

01

Бистабильность при радиационном теплообмене

© В.И. Рудаков, В.В. Овчаров, В.П. Пригара

Ярославский филиал физико-технологического института РАН
E-mail: vladovcharov@rambler.ru

В окончательной редакции 29 января 2008 г.

Впервые теоретически показана возможность существования бистабильного режима при радиационном теплообмене. Рассчитаны передаточные характеристики радиационно-замкнутой стационарной системы, в которой излучателем является абсолютно черное тело, а в качестве поглотителя выбран материал, у которого поглотительная способность имеет участок резкого возрастания с увеличением температуры. Излучатель и поглотитель разделены вакуумным промежутком. Тепловой обмен системы с окружающей средой регулируется с помощью изменения скорости теплоносителя, охлаждающего поглотитель. Выходным параметром бистабильной системы является температура поглотителя, а входным параметром могут служить как температура излучателя, так и скорость теплоносителя. В зависимости от выбора входного параметра передаточная характеристика системы может иметь обычную или инвертированную S-образную форму.

PACS: 42.65.Pc, 44.40.+a, 61.82.Bg

В настоящее время известно множество примеров неустойчивого поведения открытых тепловых стационарных систем, в которых обмен энергией между элементами системы осуществляется естественным способом с помощью теплообмена. К ним относятся: процессы перехода из метастабильных фаз в стабильные при фазовых переходах первого рода [1]; явления, связанные с переходом от пузырчатого к пленочному кипению [2]; конвективная неустойчивость Рэлея–Бенара [3]; процессы теплового и цепного воспламенения [4] и т.д. В этих системах энергия от источника к объекту подводится с использованием среды посредством кондуктивного или конвективного теплообмена. Однако до сих пор в литературе не встречалось описания неустойчивого поведения открытых стационарных систем, в которых основным видом теплообмена между ее элементами является радиационный теплообмен. В то же

время уже более тридцати лет интенсивно развивается сравнительно новое направление научных исследований, известное как оптическая бистабильность. В оптически бистабильных системах подвод энергии осуществляется искусственным способом с помощью мощного когерентного пространственно локализованного лазерного излучения. Это, прежде всего, явления абсорбционной и дисперсионной бистабильности в интерферометре Фабри-Перо с внешней оптической или гибридной связью [5,6], заполненном средой с нелинейным откликом на лазерное излучение. Далее, явления бистабильности без внешней обратной связи в системах с нарастающим поглощением [5,7,8]. Явления, связанные с бистабильным характером люминесценции при возбуждении примесных комплексов в кристаллических полупроводниках, стеклах и нанопорошках с помощью лазерного излучения [9–11]. Явления самозахвата, самофокусировки/дефокусировки и самоэкранировки в протяженных средах [5,8–13], связанные с поперечной оптической бистабильностью. Анализ условий возникновения бистабильности в оптических системах позволяет сделать предположение о возможности существования бистабильности и в системах с радиационным теплообменом. Целью данной работы является создание теоретической модели тепловой бистабильной системы, в которой теплообмен между ее элементами осуществляется с помощью излучения.

Известно (см., например, [5]), что необходимым условием бистабильного поведения является нелинейная зависимость характеристик системы от ее параметров. При радиационном теплообмене основным параметром, характеризующим состояние элементов системы, служит температура. В частности, от температуры зависит и поглощательная способность [5,7,8,12,14,15] — основная оптическая характеристика материала, отвечающая за его нагрев. Анализ температурной зависимости поглощательной способности металлов, диэлектриков и полупроводников [16] показал, что необходимыми нелинейными свойствами обладают полупроводники и гладкие неокисленные поверхности некоторых металлических сплавов, к которым относятся сталь, нихром и инконель [14].

