проводящий металл. Такое возможно, если проводники выполнены из ВТСП, покрытого с внешней стороны слоем металла (по технологическим требованиям — золота). Поперечное сечение многослойной СЛ показано на рис. 3. Необходимая нам зависимость поверхностного сопротивления R_s двухслойного проводника от температуры обеспечивается выбором толщины d_s пленки ВТСП и связана со специфиче-

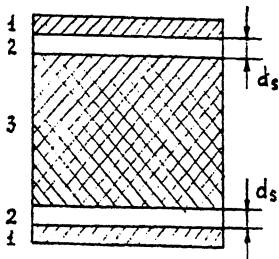


Рис. 3. Поперечное сечение полосковой СЛ с двухслойными проводниками.

1 — металл, 2 — ВТСП, 3 — диэлектрик.

ской температурной зависимостью глубины скин-слоя δ_{sk} в сверхпроводнике. При комнатной температуре δ_{sk} определяется проводимостью σ_0 ВТСП в нормальном состоянии и в диапазоне 2 ГГц $\delta_{sk} \approx 8$ мкм, а при азотной температуре $\delta_{sk} = \Lambda_s \approx 0.2$ мкм, где Λ_s — лондоновская глубина проникновения электромагнитного поля в ВТСП. Выбирая $d_s \approx 1$ мкм, при $T \approx 77$ К имеем $d_s \gg \Lambda_s$. В этом случае омические потери системы определяются R_s ВТСП. При $T \approx 290$ К $d_s \ll \delta_{sk}$. Тогда поверхностный импеданс двухслойного покрытия

$$Z_s = \frac{Z_m + iZ_0(2\pi d_s/\lambda)}{1 + Z_m/R_0}, \quad (3)$$

где $Z_0 = 377$ Ом, $R_0 = (\sigma_0 d_s)^{-1} \approx 1$ Ом, $Z_m = R_m(1 + i)$. Поверхностное сопротивление металла $R_m < 10^{-2}$ Ом, т.е. $R_m/R_0 \ll 1$. В этом случае из (3) получим $R_s = \text{Re}(Z_s) \approx R_m$.

Учитывая сказанное, предлагаемый способ настройки выглядит следующим образом. Антенна, имеющая СЛ с двухслойными проводниками, настраивается на $K = 1$ при комнатной температуре. После охлаждения системы до температуры жидкого азота измеряется КСВ (по данным рис. 2 $K \approx 13$). Далее антенна отогревается и при комнатной температуре перестраивается на КСВ равный измеренному K . При последующем охлаждении система будет работать как ВТСП антенна и иметь КСВ, близкий к 1.

Предложенный алгоритм апробирован в процессе разработки ВТСП антенны диапазона частот 2 ГГц. Конструкция этой антенны соответствовала схеме на рис. 1. Был изготовлен макет антенны с медной СЛ и поликором в качестве разделяющего диэлектрика. Изменение R_s меди при охлаждении от комнатной температуры до жидкого азота не столь значительно, как для ВТСП, поэтому двухслойное покрытие в данном случае не потребовалось.

Выполненные эксперименты продемонстрировали принципиальную реализуемость предложенного способа настройки. Окончательная величина КСВ охлажденной после настройки антенны составила менее 1.1 при промежуточном значении $K = 2.35$.

Таким образом, в данной работе обращается внимание на повышенные требования к точности настройки ЭМА из ВТСП. Предлагается способ, позволяющий производить настройку ЭМА при комнатной температуре за счет использования двухслойных проводников (ВТСП — металл) в согласующей системе антенны.

Работа выполнена в рамках Российской научно-технической программы "Высокотемпературная сверхпроводимость", проект № 92134.

Список литературы

- [1] *Dinger R.J.* // J. of Supercond. 1990. V. 3. N 3. P. 287-296.
- [2] *Hansen R.C.* // IEEE Trans. Aerosp. Electron. Syst. 1990. V. 26. N 2. P. 345-355.
- [3] *Chaloupka H.* // Frequenz. 1990. V. 44. N 5. P. 141-144.
- [4] *Сурис Р.А., Фомин Н.В.* // Письма в ЖТФ. 1992. Т. 18. В. 9. С. 54-58.
- [5] *Konaka T., Sato M., Asano H., Kubo S.* // J. of Supercond. 1991. V. 4. N 4. P. 283-288.

Институт прикладной физики РАН
Н.Новгород

Поступило в Редакцию
13 июля 1993 г.
