

РАДИОФИЗИКА

УДК 537.868:536.3

РЕЗОНАНСНЫЙ БОЛОМЕТР

Г. В. Белокопытов, Т. В. Красюк

(кафедра физики колебаний)

Рассмотрены характеристики резонансного болометра — приемника излучения, действие которого основано на измерении температурной зависимости параметров реактивного элемента, включенного в колебательный контур с высокой добротностью. С учетом тепловой обратной связи установлены оптимальные условия накачки и теплоотвода. Проведены оценки вольт-ваттной чувствительности и шумов для болометров с СВЧ-накачкой, в контур которых включены активные элементы — криогенные диэлектрические резонаторы из танталата калия и титаната стронция.

В качестве приемников теплового излучения широко применяются резистивные болометры, активным элементом которых является термочувствительное омическое сопротивление. Факторы, определяющие их характеристики, а также вопросы оптимизации этих приборов изучены достаточно полно [1—3]. Известны также предложения использовать в качестве болометров системы с термочувствительными реактивными элементами [4—7]. Однако динамические и шумовые характеристики последних исследованы недостаточно, что сдерживает возможные применения.

Настоящая работа посвящена анализу работы резонансного болометра — приемника излучения, термочувствительный реактивный элемент которого включен в колебательный контур. В добротной колебательной системе малые изменения собственной частоты приводят к большим изменениям амплитуды вынужденных колебаний, благодаря чему можно достигнуть высокой чувствительности [5]. Роль резонансного болометра может выполнять и распределенный элемент — диэлектрический резонатор, изготовленный из материала, который обладает малым уровнем потерь и высокой диэлектрической проницаемостью, существенно зависящей от температуры.

Низкочастотные характеристики

Работу резонансного болометра описывают уравнения колебаний и теплопроводности. Для сосредоточенной системы с температурно-чувствительным конденсатором уравнение вынужденных колебаний заряда имеет вид

$$\ddot{q} + \frac{\omega_f}{Q} \dot{q} + \omega_f^2 (1 - a_e T_e) q = \frac{U}{L} \cos \omega t, \quad (1)$$

где ω_f — собственная частота контура при температуре $T_e = 0$, Q — его добротность, $a_e = \frac{1}{C} \frac{dC}{dT}$ — температурный коэффициент емкости, L — индуктивность и U — амплитуда напряжения накачки, или смещения, задаваемого генератором гармонических колебаний с частотой ω . При описании тепловых процессов будем пренебрегать неоднородностью распределения температуры в активном элементе и исходить из уравнения теплового баланса в виде

$$C_T \dot{T}_e = -GT_e + P_d + P_e(t), \quad (2)$$

где C_T — теплоемкость и G — коэффициент теплоотдачи. Нагрев активного элемента происходит вследствие поступления в него тепловой мощности $P_c(t)$ от сторонних источников, а также за счет выделения тепла диэлектрических потерь P_d , которые имеют место в любом реальном реактивном элементе. В отсутствие электрических колебаний и тепловых источников стационарная температура $T_e=0$.

Пусть на активный элемент поступает тепловая мощность:

$$P(t) = P_b + P_m \cos \Omega t, \quad (3)$$

где P_b — постоянный фон, а P_m — амплитуда теплового сигнала. Это вызывает периодический нагрев, так что

$$T_e = T_0 + T_m \cos(\Omega t - \varphi_T). \quad (4)$$

Обычно для тепловых приемников время установления переходных электрических процессов существенно меньше периода модуляции излучения:

$$\Omega \ll \omega_f / Q. \quad (5)$$

При этом электрический режим можно считать квазистационарным, $q(t) = q_0 \cos(\omega t - \varphi_0)$, где амплитуда вынужденных колебаний при данной температуре успевает принять установившееся значение

$$q_0 = \left(\frac{QU}{L\omega^2} \right) (1 + \xi^2 Q^2)^{-1/2}, \quad (6)$$

где $\xi = 1 - \omega_f^2 / \omega^2$ — расстройка. В то же время, рассматривая тепловой режим, можно полагать

$$P_d = K q_0^2, \quad (7)$$

где K — доля потерь в конденсаторе по отношению к общим потерям в контуре, для сосредоточенного контура $K = r\omega / 2CQ$. Из уравнений теплового баланса с учетом (3), (4) и (7) находим

$$\begin{aligned} GT_0 &= P_b + K q_0^2, \\ P_m &= (G_{ef}^2 + \Omega^2 C_T^2)^{1/2} T_m, \end{aligned} \quad (8)$$

