

05:09

©1993 г.

СОГЛАСОВАНИЕ ЧАСТОТНО-НЕЗАВИСИМОЙ АНТЕННЫ СО СВЕРХПРОВОДНИКОВЫМ МИКРОБОЛОМЕТРОМ

А.К.Котов, А.Н.Резник

Рассчитана частотная характеристика сверхпроводникового микроболметра, сопряженного с частотно-независимой антенной. Рабочий диапазон приемника определяется условиями согласования сверхпроводниковой пленки с антенной. Для реализуемых в настоящее время сверхпроводниковых пленок размерами $10 \times 2 \times 0.1$ мкм частотная полоса системы 0.07–2.5 ТГц с максимумом чувствительности на 0.38 ТГц. Проанализированы возможности расширения диапазона приемника до ≈ 10 ТГц.

Разработка сверхпроводниковых микроболметров (СМ) является перспективным направлением совершенствования тепловых приемников. Особенность конструкции СМ связана с применением тонкопленочных тепловыделяющих элементов с линейным размером приемной площадки a , обычно не превышающим нескольких десятков мкм, расположенных на массивной термостабилизированной подложке. Такое устройство обеспечивает трехмерный отвод тепла от пленки к подложке, причем характерный радиус области тепловыделения $\approx a$, т.е. может быть достаточно малым. В результате появляется возможность достижения рекордных для тепловых приемников характеристик: эквивалентной мощности шума (NEP) до 10^{-12} Вт \cdot Гц $^{-1/2}$ при температуре жидкого азота, быстродействия $\tau < 10^{-5}$ [1].

Основной недостаток указанной конструкции СМ состоит в низкой оптической чувствительности в диапазоне волн $\lambda > a$, что связано с принципиальной невозможностью фокусировки излучения в пятно размером меньше λ . В работе [1] предложен способ устранения указанного противоречия за счет подключения СМ в качестве согласованной нагрузки к приемной антенне с раскрывом $D \gg a$. Поскольку СМ должен иметь максимально широкую полосу рабочих частот, то в [1] рекомендовано использовать антенну из класса так называемых частотно-независимых систем. В работе [2] содержатся результаты первых экспериментальных исследований антенного микроболметра. Вместе с тем рабочий диапазон частот устройства в [1,2] не определялся. В данной работе проанализированы условия согласования частотно-независимой антенны (ЧНА) с СМ как один из основных факторов, ограничивающих полосу приемника.

Исследованию ЧНА посвящено большое количество работ (например, [3–5]). Различаются два основных типа планарных ЧНА: эквиугло-

вые спиральные и логопериодические, представляющие собой совокупность двух или больше металлических плеч специальной формы, расположенных на диэлектрической подложке. Нагрузка подключается к плечам в центре системы. Особенностью как эквиугловых спиральных, так и логопериодических структур является автоматическая отсечка токов, т.е. резкое падение амплитуды возбуждаемого в антенне тока вне центральной области диаметром $\approx \lambda$. Эта активная область определяет как диаграмму направленности, так и эффективную поверхность S_{ef} антенны. Диаграммы подобных структур состоят из двух широких лепестков (как правило, $40-70^\circ$) с максимумами в направлениях, перпендикулярных плоскости антенны, а величина $S_{ef} \approx \lambda^2$. Принимаемая антенной мощность $P_r = I_i S_{ef}$, где I_i — интенсивность падающего на апертуру излучения. Поэтому применение ЧНА с болометром в качестве нагрузки при их идеальном согласовании обеспечивает прием мощности в пятне $\approx \lambda^2$, до которого возможна фокусировка падающего излучения. Рабочий диапазон ЧНА определяется областью частот, в которой неизменны основные характеристики антенны. Верхняя частота ограничена размером области включения нагрузки, где нарушается геометрия плеч. Очевидно, что в рассматриваемом случае $\lambda_{\min} \geq a$. Нижняя граничная частота антенны определяется диаметром раскрытия D всей системы, который ограничен конструктивными особенностями приемника, так что $\lambda_{\max} \leq D$. Для исследования возможности согласования антенны с нагрузкой важной характеристикой является входной импеданс антенны Z_a . Идеально сконструированная ЧНА в диапазоне волн $\lambda_{\min} - \lambda_{\max}$ имеет действительный импеданс $Z_a = R_a$, причем для так называемых “self complementary” антенн, у которых формы металлической и шелевой частей совпадают, получено простое выражение для R_a . В случае двухплечевой системы

$$R_a = \frac{R_0}{\sqrt{2(1 + \epsilon_s)}}, \quad (1)$$

где $R_0 = 377$ Ом — волновое сопротивление вакуума, ϵ_s — диэлектрическая проницаемость подложки.