Рассмотрим радиационно-замкнутую открытую стационарную систему, состоящую из излучателя и поглотителя с вакуумным зазором между ними. Будем моделировать излучатель и поглотитель плоскопараллельными бесконечными пластинами. Для плавного изменения температуры поглотителя введем регулируемый теплоотвод с помощью

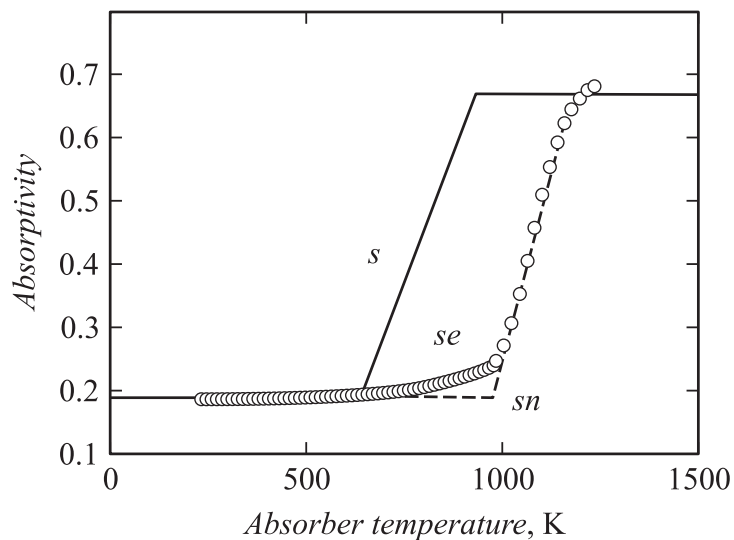


Рис. 1. Графики зависимости поглощательной способности от температуры: $se(T_a)$ — зависимость поглощательной способности инконеля X от температуры поглотителя T_a [14]; $sn(T_a)$ — график функции, аппроксимирующей зависимость $se(T_a)$ по формуле (6); $s(\sqrt{T_r T_a})$ — зависимость поглощательной способности инконеля X от эффективной температуры $\sqrt{T_r T_a}$.

потока теплоносителя: жидкости или газа. При этом скорость теплоносителя, а с ним и коэффициент теплоотдачи поглотителя, может меняться в достаточно широком диапазоне. В качестве поглотителя выбрана тонкая, полированная с рабочей стороны, пластина инконеля X. Характерной особенностью этого материала является участок резкого возрастания поглощательной способности с увеличением температуры [14]. Зависимость его поглощательной способности от температуры представлена на рис. 1 [14]. Обсуждение характеристик материала излучателя будет проведено ниже в процессе теплового расчета.

Для системы, состоящей из двух плоскопараллельных пластин, плотность стационарного теплового потока в приближении серых тел описывается формулой (см., например, [14])

$$q = \sigma \varepsilon_i (T_r^4 - T_a^4), \quad (1)$$

где σ — постоянная Стефана–Больцмана; T_r — температура излучателя; T_a — температура поглотителя;

$$\varepsilon_i = \varepsilon_a / (1 + \varepsilon_a(1/\varepsilon_e - 1)) \quad (2)$$

— приведенная степень черноты излучателя и поглотителя; ε_r — степень черноты излучателя; ε_a — степень черноты поглотителя.

Анализ формулы (2) показывает, что при $\varepsilon_r < 1$ происходит нежелательное сглаживание температурного скачка на графике зависимости $\varepsilon_i(T)$ по сравнению с графиком $\varepsilon_a(T)$. Поэтому обеспечение высокой степени черноты излучателя является важным условием эффективной работы рассматриваемой системы. На практике увеличения степени черноты металлического излучателя до значения, близкого к единице, можно добиться с помощью карбидирования или другой аналогичной технологической операции [14]. Этот факт позволяет выбрать в качестве излучателя для данной системы абсолютно черное тело, степень черноты которого $\varepsilon_b = 1$. Тогда из формулы (2) следует, что $\varepsilon_i = \varepsilon_a$.

