

ВОЗМОЖНОСТЬ ПРИМЕНЕНИЯ СВЕРХПРОВОДНИКОВЫХ МАТЕРИАЛОВ В КАЧЕСТВЕ ОТРАЖАЮЩЕГО ПОКРЫТИЯ ХОЛОДНОГО ЗЕРКАЛА ТЕЛЕСКОПА СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Казаков А.Ю., Кардакова А.И., Селиверстов С.В., Горшков К.Н., Дивочий А.В., Финкель М.И., Корнеев А.А., Вахтомин Ю.Б.

ФГБОУ ВПО «Московский педагогический государственный университет», Москва, Россия (119991, г. Москва, ул. М. Пироговская, 1), a_sem2@mail.ru

Исследуется возможность использования сверхпроводящего материала в качестве отражающего слоя зеркала субмиллиметрового телескопа, охлажденного до криогенных температур и предназначенного для наблюдений реликтового излучения. В рамках теории Маттиса–Бардина для «грязных» сверхпроводников вычислена спектральная плотность интенсивности теплового излучения сверхпроводящего покрытия и проведено сравнение её со спектральной плотностью интенсивности реликтового излучения. Для нескольких сверхпроводящих материалов вычислен диапазон частот, в котором флуктуации теплового излучения покрытия меньше флуктуаций реликтового излучения. Показано, что использование покрытия из сверхпроводящего Nb₃Ge вместо традиционного покрытия из золота позволяет более чем вдвое (с 4,2 до 10 К) повысить рабочую температуру зеркала, что влечёт за собой существенное упрощение и удешевление охлаждающей системы.

Ключевые слова: радиотелескоп, сверхпроводящее покрытие.

APPLICABILITY OF SUPERCONDUCTING MATERIALS IN REFLECTIVE COATING OF THE COOLED MIRROR OF SUB-MILLIMETER RANGE TELESCOPE

Kazakov A.Yu., Kardakova A.I., Seliverstov S.V., Gorshkov K.N., Divochiy A.V., Finkel M.I., Korneev A.A., Vakhtomin Yu.B.

Moscow State Pedagogical University, Moscow, Russia (119991, Moscow, Malaya Pirogovskaya st., 1) a_sem2@mail.ru

We investigate a possibility to use superconducting metals to coat mirror of sub-mm radio telescope, cooled to cryogenic temperature and meant for observations of relict radiation. Within Mattis-Bardeen theory for “dirty” superconductors we calculate spectral radiation density of superconducting coating and compare it with spectral density of the relict radiation. For several superconducting materials we calculate frequency range in which thermal radiation noise of the coating is less then noise of the source. We demonstrate that use of coating made of superconducting Nb₃Ge instead of conventional Au allows more than two times enhancement of operating temperature of the mirror, resulting in significant reduction in complexity and cost of the cooling system.

Keywords: radio telescope, superconducting coating.

Одной из основных наблюдательных задач астрофизики сегодня является наблюдение угловых неоднородностей температуры реликтового излучения, величина которых <30 мК [1; 4]. Этим обусловлены исключительно высокие требования к температурному разрешению радиотелескопов, применяемых для решения данной задачи [5].

Для достижения предельных параметров (предельного температурного разрешения) телескопа требуется, в частности, обеспечить малость тепловых шумов, вносимых зеркалом, по сравнению с принципиально неустранимыми тепловыми шумами самого реликтового излучения и других космических источников. Для выполнения этого условия во всём интервале частот, занимаемых реликтовым излучением¹, в случае применения отражательного

¹ Имеется в виду диапазон, существенный для достижения температурного разрешения – от максимума интенсивности реликтового излучения при 100 Гц до глобального минимума космического фона при 1,2

покрытия из нормального металла требуется охлаждение последнего до гелиевых температур. Альтернативой является использование сверхпроводникового покрытия. Применение сверхпроводникового покрытия (благодаря на несколько порядков меньшему, чем у нормального металла, поглощению на относительно малых частотах) позволяет повысить рабочую температуру зеркала до величины порядка 10 К и тем самым существенно упростить и удешевить охлаждающую систему.

Поскольку спектральная плотность интенсивности шумов теплового излучения монотонно зависит от спектральной плотности интенсивности самого излучения, то для упрощения изложения здесь будут сравниваться спектральные плотности интенсивности излучения зеркала I_M и реликтового I_R . Выполнение условия $I_M < I_R$ автоматически означает $NEP_M < NEP_R$.