ЧНА с тремя и большим количеством плеч имеет R_a , изменяющийся в зависимости от способа подключения нагрузки в несколько раз. Таким образом, в соответствии с (1) величина входного сопротивления ЧНА обычно составляет 50–80 Ом и не меняется в широком диапазоне волн (для СМ до 3 мм–30 мкм).

В рабочем диапазоне ЧНА частотная характеристика СМ определяется условиями согласования антенны с нагрузкой. При идеальном согласовании вся принимаемая антенной мощность диссипируется в нагрузке. Рассмотрим в качестве нагрузки сверхпроводниковую пленку длины l , ширины w , толщины d , расположенную на общей с антенной подложке. Возбуждение антенны падающей волной производится со стороны вакуума, а контакт нагрузки с плечами ЧНА осуществляется через внешнюю поверхность пленки со стороны ее длинных концов.¹ Высокочастотный ток протекает вдоль l и генерирует электрическое и магнитное поля как

¹ В работах [1,2] электромагнитное излучение падает на антенну со стороны диэлектрической подложки. Это связано с тем, что диаграмма направленности ЧНА вытянута в сторону диэлектрика. Вместе с тем в субмиллиметровых ИК диапазонах волн поглощение в подложке довольно значительно и часто энергетически выгоднее оказывается засветка из вакуума. Такая ситуация имела место в [2], где

внутри, так и вне пленки, через которые выражается импеданс нагрузки Z_n . Комплексная проводимость пленки σ в рамках двухжидкостной модели сверхпроводника [6] определяется через проводимости нормальных и сверхпроводящих электронов. Концентрации носителей каждого вида при температуре $t = T/T_c$ связаны с полной концентрацией электронов n соотношениями $n_N = nt^4$, $n_S = n(1 - t^4)$. При $(1 - t^4) \ll 1$, пренебрегая температурной зависимостью n_N , получим

$$\sigma = \sigma_0 - 1 \frac{(1 - t^4)}{\mu_0 \omega \Lambda_0^2} \quad (2)$$

Здесь σ_0 — проводимость пленки в нормальном состоянии, $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м — магнитная постоянная, ω — циклическая частота излучения, Λ_0 — лондоновская глубина проникновения электромагнитного поля в сверхпроводник при $t = 0$. Рассматривая эквивалентную схему антенны как цепь, включающую стороннюю эдс с внутренним сопротивлением R_a и нагрузку $Z_n = R_n + iX_n$, пренебрегая потерями в материале антенны и диэлектрике, получим связь мощности P_n , выделяемой в нагрузке, с принимаемой мощностью

$$\frac{P_n}{P_r} = \frac{4R_n/R_a}{(1 + R_n/R_a)^2 + (X_n/R_a)^2} \quad (3)$$

Идеальное согласование реализуется при условиях $R_n = R_a$, $X_n = 0$.

Действительная и мнимая части Z_n связаны с мощностью джоулевых потерь Q , реактивной мощностью P и током I как

$$R_n = \frac{Q}{|I|^2}, \quad X_n = \frac{P}{|I|^2}, \quad (4)$$

где Q , P , I выражаются через напряженности электрического E и магнитного H полей вне и внутри пленки в виде

$$Q = \int_v \operatorname{Re}(\sigma) \cdot |E|^2 dv, \quad (5)$$

$$P = \int_v (-\operatorname{Im}(\sigma) \cdot |E|^2 + \omega \mu_0 |H|^2) dv, \quad (6)$$

$$I = \int_s \sigma E ds. \quad (7)$$

Интегрирование в (5) производится по объему пленки, поскольку только в ней есть потери энергии ($\operatorname{Re}(\sigma) \neq 0$ и пренебрегается сопротивлением излучения нагрузки, так как $l \ll \lambda$). В (6) интеграл берется как

авторы пришли к рекомендации использовать подложки толщиной меньше λ , что позволяет не только уменьшить потери, но и пренебречь влиянием диэлектрика на характеристики антенны.