Для учета тепловых потерь с нерабочей стороны поглотителя в первом приближении можно воспользоваться принципом независимости конвективного и радиационного потоков. Тогда уравнение теплового баланса пластины поглотителя с числом Био $Bi = hb/\lambda \ll 1$ (b — толщина пластины, λ — ее теплопроводность, h — коэффициент теплоотдачи поглотителя)

$$c\rho b \frac{dT_a}{dt} = q - h(T_a - T_0) - q_1. \quad (3)$$

Здесь ρ и c — соответственно плотность и удельная теплоемкость материала поглотителя; T_0 — температура теплоносителя и одновременно температура T_{ls} ограничивающей поверхности (поверхности, ограничивающей поток теплоносителя в направлении, перпендикулярном его скорости);

$$q_1 = \sigma \varepsilon_i (T_a^4 - T_0^4) \quad (4)$$

— тепловые потери, обусловленные излучением. Здесь $\varepsilon_i = (\varepsilon_{a1}^{-1} + \varepsilon_{ls}^{-1} - 1)^{-1}$ — приведенная степень черноты нерабочей стороны поглотителя и ограничивающей поверхности; ε_{a1} — степень черноты нерабочей стороны поглотителя; ε_{ls} — степень черноты ограничивающей поверхности. Будем полагать, что температура поглотителя одинакова по всей толщине пластины и равна ее среднему значению.

В стационарном случае уравнение (3) примет вид

$$q = h'(T_a - T_0), \quad (5)$$

где $h' = h + q_1/(T_a - T_0)$ — комбинированный коэффициент теплоотдачи. Графическое решение уравнения (5) для случая $T_r = \text{const}$ представлено на рис. 2, а. Поглощательная способность $se(T_a)$ инконеля X аппроксимирована функцией (рис. 1)

$$sn(T_a) = 1.2 \cdot 10^{-3} (|T_a - 980| - |T_a - 1180|) + 0.43. \quad (6)$$

Для уменьшения ошибки, связанной с использованием формулы (1), справедливой в приближении серых тел, вместо T_a в формулу (6) подставлена эффективная температура $\sqrt{T_r T_a}$. Такой подход позволяет получить более корректное описание [14] теплообмена между реальной металлической поверхностью и излучателем с помощью простой формулы для радиационного теплообмена между серыми телами. Полученная при такой замене функция $s(\sqrt{T_r T_a})$ также изображена на рис. 1. Кривая радиационного теплообмена, представляющая левую часть уравнения (5), получена с помощью подстановки $\varepsilon_a = s(\sqrt{T_r T_a})$ в формулу (1).

Меняющимся значениям комбинированного коэффициента теплоотдачи h' соответствует семейство кривых теплоотвода. Если полагать, что поток теплоносителя ограничен трубой прямоугольного сечения, длина которой L гораздо больше ее эффективного диаметра d_e , то в общем виде зависимость h от скорости w теплоносителя для газов и жидкостей может быть представлена соотношением [2]

$$h = \frac{\lambda}{d_e} \text{Nu} = \frac{\lambda}{d_e} \text{const Re}^m \text{Pr}^n, \quad (7)$$

где Nu — число Нуссельта, $\text{Re} = wd_e/\nu$, $\text{Pr} = \nu/\chi$ — число Рейнольдса и Прандтля соответственно; λ — теплопроводность теплоносителя; $d_e = 2b_1$ — эффективный диаметр трубы высотой b_1 и шириной $a \gg b_1$; ν — кинематическая вязкость теплоносителя; χ — его температуропроводность. Показатель степени m в зависимости от природы теплоносителя и числа Прандтля лежит в пределах от 0.8 до 1, а n — от 0.3 до 0.5.

