

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Белов А. А., Карасев М. Д., Русанов Н. В. Электрический резонанс в газе.— Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, вып. 11, с. 669—672. [2] Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Методы теории функций комплексного переменного.— М.: Наука, 1973, 736 с.

Поступила в редакцию
28.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 535.231.6

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТИ ТЕПЛОВЫХ ПРИЕМНИКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ

В. Б. Брагинский, И. Бюхнер (ГДР), Ю. И. Воронцов

(кафедра физики колебаний)

Чувствительность тепловых приемников излучения (ТПИ) ограничивается рядом физических явлений, часть из которых присуща всем ТПИ, другие же связаны с физическими особенностями приемника и со способом измерения температуры приемного элемента. К первой группе явлений относятся флуктуации теплообмена термочувствительного элемента с термостатом и флуктуации потока энергии со стороны фона. Ко второй группе — электрические шумы, разогрев чувствительного элемента измерительным током (в болометрах), трение (в приемниках с термомеханическим эффектом).

Флуктуации потока энергии фона при температуре фона T_Φ , апертурном угле 2θ , полосе измерения Δf ограничивают чувствительность приемника величиной [1]

$$\Delta W_\Phi^2 = 8\sigma\kappa T_\Phi^5 \sin^2\theta \Delta f,$$

где σ — постоянная Стефана — Больцмана, κ — постоянная Больцмана.

Флуктуации теплообмена с термостатом увеличивают порог чувствительности на величину

$$\Delta W_T^2 = 2\kappa(GT^2 + G_0T_0^2)\Delta f, \quad (1)$$

где $2\kappa GT^2$ и $2\kappa G_0T_0^2$ — соответственно эффективные спектральные плотности флуктуаций потоков от термочувствительного элемента и на него от термостата, T и T_0 — температуры элемента и термостата. В равновесном состоянии будет [2]

$$\Delta W_0^2 = 4\kappa G_0T_0^2\Delta f \quad (2)$$

(G_0 — эффективная теплопроводность). Когда поток от элемента близок к потоку излучения абсолютно черного тела, то $G_0 = 4\sigma T_0^3$, где S — площадь излучающей поверхности [3].

Температура элемента T определяется температурой термостата, мощностью измерительного тока и регистрируемым потоком. Разогрев элемента измерительным током ограничивает возможность его охлаждения и, следовательно, снижает чувствительность. От явления разогрева в принципе могут быть свободными приемники, в которых используется термомеханический эффект: смещение мембраны газонаполненного ТПИ (ячейка Голея) или изменение длины в твердотельных, dilatометрических приемниках излучения (ДПИ).

В настоящее время ДПИ не используются по ряду технических причин [4]. Успехи в области измерения предельно малых смещений

[5], однако, дают основания надеяться, что возможно создание ДПИ, превосходящих по своим данным другие тепловые приемники. Принципиальным преимуществом ДПИ является отсутствие в них разогрева чувствительного элемента системой съема информации. (Газонаполненные ТПИ, для сравнения, при низких температурах не могут достигать чувствительности ДПИ, работающих при вакууме, из-за большего коэффициента трения).

Рассмотрим специфические пределы чувствительности самых перспективных ТПИ, допускающих работу в режиме глубокого охлаждения: ДПИ, сверхпроводящие и полупроводниковые болометры.

Специфический предел чувствительности термомеханических приемников излучения определяется тепловыми флуктуациями длины

$$\Delta x = (4\kappa TH/k^2\tau)^{1/2}$$

и ошибкой ее измерения Δx_H (H — коэффициент трения, k — жесткость элемента; τ — время измерения).