по внутренней части сверхпроводника, так и по внешней области, однако, как будет показано ниже, емкостная составляющая импеданса, связанная с полем E вне пленки, в рассматриваемом случае не существенна и в (6) не учитывается. В (7) интегрирование выполняется по поперечному сечению пленки.

Будем полагать, что длина и ширина пленки намного превышают глубину скин-слоя, т.е. $l, w \gg d_{sk} = \text{Re}[(i\omega\mu_0\sigma)^{-1/2}]$. В этом случае при вычислениях по (5)-(7) можно пренебречь искажением полей на краях пленки. Распределения полей E , H и плотности тока $j = \sigma E$ полагаем однородными в плоскости поверхности пленки (x, y) , так как $l, w \ll \lambda$. Соотношение между d и d_{sk} произвольно, поэтому структура полей E , H по глубине пленки (вдоль координаты z) определяется выражениями

$$E = A(e^{-ikz} + \Gamma e^{ikz}),$$

$$H = \sqrt{\frac{\varepsilon}{\mu}} A(e^{-ikz} - \Gamma e^{ikz}), \quad (8)$$

где $k = \sqrt{\varepsilon\mu_0\omega} = k_1 - ik_2$, $\varepsilon = i\sigma/\omega$.

Считаем сверхпроводниковую пленку достаточно толстой $d \gg \gg \sqrt{\varepsilon_s}/(\sigma R_0)$, что, как правило, реализуется на практике (достаточно иметь $d \geq 5 \cdot 10^{-2}$ мкм). В этом случае электромагнитное поле в подложку не проникает и $\Gamma \simeq \exp(-2ikd)$. Интегрирование в (5)-(7) по внутренней части сверхпроводника дает

$$Q = |A|^2 \sigma_0 \omega l \left[\frac{1 - \exp(-4k_2 d)}{2k_2} + \frac{\sin(2k_1 d)}{k_1} \exp(-2k_2 d) \right], \quad (9)$$

$$P = |A|^2 \omega l \left\{ -\text{Im}(\sigma) \left[\frac{1 - \exp(-4k_2 d)}{2k_2} + \frac{\sin(2k_1 d)}{k_1} \exp(-2k_2 d) \right] + |\sigma| \left[\frac{1 - \exp(-4k_2 d)}{2k_2} - \frac{\sin(2k_1 d)}{k_1} \exp(-2k_2 d) \right] \right\}, \quad (10)$$

$$|I|^2 = |A|^2 |\sigma|^2 \omega^2 \left[\frac{1 + \exp(-4k_2 d) - 2 \cos(2k_1 d) \exp(-2k_2 d)}{|k|^2} \right]. \quad (11)$$

Соотношения (4) вместе с (9)-(11) полностью определяют активное сопротивление пленки R_n и реактивное сопротивление X_{in} , связанные с внутренним электромагнитным полем. Реактанс X_{ex} , обусловленный внешним магнитным полем, определим, согласно [7], как

$$X_{ex} = 2 \cdot 10^{-7} \omega l \left[\ln \left(\frac{l}{w+d} \right) + 1.19 + 0.22 \left(\frac{w+d}{l} \right) \right]. \quad (12)$$

Тогда полный реактанс нагрузки $X_n = X_{in} + X_{ex}$.

Расчеты R_n , X_n выполнены для YBaCuO пленки с параметрами $\sigma_0 = 10^6 (\text{Ом} \cdot \text{м})^{-1}$, $\Lambda_0 = 0.2$ мкм, $T_c = 90$ К. Размеры пленки близки к минимально возможному, но реализуемому с помощью существующих в настоящее время ВТСП технологий: $d = 0.1$ мкм, $l = 10$ мкм, $w = 2$ мкм