Как видно из формулы (7), коэффициент теплоотдачи h почти линейно зависит от скорости теплоносителя. Выбрав в качестве теплоносителя воздух, получим $h \sim 100\text{--}600 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$. Оценка тепловых потерь

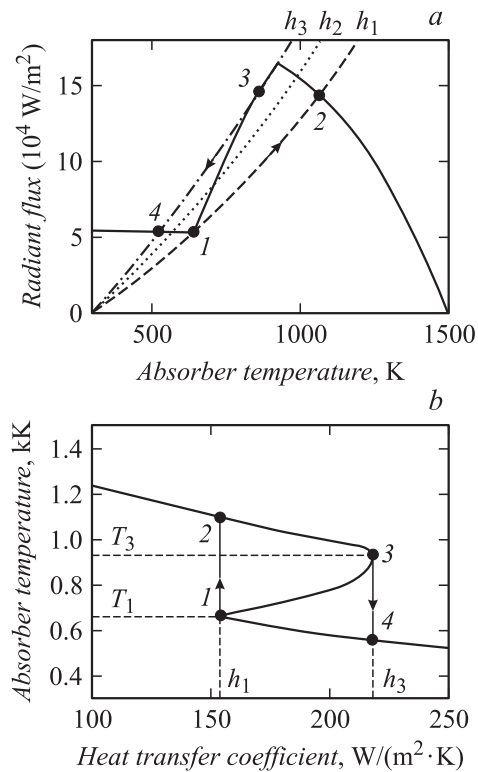


Рис. 2. *a* — графическое решение стационарного уравнения теплового баланса (5) ($h_3 > h_2 > h_1$). При критических значениях коэффициента теплоотдачи $h_1 = 141 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ и $h_3 = 191 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ происходит резкое изменение температуры поглотителя (переходы $1 \rightarrow 2$ и $3 \rightarrow 4$). Промежуточное значение коэффициента $h_2 = 166 \text{ W}/(\text{m}^2 \cdot \text{K})$ соответствует бистабильному режиму. *b* — зависимость температуры поглотителя T_a от коэффициента теплообмена h , соответствующая (*a*).

за счет излучения в рабочем интервале температур показывает, что они сравнимы с тепловыми потерями за счет вынужденной конвекции.

Из рис. 2, *a* видно, что кривая радиационного теплообмена $q(T_a)$ при температуре теплоносителя $T_0 = 300 \text{ K}$ имеет с кривой теплоотвода $h(T_a)$ две точки пересечения при $h = h_1$ и $h = h_3$. Значения h , лежащие

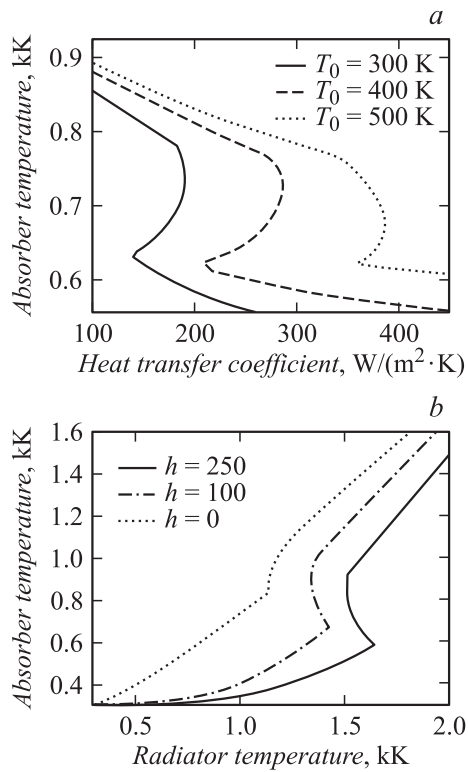


Рис. 3. *a* — семейства кривых, описывающих зависимость температуры поглотителя T_a от коэффициента теплообмена h (параметр — температура теплоносителя T_0); *b* — семейства кривых, описывающих зависимость температуры поглотителя T_a от температуры излучателя T_r (параметр — коэффициент теплообмена h).