Поскольку изменение длины при нагревании чувствительного элемента потоком W равно $\delta x = \alpha l W/G$ (где α — температурный коэффициент линейного расширения, l — длина элемента), то предел чувствительности будет равен

$$\Delta W_d = (3l/\gamma\tau_t)(4\kappa TH/\tau + k^2\Delta x_H^2)^{1/2}. \quad (3)$$

При выводе (3) использовался закон Грюнейзена: $\alpha = \gamma C/3EV$, где γ — постоянная Грюнейзена (≈ 1); C — теплоемкость чувствительного элемента ДПИ; E — модуль Юнга его материала; V — его объем; $\tau_t = C/G$ — время релаксации малых возмущений температуры приемника. Специфический измерительный предел чувствительности ДПИ (3) может быть ниже флуктуационного предела (2), если

$$H < \gamma^2 C T \tau_t / 9 l^2. \quad (4)$$

Используя выражение для теплоемкости твердого тела при низких температурах $C = 2\pi^2 \kappa^4 T^3 V / 5 \hbar^3 u^3$ [6] (где \hbar — постоянная Планка; u — скорость звука в теле) при параметрах: $T = 4$ К, $V = 10^{-5}$ см³, $\tau_t = 1$ с, $l = 1$ см, $u = 6 \cdot 10^5$ см/с, найдем, что условие (4) будет выполняться для $H < 2 \cdot 10^{-3}$ г/с.

Ошибка измерения средней длины элемента с точки зрения нерелятивистской квантовой теории измерений может быть сделана сколь угодно малой при реальных шумовых температурах измерительного прибора и конечном времени усреднения [7]. Для этого необходимы импульсные измерения мгновенной координаты точно через половину периода колебаний. Релятивистские эффекты ограничивают точность такого измерения на уровне \hbar/mc_0 (c_0 — скорость света).

Технически проще реализуется непрерывное измерение длины. Однако в этом случае существует принципиальный предел ошибки измерения средней длины, равный

$$\Delta x_H = (\kappa T_{ш} / \omega_e \kappa \tau)^{1/2} \geq (\hbar / \kappa \tau)^{1/2} \quad (5)$$

($T_{ш}$ — шумовая температура измерителя, ω_e — частота несущей). Используя (5), найдем инструментальный предел чувствительности приемника излучения к среднему за время $\tau > \tau_t$ потоку:

$$\Delta W_H \geq (3/\gamma\tau_t) (\kappa T_{ш} EV / \omega_e \tau)^{1/2} \geq (3/\gamma\tau_t) (\hbar EV / \tau)^{1/2}.$$

Следовательно, может быть $\Delta W_H < \Delta W_0$, если

$$T_{ш} < \frac{4}{9} \gamma^2 \omega_e \tau_t C T^2 / EV. \quad (6)$$

В случае взятых выше значений параметров и частоте несущей $\omega_e = 10^{10} \text{ с}^{-1}$ $T_{\text{ш}}$ не должна превышать 20 К. Однако при $T < 1$ К и $\tau_T = 1$ с из (6) получим $\kappa T_{\text{ш}} / \hbar \omega_e < 1$, что противоречит положениям квантовой механики. Преодолеть это квантовое ограничение можно, используя импульсный метод измерения средней длины [7].

Следовательно, в принципе специфический предел чувствительности ДПИ может быть сделан сколь угодно малым (до $\Delta x_{\text{ш}} > \hbar / mc_0$). По нашим оценкам реально вследствие технических причин (трения, электрических флуктуаций) специфический предел чувствительности ДПИ при современном уровне экспериментальной техники может быть ниже ΔW_0 только при $T_0 > 4$ К.

Перспективными тепловыми приемниками являются болометры, работающие при температуре перехода в сверхпроводящее состояние, и глубоко охлаждаемые полупроводниковые болометры [8]. Их специфические пределы чувствительности связаны с электрическими шумами болометрического сопротивления и с его разогревом измерительным током.

За счет стационарного разогрева болометрического сопротивления до $T > T_0$ флуктуации теплообменного потока возрастают (ср. (1)). Уравнение теплового баланса болометра:

$$C \frac{dT}{dt} = -P(T, t) + P_0(T_0, t) + P_I(T, t) + W, \quad (7)$$

где P и P_0 — тепловые потоки мощности, соответственно отдаваемой и поглощаемой болометром, P_I — выделяемое в болометре джоулево тепло, W — измеряемый поток. P, P_0, P_I — случайные функции времени, средние значения которых обозначим соответственно $\bar{P}(T), \bar{P}_0(T_0), \bar{P}_I(T)$.