где $G_{ef} = G - dP_d/dT_e$. Поскольку нагрев термочувствительного элемента производится не только мощностью сигнала, но и мощностью диэлектрических потерь, которая в свою очередь зависит от температуры, то в системе имеет место тепловая обратная связь. Если мощность диэлектрических потерь возрастает с температурой, то она частично компенсирует увеличение отвода тепла от датчика к термостату, т. е. обратная связь положительна. При этом $G_{ef} < G$ и происходит рост температурной чувствительности $r_T = dT_m/dP_m$. Напротив, при $dP_d/dT_e < 0$ обратная связь отрицательна: $G_{ef} > G$, а r_T уменьшается.

Тепловая обратная связь имеет место и в резистивных болометрах [2, 8], где она рассматривается как вредный эффект, способный привести к «самосгоранию». В резонансных системах с термочувствительными реактивными элементами нагрев выше температуры, определяемой равенством $\omega_f(1 - a_e T_0) = \omega$, приводит к расстройке колебательного контура, так что чрезмерного роста рассеиваемой мощности не происходит. Нетрудно установить, что

$$\frac{dP_d}{dT_e} = 2K q_0 \frac{dq_0}{dT_e} = - \frac{2K q_0^2 a_e \xi Q^2}{1 + \xi^2 Q^2}. \quad (9)$$

Таким образом, уровнем тепловой обратной связи можно управлять, регулируя напряжение и частоту накачки. В частности, при $dP_d/dT_e = G$ возможна полная компенсация тепловых потерь в системе. Для этого необходимо, чтобы $a_e \xi < 0$. Мощность накачки, при которой достигается компенсация, минимальна при $|\xi| = Q^{-1}$ и равна

$$P_{th} = Kq_0^2 = G/|a_e|Q. \quad (10)$$

При этом стационарный нагрев приводит к повышению температуры до значения $T_0 = 1/|a_e|Q$. Как известно, следствием нагрева, зависящего от амплитуды колебаний, является нелинейная тепловая расстройка, из-за которой резонансные кривые колебательного контура приобретают характерное искажение и при $Kq_0^2 = P_{th}$ становятся неоднозначными [9, 10].

Вольт-ваттная чувствительность определяется равенством $r_v = dU_0/dP_m$, где $U_0 = q_0/C$ — амплитуда напряжения накачки на активном элементе. С учетом тождества $r_v = (dU_0/d\xi)(d\xi/dT_e)(dT_e/dP_m)$:

$$r_v = U_e a_e r_T [1 + Q^2 \xi^2 / (1 + Q^2 \xi^2)], \quad (11)$$

где $U_e = QU / (1 + Q^2 \xi^2)^{1/2}$ — амплитуда напряжения с частотой ω на конденсаторе. Можно представить (11) в альтернативной форме:

$$r_v = \frac{1}{C} \frac{dq_0}{dT_e} \left[\Omega^2 C_T^2 + \left(G - 2Kq_0 \frac{dq_0}{dT_e} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (12)$$

Порог обнаружения для болометра ограничивается флуктуациями, из которых фундаментальными, неустраняемыми являются флуктуации температуры активного элемента и тепловые электрические шумы. При этом, согласно [5, 8], мощность P_n , эквивалентная шумовому фону, определяется из соотношения

$$P_n^2 / \Delta f = 4kT^2 G + \frac{4kT \operatorname{Re} Z(\omega)}{|r_v|^2}, \quad (13)$$

где $Z(\omega)$ — импеданс колебательного контура на частоте накачки, Δf — полоса частот индикатора.