в интервале между h_1 и h_3 , соответствуют бистабильному режиму. В этом случае коэффициент теплоотдачи h служит входным параметром бистабильной системы. Выходным параметром служит температура поглотителя T_a . Зависимость $T_a(h)$, установленная с помощью выражения

$$h = \frac{\sigma |s(T_a)(T_r^4 - T_a^4) - \varepsilon'_i(T_a^4 - T_0^4)|}{(T_a - T_0)}, \quad (8)$$

представлена на рис. 2, *b*. Как видно из рис. 2, *b*, передаточная характеристика $T_a(h)$ имеет вид инвертированной S -образной кривой. С увеличением температуры теплоносителя значения h_1 и h_3 возрастают (рис. 3, *a*).

В качестве входного параметра, кроме коэффициента теплоотдачи h , можно также выбрать температуру излучателя T_r . В этом случае получить графическое решение уравнения (5) уже невозможно, так как его левая часть зависит от двух переменных T_a и T_r . Тем не менее зависимость $T_a(T_r)$ легко может быть построена с помощью формулы

$$T_r = \left[T_a^4 + \frac{h(T_a - T_0) + \sigma \varepsilon'_i(T_a^4 - T_{ls}^4)}{\sigma s(T_a)} \right]^{1/4}. \quad (9)$$

Передаточная характеристика, полученная с помощью этого выражения, имеет S -образную форму (рис. 3, *b*). Ширина петли гистерезиса увеличивается с ростом h и с уменьшением температуры теплоносителя.

Таким образом, мы показали, что в системах с радиационным теплообменом, состоящим из излучателя и поглотителя, разделенных вакуумным зазором, возможно существование бистабильного режима. Необходимым условием возникновения бистабильного режима является наличие участка резкого возрастания поглотительной способности материала, выбранного в качестве поглотителя, с увеличением температуры. Выходным параметром бистабильной системы является температура поглотителя, а входным параметром могут служить температура излучателя или скорость теплоносителя, охлаждающего поглотитель. В зависимости от выбора входного параметра передаточная характеристика может иметь обычную или инвертированную S -образную форму. Системы с радиационной бистабильностью могут стать основой для изготовления переключателей в микротермомеханических устройствах.

Список литературы

- [1] Merzhanov A.G., Rumanov E.N. // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. 1173–1211.
- [2] Хаузен X. Теплопередача при противотоке, прямотоке и перекрестном токе. М.: Энергоиздат, 1981.
- [3] Rogers J.L., Schatz M.F. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 85. P. 4281–4284.
- [4] Мержанов А.Г., Руманов Е.Н. // УФН. 1987. Т. 151. С. 553–593.
- [5] Гиббс X. Оптическая бистабильность. Управление светом с помощью света. М.: Мир, 1988.

- [6] *Joshi A., Brown A., Wang H., Xiao M.* // Phys. Rev. A. 2003. V. 67. P. 041801(R).
- [7] *Эпштейн Е.М.* // ЖТФ. 1978. Т. 48. С. 1733–1736.
- [8] *Розанов Н.Н.* // ЖЭТФ. 1981. Т. 80. С. 96–108.
- [9] *Gamelin D.R., Luthi S.R., Gudel H.R.* // J. Phys. Chem. B. 2000. V. 104. P. 11045–11057.
- [10] *Kuditcher A., Hehlen M.P., Florea C.M., Winick K.W.* // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 1898–1901.
- [11] *Redmond S.M., Rand S.C., Olivera S.L.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V. 85. P. 5517–5519.
- [12] *Kip D., Wesner M., Krätzig E.* // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 72. P. 1960–1962.
- [13] *Boyce J., Torres J.P., Chiao R.Y.* // ArXiv:physics. 1999. V. 2. P. 9907039.
- [14] *Зигель Р., Хауэлл Дж.* Теплообмен излучением. М.: Мир, 1975.
- [15] *Ujihara K.* // J. Appl. Phys. 1972. V. 43. P. 2376–2383.
- [16] *Смит Р.А.* Полупроводники. М.: Мир, 1982.