Разложив функции \bar{P}, \bar{P}_I в ряд до членов первого порядка малости в окрестности стационарной температуры T_B , получим из (7)

$$C \frac{dT}{dt} + (T - T_B) G_{\text{эф}} = W_0(T_0, t) - W_B(T_B, t) + W_I(T_B, t) + W, \quad (8)$$

где

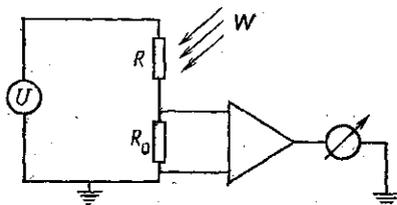
$$G_{\text{эф}} = \left(\frac{\partial \bar{P}}{\partial T} - \frac{\partial \bar{P}_I}{\partial T} \right)_{T=T_B},$$

а T_B удовлетворяет уравнению

$$\bar{P}(T_B) = \bar{P}(T_0) + \bar{P}_I(T_B), \quad (9)$$

W_0, W_B, W_I — случайные функции времени со средним значением, равным нулю. В границах применимости (8) ($T - T_B \ll T_B$) флуктуации потока W_B не зависят от эффективного коэффициента теплопроводности $G_{\text{эф}}$ и равны флуктуациям потока от болометра, нагретого до температуры T_B . Флуктуации потока джоулева тепла в принципе могут быть много меньше флуктуаций других потоков, поэтому в дальнейшем будем ими пренебрегать.

Вследствие разогрева болометра измерительным током стационарная температура T_B всегда будет выше равновесной T_0 , и, следовательно, в принципе в болометрах не может быть достигнут термодинамический предел (2). Однако при достаточно большом темпера-



турном коэффициенте сопротивления β разогрев может быть относительно слабым. Минимальная рассеиваемая мощность измерительного тока определяется электрическими флуктуациями в цепи болометра и в усилителе. Используя эквивалентную схему, приведенную на рисунке, при времени измерения $\tau > \tau_T$ найдем

$$(\bar{P}_I)_{\min} = (4\kappa T_{\text{ш}} G_{\text{эф}}^2 / \beta^2 \Delta W_{\beta} \tau) \frac{R_0 + R}{R_0}, \quad (10)$$

где $T_{\text{ш}}$ — шумовая температура схемы, ΔW_{β} — требуемая чувствительность к потоку излучения, R — сопротивление болометра, R_0 — эквивалентное сопротивление цепи. Величина $G_{\text{эф}}$ зависит от P_I и в случае указанной схемы равна

$$G_{\text{эф}} = G - \beta \bar{P}_I \frac{R_0 - R}{R_0 + R} \quad \left(G = \frac{\partial \bar{P}}{\partial T} \right).$$

Согласно (9) при чисто излучательном теплообмене будет

$$\bar{P}_I(T_B) = G_B(T_B - T_0), \quad (11)$$

где

$$G_B = \sigma S (T_B^2 + T_0^2) (T_B + T_0).$$

Следовательно,

$$G_{\text{эф}} = G \left[1 - \frac{1}{4} \beta \left(1 + \frac{T_0^2}{T_B^2} \right) \left(1 + \frac{T_0}{T_B} \right) (T_B - T_0) \frac{R_0 - R}{R_0 + R} \right].$$

Поскольку $T_0/T_B \approx 1$, с достаточной для оценок точностью можно считать

$$G_{\text{эф}} \approx G \left[1 - \beta (T_B - T_0) \frac{R_0 - R}{R_0 + R} \right] \text{ и } G_B \approx 4\sigma S T_B^3 = G.$$

$$\text{В случае } \left| \beta (T_B - T_0) \frac{R_0 - R}{R_0 + R} \right| \ll 1$$

будет $G_{\text{эф}} \approx G$ и из (10) и (11) получим

$$\Delta W_{\beta}^2 \approx (4\kappa T_{\text{ш}} G / \beta^2 (T_B - T_0) \tau) \frac{R_0 + R}{R_0}.$$

Если шумовая температура усилителя $T_{\text{у}} < T_B$, то

$$T_{\text{ш}} \frac{R_0 + R}{R_0} \gtrsim T_B \text{ и}$$

$$\Delta W_{\beta}^2 \gtrsim 4\kappa T_B^2 G / \beta^2 T_B (T_B - T_0) \tau. \quad (12)$$

Следовательно, при

$$\beta^2 T_B (T_B - T_0) < 1$$

предел чувствительности болометра, обусловленный электрическими шумами, будет выше термодинамического (см. (1)).