Обсудим условия, при которых реализуются наибольшие значения вольт-ваттной чувствительности $|r_v|$ и минимальный уровень шума. Из (11) очевидно, что локальные максимумы имеются как при положительных, так и при отрицательных расстройках ξ , если $|\xi|Q = 1$. При этом чувствительность болометра равна

$$r_{vm} = r_T U_e a_e Q / 2. \quad (14)$$

В случае отрицательной обратной связи ($a_e \xi > 0$) можно, исходя из (12) и (9), установить, что максимум вольт-ваттной чувствительности по отношению к тепловому потоку, модулированному с заданной частотой Ω , достигается при условии $Kq_0^2 = P_-$, где

$$P_- = (F^2 + 1)^{1/2} P_{th}, \quad (15)$$

$F = \Omega C_T / G$. При этом вольт-ваттная чувствительность оказывается равной

$$r_v^- = \frac{Q}{2G} \sqrt{\frac{2a_e G}{r_0 C}} \frac{2}{((F^2 + 1)^{1/2} + 1)^{1/2}}. \quad (16)$$

На низких частотах ($F \ll 1$) $r_v^- \sim G^{-1/2}$, а на высоких ($F \gg 1$) вольт-ваттная чувствительность практически не зависит от G . Таким образом,

для уменьшения диэлектрических флуктуаций (второй член в (14)), так же как и для уменьшения температурных флуктуаций, оказывается целесообразным добиваться возможно более низкого коэффициента теплоотдачи G . Фактически пределы уменьшения G оказываются ограниченными не только из-за неустранимых теплотерь за счет излучения, но и вследствие того, что при малых G рассеяние в активном элементе мощности P приводит к чрезмерно большому нагреву. В результате этого происходит сильная расстройка колебательной системы, а также рост шумов.

В случае положительной обратной связи формальный анализ на основе (12) и (9) показывает, что максимум r_0 достигается в условиях неустойчивости ($G < 2Kq_0 dq_0/dT_e$), которые физически не реализуются. Если ограничиться работой в заведомо устойчивом режиме, следует полагать $Kq_0^2 \rightarrow P_{th}$ (но $Kq_0^2 < P_{th}$). Это обеспечивает отсутствие скачков на амплитудно-частотной характеристике нелинейного резонанса, т. е. безгистерезисный режим. Максимальная вольт-ваттная чувствительность при этом равна

$$r_0^+ = \frac{Q}{2\Omega C_T} \sqrt{\frac{2a_e G}{r\omega C}}. \quad (17)$$

Поскольку уровень температурных флуктуаций (первый член в (14)) растет пропорционально G , а вклад электрических флуктуаций убывает как $|r_0|^{-2} \sim P_{cr}^{-1} \sim G^{-1}$, то минимум P_n достигается, если величина коэффициента теплоотдачи G принимает оптимальное значение:

$$G_0 = \Omega C_T \sqrt{\frac{2r}{a_e T Q^3}}. \quad (18)$$

При этом

$$P_n^2/\Delta f = 8kT^{3/2}\Omega C_T \sqrt{\frac{r}{a_e Q^3}}. \quad (19)$$

Диэлектрические резонаторы в качестве СВЧ-болометров

В данном разделе приводятся оценки основных характеристик резонансных болометров на основе диэлектрических резонаторов СВЧ. Их применение в приемниках излучения имеет преимущества по сравнению с низкочастотными сосредоточенными контурами, поскольку резонансные свойства оказываются сконцентрированными в одном диэлектрическом образце и отпадает необходимость в стабильной катушке индуктивности с малыми потерями и, более того, не требуется какой-либо гальванический контакт с высокочастотными цепями.

Впервые сегнетоэлектрический болометр с СВЧ-накачкой был предложен и реализован в работе [11], при этом в качестве чувствительного элемента использовался кристалл ТГС, однако вследствие больших диэлектрических потерь система имела малую добротность и чувствительность. Для создания высокочувствительных болометров перспективными являются кристаллы KTaO_3 и SrTiO_3 . Будучи виртуальными сегнетоэлектриками, они обладают высокими значениями диэлектрической проницаемости, заметной величиной a_e и наименьшими среди известных сегнетоэлектриков диэлектрическими потерями на СВЧ при криогенных температурах.