Спектральная плотность интенсивности излучения сверхпроводящего покрытия I_ω связана с его поглотительной способностью A_ω и температурой T законом Кирхгоффа:

$$I_\omega = A_\omega I_\omega^0(T),$$

где I_ω^0 – спектральная плотность интенсивности излучения абсолютно чёрного тела с температурой T . Поглотительная способность достаточно толстого покрытия (толще нескольких глубин проникновения электромагнитного поля (в сверхпроводник) – см. ниже) однозначно связана с отражательной способностью законом сохранения энергии; отражательная способность может быть вычислена по формулам Френеля. Т.о.,

$$A = 1 - R = 1 - \left| \frac{\nu - 1}{\nu + 1} \right|^2.$$

Здесь ν – комплексный показатель преломления. Его действительная n и мнимая κ части связаны с действительной ϵ_1 и мнимой ϵ_2 частями диэлектрической проницаемости и далее с удельной проводимостью σ соотношениями [1]:

$$\begin{aligned} n &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}, \\ \kappa &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-\epsilon_1 + \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}}, \\ \epsilon &= 1 + \frac{4\pi\sigma}{i\omega}. \end{aligned}$$

Действительная и мнимая части проводимости грязного сверхпроводника даются формулами Маттиса–Бардина [2]:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_N} = \frac{2}{\hbar\omega} \int_{\Delta}^{\infty} dE (f(E) - f(E + \hbar\omega)) \frac{E(E + \hbar\omega) + \Delta^2}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}} +$$

ТГц (на более высоких частотах основной вклад в интенсивность космического фона вносят другие источники).

$$+ \frac{\theta(\hbar\omega - 2\Delta)}{\hbar\omega} \int_{\Delta - \hbar\omega}^{-\Delta} dE (1 - 2f(E + \hbar\omega)) \frac{E(E + \hbar\omega) + \Delta^2}{\sqrt{E^2 - \Delta^2} \sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}},$$

$$\frac{\sigma_2}{\sigma_N} = -\frac{1}{\hbar\omega} \int_{\max(-\Delta, \hbar\omega - \Delta)}^{\Delta} dE (1 - 2f(E + \hbar\omega)) \frac{E(E + \hbar\omega) + \Delta^2}{\sqrt{\Delta^2 - E^2} \sqrt{(E + \hbar\omega)^2 - \Delta^2}}.$$

Здесь f – фермиевская функция распределения, σ_N – проводимость в нормальном состоянии.

Отрицательный знак мнимой части проводимости и тем самым действительной части диэлектрической проницаемости означает бездиссипативный характер затухания электромагнитного поля вглубь сверхпроводника (в отличие от нормального металла, где действительная часть диэлектрической проницаемости равна нулю). Присутствующая небольшая диссипация обусловлена существованием небольшой активной проводимости квазичастичных возбуждений при отличной от нуля температуре².

На рис. 1 представлены зависимости действительной и мнимой частей проводимости сверхпроводника от частоты.

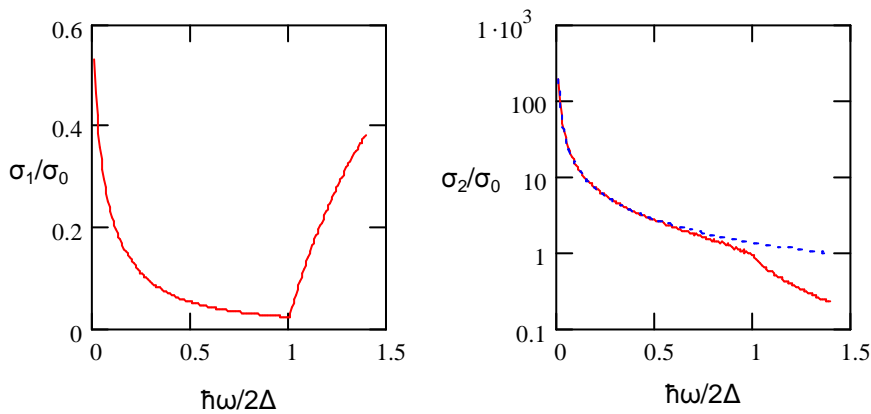


Рис. 1. Зависимости действительной σ_1 и мнимой σ_2 частей проводимости сверхпроводника от частоты. Частота нормирована на спектроскопическую щель $2\Delta/\hbar$, проводимость нормирована на низкочастотную проводимость в нормальном состоянии σ_0 . Пунктир – зависимость $\sigma_2 \sim 1/\omega$.

Поскольку поглощательная способность сверхпроводника падает с уменьшением остаточного сопротивления и с увеличением энергетической щели, то для изготовления отражающего покрытия должны быть пригодны сверхпроводники с большой энергетической щелью и при этом возможно более низким остаточным сопротивлением.

Рис 2. представляет спектральную плотность интенсивности теплового излучения отражающего покрытия из Nb_3Ge ($\Delta=36$ К (0,84 ТГц), $R=0.9$ @ 1ТГц). В том же масштабе изображена спектральная плотность интенсивности реликтового излучения. Для сравнения приведён также спектр теплового излучения золотого отражающего покрытия с температурой

² На частотах $\hbar\omega > 2\Delta$ к ней добавляется диссипация, связанная с разрывом электромагнитным полем куперовских пар и их рекомбинацией.

4.2 K ($\rho=20$ мкОм·см, $R=0.95$ @ 1THz). Видно, что вплоть до частоты начала глобального минимума космического излучения спектральная плотность интенсивности теплового излучения отражающего покрытия из Nb₃Ge при 10 К меньше спектральной плотности интенсивности реликтового излучения, что, в соответствии со сказанным выше, означает пригодность такой конфигурации. Для достижения приемлемого уровня шума при использовании покрытия из NbN требуется охлаждение до температуры 6 К.