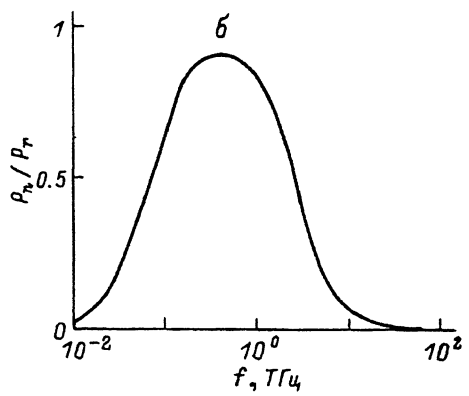
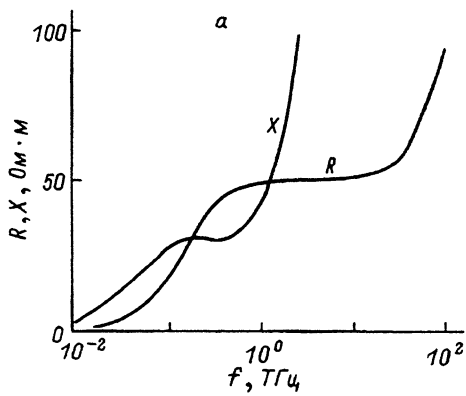


Рис. 1. Частотная зависимость импеданса нагрузки (а) и частотная характеристика приемника (б) для реальной системы.

(размеры такого же порядка имели пленки в [1,2]). Температура рабочей точки T взята в соответствии с принципом работы болометрического приемника в середине сверхпроводящего перехода, где максимальна крутизна температурной зависимости сопротивления пленки по постоянному току. Полагая, что ширина перехода ≈ 2 К, принято $T = 89$ К. Результаты расчета действительной и мнимой частей импеданса нагрузки показаны на рис. 1,а. Зависимость $R_n(f)$ имеет три характерных участка. Падение R_n в области частот $f < 1$ ТГц связано с проявлением в этом диапазоне сверхпроводящих свойств пленки, что уменьшает потери электромагнитной энергии и, следовательно, величину R_n . В диапазоне частот 1–10 ТГц R_n постоянно, что характерно для тонкой пленки, находящейся в нормальном состоянии (при $T_c - T = 1$ К в этом диапазоне частот сверхпроводниковая пленка поглощает электромагнитное излучение практически так же, как и нормальный металл). На рассматриваемом участке выражение (9) упрощается, так что $R_n \approx (\sigma_0 d)^{-1} l/w = 50$ Ом для выбранных параметров пленки. Поскольку входное сопротивление частотно-независимых антенн имеет тот же порядок величины, то возможно согласование антенны с нагрузкой. Важно, что выражение для R_n совпадает с сопротивлением по постоянному току, что облегчает проведение контрольных измерений при практической реализации системы. Рост R_n при $f > 10$ ТГц обусловлен переходом от тонкой пленки к полупространству, где $R_n \sim \sqrt{1}$, так как в этом диапазоне $d > d_{sk}$. Увеличение реактивной части импеданса пленки на частотах $f > 1$ ТГц (рис. 1,а), связанное главным образом с X_{ex} , приводит к рассогласованию антенны и нагрузки. На рис. 1,б приведена частотная характеристика системы антенна–сверхпроводниковая пленка, рассчитанная по формуле (3) как функция P_n/P_r от f для $R_a = 50$ Ом. Видно, что диапазон частот рассматриваемого приемника (по уровню 1/2) ограничен областью 0.07–2.5 ТГц с максимумом чувствительности при $f \approx 0.38$ ТГц.

По данным экспериментальных исследований антенного микроболометра [2] детектируемая приемником мощность составила 5% от мощности падающего излучения в полосе $B = 1.5$ ТГц, что эквивалентно потере энергии $A \approx 13$ дБ. В [2] эти потери объяснялись главным образом затуханием в фианитовой подложке, со стороны которой облучалась при-

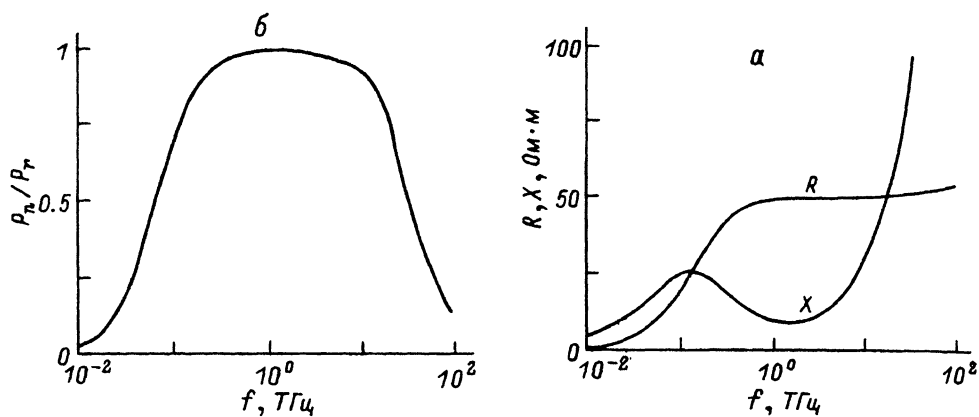


Рис. 2. То же, что и на рис.1, для перспективной системы.