В соотношениях предыдущего раздела фигурируют параметры сосредоточенного колебательного контура, в то время как распределен-

ный контур характеризуется резонансной частотой ω_f , добротностью Q (нагруженной) и коэффициентом связи с трактом β . Пересчет указанных величин в параметры эквивалентного сосредоточенного последовательного контура производится посредством формул: $B=(1+\beta)Z_0$, $\omega RC=1/Q$, $LC=\omega^{-2}$, $r=4\beta/(1+\beta)^2$, где Z_0 — характеристический импеданс. Кроме того, в СВЧ-системах удобно вместо q_0 или $U_c=q_0/C$ рассматривать величину мощности волны P , падающей на образец от генератора накачки, согласованного с СВЧ-трактом. Пользуясь [12], нетрудно найти

$$U_c = \frac{q_0}{C} = \left(\frac{8\beta}{1+\beta} \frac{PZ_0Q_f^2}{1+Q_f^2\varepsilon^2} \right)^{1/2} \quad (20)$$

В частности, с учетом этого из (16) и (17) находим

$$r_o^+ = \frac{1}{2\Omega C_T} \sqrt{2(1+\beta)Z_0Ga_eQ^3}, \quad (21)$$

$$r_o^-/r_o^+ = \frac{F}{((F^2+1)^{1/2}+1)^{1/2}}. \quad (22)$$

Результаты расчета характеристик болометров с диэлектрическим резонатором (ДР) из виртуальных сегнетоэлектриков при $f=\omega/2\pi=10$ ГГц представлены в таблице. Данные о диэлектрических

Расчетные характеристики резонаторных СВЧ-болометров

Характеристики	KTaO ₃	SrTiO ₃
T , К	4,2	78
Q_f	$4 \cdot 10^4$	$1 \cdot 10^3$
ε	$4 \cdot 10^3$	$2 \cdot 10^3$
a_e , К ⁻¹	$5 \cdot 10^{-3}$	$2,5 \cdot 10^{-2}$
V , см ³	$6 \cdot 10^{-5}$	$0,5 \cdot 10^{-3}$
C_T , Дж/К	$4 \cdot 10^{-8}$	$3 \cdot 10^{-3}$
Ω , Гц	$1 \cdot 10^2$	$1 \cdot 10^2$
G_{rad} , Вт/К	10^{-12}	$3,5 \cdot 10^{-8}$
G_0 , Вт/К	10^{-11}	$1 \cdot 10^{-5}$
G_{calc} , Вт/К	$2 \cdot 10^{-8}$	$1 \cdot 10^{-5}$
P_{th} , Вт	$1 \cdot 10^{-10}$	$0,4 \cdot 10^{-6}$
ΔT_{th} , К	$5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$
r_o^+ , В/Вт	$1 \cdot 10^9$	10^3
$P_n^2/\Delta f$, Вт ² /Гц	$2 \cdot 10^{-29}$	$7 \cdot 10^{-24}$
r_o^-/r_o^+	12	14

значительный нагрев ДР, что повлечет за собой рост температурных флуктуаций. Поэтому, строго говоря, оптимизация параметров болометра возможна лишь при известном уровне фона [3]. Для получения простой оценки нами взято значение G_{calc} , которое при уровне фона 10^{-9} Вт обеспечивает заведомо малый нагрев ($\Delta T < 0,05$ К).

(ε , a_e , Q_f) и тепловых (G_T) свойствах кристаллов взяты из [13, 14] и [15] соответственно. Для оценки объема активного элемента принято: $v \approx (1/2)(2\pi c/\omega\sqrt{\varepsilon})^3$ что дает значение, близкое к объему сферического резонатора. В зависимости от формы ДР эта величина варьируется в некоторых пределах. В таблице представлены три значения коэффициента теплоотдачи: минимальное, лимитированное излучением ($G_{rad}=A\sigma T^3$, $\sigma=5,87 \cdot 10^{-12}$ Вт $\times$ см⁻².К⁻³ — постоянная Стефана—Больцмана, $A \approx (3/2) \times (2\pi c/\omega\sqrt{\varepsilon})^2$ — площадь поверхности ДР), оптимальное G_0 , в соответствии с (18) при $\beta=1$, а также значение G_{calc} , принятое для расчета чувствительности и шумов. Для SrTiO₃ при 78 К взято $G_{calc}=G_0$, для KTaO₃ при 4,2 К значение G_0 оказывается слишком малым, так что фоновое излучение, которое, как правило, превышает величину $P_b \approx 10^{-9}$ Вт, способно вызвать