Величина (12) как функция T_B имеет минимум при $T_B = (4/3) T_0$ (если β считать заданным, а $G \sim T_B^3$). Для этого случая получим

$$(\Delta W_{\beta}^2)_{\min} = 38\kappa G_0 / \beta^2 \tau. \quad (13)$$

(Учет зависимости β от T_B изменит лишь численный множитель в (13).)

Определим условия, при которых специфический предел чувствительности ΔW_p может быть ниже термодинамического предела (2). Из (10) и (11) найдем, что $\Delta W_p < \Delta W_0$ при

$$T_B G_{\text{эф}}^2 / \beta^2 G (T_B - T_0) < G_0 T_0^2. \quad (14)$$

Неравенство (14) может быть выполнено в следующих случаях:

1. При $G_{\text{эф}} \ll G_0$, т. е. при $\left| \beta (T_B - T_0) \frac{R_0 - R}{R_0 + R} \right| \approx 1$. Однако снижение специфического предела в этом случае достигается в режиме, близком к самосгоранию болометра, и сопровождается увеличением времени тепловой релаксации $\tau_T = C/G_{\text{эф}}$.

2. При $G_{\text{эф}} \approx G > G_0$, но $\beta T_0 \gg 1$.

Если $|\beta (T_B - T_0) (R_0 - R) / (R_0 + R)| \ll 1$, то при $T_B = (4/3) T_0$ найдем, что $\Delta W_p < \Delta W_0$ будет при $|\beta T_0| > 3$. У полупроводниковых болометров при низких температурах [9] $\beta \approx 4/T$. Следовательно, для них согласно (12) $\Delta W_p \approx \Delta W_0$.

В случае сверхпроводящих болометров сравнение их специфической чувствительности с ΔW_0 не имеет смысла, так как их рабочая температура задана температурой перехода в сверхпроводящее состояние. Предел чувствительности этих болометров будет близок к соответствующему пределу ΔW_T , т. е. не будет зависеть от электрических флуктуаций, если $\beta T_B \gg 1$. У современных сверхпроводящих болометров величина β достигает нескольких десятков обратных градусов. Достигнутая чувствительность, однако, в несколько раз превышает ΔW_T [10] из-за избыточных шумов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Low F. J., Hoffman A. R. The detectivity of cryogenic bolometers.—Appl. Opt., 1963, 2, p. 649—650. [2] Low F. J. Low-temperature germanium bolometer.—J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, p. 1300—1304. [3] Lewis W. B. Fluctuations in streams of thermal radiation.—Proc. Phys. Soc., 1947, 59, p. 34. [4] Jones R. W. The detection of thermal radiation.—Proc. Roy. Soc., 1959, A 249, p. 10. [5] Брагинский В. Б., Манукин А. Б. Измерение малых сил в физическом эксперименте.—М.: Наука, 1974, с. 16—29. [6] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика.—М.: Физматгиз, 1976, с. 221—224. [7] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. Квантовые особенности пондеромоторного измерителя электромагнитной энергии.—ЖЭТФ, 1977, 72, с. 10. [8] Тепловые приемники излучения. Материалы конференции.—Л., 1978, 40 с. [9] Инфракрасные методы в космических исследованиях. Под ред. В. И. Мороза.—М.: Энергия, 1977, 384 с. [10] Clarke J., Richards P. L., Yeh N. H. A composite superconducting transition edge bolometer.—Appl. Phys. Lett., 1977, 30, p. 664—666.

Поступила в редакцию
31.08.79

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1981, Т. 22, № 5

УДК 533.951

СИНХРОНИЗАЦИЯ ЧАСТОТЫ СТРАТ ПУТЕМ МОДУЛЯЦИИ ТОКА РАЗРЯДА

П. С. Ланда, Н. А. Сухотскова

(кафедра общей физики для мехмата)

Синхронизация частоты страт впервые наблюдалась А. А. Зайцевым [1, 2] при включении в цепь разряда источника переменного тока. Впоследствии это явление использовалось во многих работах для получения дисперсионных характеристик страт в области самовозбужде-