емная система. Расчет ослабления фианитом с использованием результатов измерений его оптических констант [8] дает $A \approx 5$ дБ. Интегрирование частотной характеристики, построенной аналогично рис. 1, б для ВТСП пленки из [2], по полосе В показало, что потери из-за рассогласования антенны и нагрузки также ~ 5 дБ. С учетом ослабления в фокусирующих линзах, измеренного в [2], это может объяснять наблюдавшуюся величину общих потерь.

Перспективы расширения рабочего диапазона приемника могут быть связаны с уменьшением размеров поверхности пленки, что требует совершенствования ВТСП технологий. Уменьшение размеров тепловыделяющего элемента важно также и для улучшения характеристик приемника [1]. На рис. 2 приведены результаты расчетов импеданса нагрузки и частотной характеристики системы для следующих параметров пленки: $\sigma_0 = 10^6 (\text{Ом}\cdot\text{м})^{-1}$, $\Lambda_0 = 0.15$ мкм, $T = 89.5$ К, $d = 0.05$ мкм, $l = 1$ мкм, $w = 0.4$ мкм, которые могут рассматриваться как перспективные. Видно, что меньшие размеры нагрузки приводят к расширению рабочего диапазона приемника в области высоких частот. Это связано с тем, что рост частотной зависимости X_{ex} и рассогласование антенны с нагрузкой (условие рассогласования $X_n \approx R_n$) проявляются на более коротких волнах (ср. рис. 1, а и 2, а). Уменьшение реактивности при сохранении размеров нагрузки возможно за счет встречного протекания токов в близко расположенных частях приемного элемента. Этот способ основан на взаимной компенсации внешних магнитных полей и широко применяется в радиотехнике высоких частот. В рассматриваемом устройстве такая конструкция может быть реализована в многослойной структуре ВТСП пленка-тонкая диэлектрическая прослойка-металлическое покрытие. Пленка и покрытие на одном торце закорачиваются, а противоположными краями соединяются с плечами антенны. При максимальной частоте > 10 ТГц (рис. 2, б) будет перекрыт весь диапазон волн, в котором сверхпроводниковый микроболометр имеет преимущества по сравнению с другими приемниками [9].

Список литературы

- [1] *Hu Qing, Richards P.L.* // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 55. N 23. P. 2444–2446.
- [2] *Nahum M., Hu Qing, Richards P.L. et al.* // IEEE Trans. Magn. 1991. Vol. MAG 27. P. 3081–3084.
- [3] *Balanis C.A.* Antenna Theory Analysis and Design. John Wiley. 1982.
- [4] *Elliot R.S.* // Microwave J. 1962. Vol. 5. N 12. P. 61–68.
- [5] *Rutledge D.B., Neikirk D.P., Kasilingam P.P.* Integrated Circuit Antennas in Infrared and Millimeter Waves / Ed. K. J. Button. New York: Acad. Press, 1983. Vol. 10.
- [6] *Тинкхам М.* Введение в сверхпроводимость. М.: Атомиздат, 1980. 310 с.
- [7] *Батарев С.И., Вольман В.И., Луб Ю.И.* и др. Справочник по расчету и конструированию СВЧ полосковых устройств. М.: Радио и связь, 1982. 328 с.
- [8] *Grisckowsky D., Keiding Soren.* // Appl. Phys. Lett. 1990. Vol. 57. N 10. P. 1055–1057.
- [9] *Richards P.L., Clarke J., Leoni R. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1989. Vol. 54. N 3. P. 283–285.

Институт прикладной физики
Нижний Новгород

Поступило в Редакцию
4 марта 1992 г.
В окончательной редакции
5 октября 1992 г.