Полученные для криогенных болометров с KTaO_3 значения чувствительности и порога обнаружения близки к параметрам, достигнутым в лучших полупроводниковых и сверхпроводниковых приемниках [8, 16]. При этом важно то, что малый уровень шума сохраняется вплоть до сравнительно высоких частот. Так, при увеличении Ω с 10^2 до $2 \cdot 10^5$ Гц уровень $P_{\pi^2}/\Delta f$ возрастает вдвое, а значение r_v хотя и падает на 3 порядка ($r_v^+ \sim \Omega^{-1}$), но все еще остается высоким ($r_v \approx 0,5 \cdot 10^6$ В/Вт). Кроме того, резонаторам на виртуальных сегнетоэлектриках свойственны высокая устойчивость к электрическим и тепловым перегрузкам и нечувствительность к магнитному полю.

Интересно, что в режиме отрицательной тепловой обратной связи оптимальная вольт-ваттная чувствительность резонаторного болометра при достаточно высокой частоте модуляции Ω ($F = \Omega C_T / G > \sqrt{3}$) оказывается большей, чем при положительной обратной связи. Причина заключается в том, что при отрицательной обратной связи вынуждающая сила имеет большую амплитуду ($P_- > P_{cr}$), и рабочий режим болометра соответствует резонансной кривой с большей крутизной. (В линейном контуре крутизна резонансной кривой пропорциональна амплитуде вынуждающей силы, нелинейные расстройки теплового происхождения ведут к тому, что r_v^- не растет неограниченно, а принимает максимальное значение при конечном уровне накачки $Kq_0^2 = P_-$.) К сожалению, высокую вольт-ваттную чувствительность при отрицательной обратной связи не удастся в полной мере использовать на высокой частоте Ω : поскольку при $F \gg 1$ $P_- \approx FP_{th}$ (15), при этом происходит сильный нагрев чувствительного элемента.

Разумеется, проведенные оценки являются идеализированными, и в реальных болометрах следует учитывать влияние фоновой подсветки W_f и нестабильности накачки.

Установленные закономерности справедливы и в случаях, когда активным элементом болометра является индуктивность. Так, в [6, 17] предлагалось использовать в приемниках теплового излучения температурную чувствительность индуктивности сверхпроводниковых пленок. Однако на пути реализации индуктивного болометра серьезные затруднения вызывает проблема эффективного включения малой индуктивности в колебательную систему.

Заключение

В работе выяснен механизм взаимодействия колебаний в болометрах с температурно-чувствительными реактивными элементами. Это взаимодействие проявляется для колебаний температуры как тепловая обратная связь, а для электромагнитных — как нелинейный резонанс. Анализ позволил указать в качестве перспективного пути создания малошумящих болометров с высокой чувствительностью в расширенном (до 10^5 Гц) интервале частот применение в схемах с СВЧ-накачкой высокодобротных криогенных диэлектрических резонаторов из виртуальных сегнетоэлектриков — танталата калия и титаната стронция. По сравнению с полупроводниками и сверхпроводниками активным элементам из этих кристаллов свойственны устойчивость к магнитному полю. Недостаточно обнадеживающие результаты прежних попыток реализации подобных устройств были обусловлены в первую очередь тем, что не учитывались особенности их динамики.