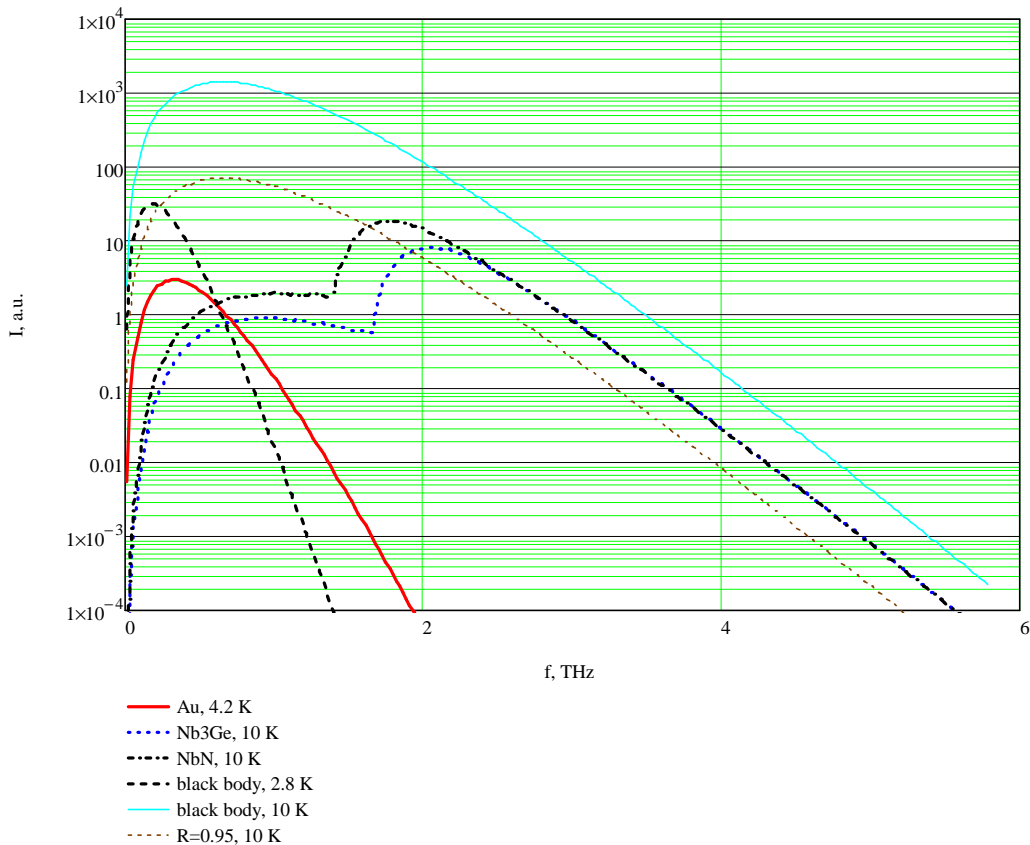


Рис. 2. Спектральная плотность интенсивности реликтового излучения (чёрное тело при температуре 2.8 К), чёрного тела при температуре 10 К и различных отражающих покрытий.

Из проведённого расчёта следует, что тепловое излучение сверхпроводящего покрытия меньше уровня реликтового излучения на частотах ниже 0,7 ТГц (~0,4 мм), а в диапазоне 0,2–0,4 мм имеет приблизительно постоянный уровень, соответствующий уровню глобального минимума излучения космического фона. На частотах выше 1,5 ТГц коэффициент отражения резко падает, однако остаётся на уровне 80–90%.

Список литературы

1. Смут Дж.Ф. Анизотропия реликтового излучения: открытие и научное значение (Нобелевская лекция по физике – 2006). – // УФН. – 2007. – Т. 177 – № 12 – С. 1294–1317.
2. Сивухин Д.В. Общий курс физики – М. : Мир, 1980. – Т. 4. Оптика.

3. D.C. Mattis, J. Bardeen. Theory of the Anomalous Skin Effect in Normal and Superconducting Metals // Phys. Rev. – 1958. – Vol. 11. – P. 412 – 417.
4. B. Swinyard, T. Nakagawa, and S. Consortium. The space infrared telescope for cosmology and astrophysics: SPICA A joint mission between JAXA and ESA // Exp. Astron. – 2009. – Vol. 23 – P. 193–219.
5. J. Zmuidzinas and P.L. Richards. Superconducting detectors and mixers for millimeter and submillimeter astrophysics // Proc. IEEE. – 2004. – Vol. 92 – N. 10 – P. 1597–1616.

Работа выполнена в рамках реализации ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» на 2009-2013 гг, государственный контракт № 14.740.11.0343, и ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России» на 2007–2012 годы, государственный контракт № 11.519.11.4011.

Рецензенты:

Вдовин В.Ф., д.ф.-м.н., в.н.с., Институт прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

Кошелец В.П., д.ф.-м.н., профессор, Институт радиотехники и электроники им. В.А.

Котельникова РАН, г. Москва.