Следует отметить, что резонансный метод повышения чувствительности в системах с СВЧ-смещением исследовался ранее применительно к полупроводниковым фоторезисторным приемникам излучения [18,

19]. Однако, поскольку действие этих приемников основано не на термическом эффекте, влияние тепловой обратной связи при их анализе не учитывалось. Более того, как уже указывалось, режим положительной обратной связи в приемниках с резистивным чувствительным элементом неприемлем. Вместе с тем, отрицательная тепловая обратная связь может быть полезной и в резонансных приемниках с резистивными элементами, поскольку позволяет повысить чувствительность при высоких частотах модуляции.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Панкратов Н. А., Нарыкин Н. И., Макарова И. П. // Тепловые приемники излучения. Л., 1980. С. 7. [2] Брагинский В. Б., Бюхнер И., Воронцов Ю. И. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1981. 22, № 5. С. 31. [3] Corio N. // Infrared. Phys. 1976. 16, N 4. P. 411. [4] Hanel R. A. // J. Opt. Soc. Am. 1961. 51, N 2. P. 220. [5] Singh V. P., Vander Ziel A. // Ferroelectrics. 1977. 15, N 3/4. P. 135. [6] Naugle D. G., Porter W. A. // Proc. of Special Meeting on Unconventional Infrared Detectors. Ann Arbor, Michigan, 1971. [7] Maserjian J. // Appl. Opt. 1970. 9, N 2. P. 307. [8] Фотоприемники видимого и ИК диапазонов / Ред. Р. Дж. Кисс. М., 1985. [9] Белокопытов Г. В. // Изв. вузов, Радиофизика. 1986. 29, № 11. С. 1324. [10] Белокопытов Г. В., Гуськов В. П. // Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1984. 27, № 5. С. 14. [11] Девятков М. Н., Дьяконов Г. И. // Тез. докл. II Всесоюз. конф. «Актуальные проблемы получения и применения сегнето- и пьезоэлектрических материалов». М., 1984. С. 447. [12] Альтман Дж. Устройства СВЧ. М., 1968. [13] Иванов И. В. и др. // Изв. вузов, Физика. 1981. 24, № 8. С. 6. [14] Белокопытов Г. В., Иванов И. В., Решетников М. Е. // ФТТ. 1984. 26, № 8. С. 2543. [15] Lawless W. N. // Ferroelectrics. 1980. 24. P. 327. [16] Chin M. A. // J. Appl. Phys. 1977. 48, N 7. P. 2723. [17] Бюхнер И. Дис. ... канд. физ.-мат. наук. М. (МГУ, физ. ф-т), 1980. [18] Lee S. J., Van der Ziel A. // Physica. 1973. 67. P. 119. [19] Баскаков А. Н., Козарь А. В., Пирогов Ю. А. // Изв. вузов, Радиоэлектроника. 1976. 19, № 9. С. 62.

Поступила в редакцию
10.02.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 4

УДК 621.385.63

ПУСКОВЫЕ РЕЖИМЫ РЕЛЯТИВИСТСКИХ КАРСИНОТРОНОВ С УЧЕТОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЭЛЕКТРОННОГО ПОТОКА С ПОПУТНОЙ ВОЛНОЙ

А. Ф. Александров, С. Ю. Галузо, А. М. Кузнецов

(кафедра физической электроники)

В линейном приближении анализируется взаимодействие электронного потока с полем электродинамической системы релятивистского карсинотрона. В работе кроме взаимодействия потока с полем (-1) -й пространственной гармоники встречной волны учитывается поле 0 -й пространственной гармоники попутной волны, наличие которой связано с особенностями конструкции карсинотрона, где вывод СВЧ-энергии осуществляется в сторону коллектора электронов. На примере конкретного макета релятивистской ЛОВ продемонстрировано влияние взаимодействия с попутной волной на пусковые условия генератора.

Релятивистские СВЧ-генераторы типа ЛОВ с замедляющей системой в виде цилиндрического волновода с неглубокой синусоидальной гофрировкой стенок (радиус волновода меняется по закону $R(z) = R_w + h \cdot \sin(k_0 z)$, где $k_0 = 2\pi/d$, d — период гофра), так называемые карсинотроны [1–5], нашли широкое применение в качестве источников мощных импульсов высокочастотного излучения. В теоретической