

УДК 621.317.78

В. М. Кузьмичев, канд. физ.-мат. наук,
Н. И. Зинченко,
Р. А. Валитов, д-р техн. наук

ТЕПЛОВЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОНУСНЫХ НАГРУЗКАХ ОПТИЧЕСКИХ КАЛОРИМЕТРОВ

В измерителях энергии одиночных импульсов оптических квантовых генераторов часто используются конусные нагрузки [1—4]. Для обеспечения хорошего поглощения, увеличения верхнего предела измерения, в особенности при наносекундных длительностях оптических импульсов, металлические конусы выполняют с малыми углами раскрытия, что приводит к значительной его длине по сравнению с диаметром основания.

Знание тепловых процессов, протекающих в калориметрической системе после воздействия оптического импульса, позволяет при создании измерителей правильно выбрать конструкцию поглощающего элемента и расположение термочувствительных датчиков, чтобы с минимальной погрешностью реализовать метод замещения в условиях неравномерного распределения поглощенной оптической энергии вдоль конусной нагрузки [3, 4].

Если приемная поверхность поглощающей нагрузки имеет значительные размеры, то при разработке измерителей следует выполнять следующие требования: 1) для измерителя импульсной энергии на каждый термочувствительный элемент должна приходиться одинаковая теплоемкость; 2) для измерителя средней мощности на каждый термочувствительный элемент должна приходиться одинаковая поверхность охлаждения. Если необходимо одним прибором производить измерения энергии и средней мощности, то он должен удовлетворять обоим требованиям.

В настоящей работе рассматриваются тепловые процессы в длинных конусных нагрузках, у которых поперечное сечение материала ω вдоль конуса остается неизменным, что обеспечивает постоянную погонную теплоемкость и требует равномерного распределения идентичных термодатчиков вдоль образующих.

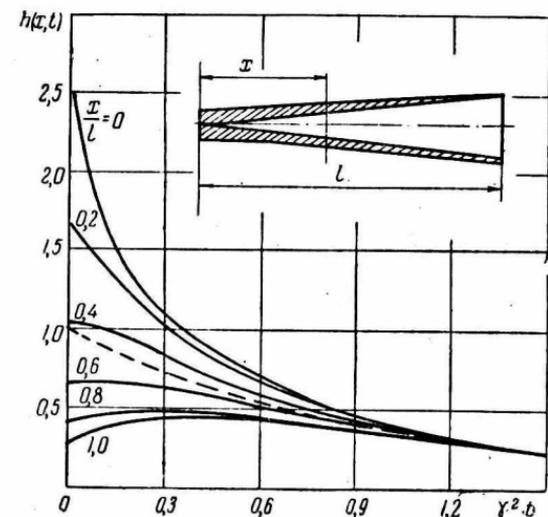
Конусная нагрузка показана на рисунке. Толщина стенки увеличивается от основания к вершине. Теплообмен с окружающей средой в общем случае является переменным по длине конуса, так как изменяются периметр и коэффициент конвективного теплообмена [5]. Но конструктивно, например за счет дополнительного наращивания рассеивающей поверхности к вершине конуса, можно добиться, что общий коэффициент тепло-

обмена с единицы длины нагрузки α будет постоянным.

Распределение поглощенной энергии вдоль конуса с момента $t > 0$ можно представить в виде

$$P(x) = P_0 e^{-\eta \frac{x}{l}}, \quad (1)$$

где η — коэффициент, зависящий от геометрических параметров и физических свойств конуса, а также длины волны поглощаемого излучения, и определяющий неравномерность распределения источников тепла;



P_0 — линейная плотность тепловых источников у вершины конуса;

l — длина конуса;

x — переменная точка по длине конуса.

С учетом предыдущих условий уравнение теплопроводности для конусной нагрузки

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a^2 \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \gamma^2 T + P_1 e^{-\eta \frac{x}{l}}, \quad (2)$$

где

$$a^2 = \frac{k}{c\rho}; \quad \gamma^2 = \frac{\alpha}{\omega_{ср}}; \quad P_1 = \frac{P_0}{\omega_{ср}};$$

c — удельная теплоемкость материала конуса;

ρ — удельная плотность материала конуса;

k — коэффициент теплопроводности материала конуса;

T — приращение температуры относительно окружающей;

t — время.

Начальное условие

$$t = 0; \quad T(x, 0) = 0.$$

Торцевые грани у вершины и основания конуса легко можно теплоизолировать, тогда граничные условия запишутся так:

$$1) x = 0; \frac{dT(0, t)}{dx} = 0; \quad 2) x = l; \frac{dT(l, t)}{dx} = 0. \quad (3)$$

Дифференциальное уравнение теплового баланса (2) будем решать методом интегрального преобразования Лапласа [6]. После применения оператора Лапласа и использования начального условия получим преобразованное уравнение теплопроводности:

$$\frac{d^2 T(x, s)}{dx^2} - \frac{\gamma^2 + s}{a^2} T(x, s) = -\frac{P_1}{sa^2} e^{-\gamma \frac{x}{l}}. \quad (4)$$

(s — некоторая комплексная величина).

Получим обыкновенное неоднородное дифференциальное уравнение второго порядка от одной переменной, решение которого с использованием преобразованных граничных условий имеет вид

$$T(x, s) = \frac{P_1}{s \left[s + \left(\gamma^2 - \frac{a^2 \gamma^2}{l^2} \right)^2 \right]} \times \\ \times \left\{ \frac{\eta \left[e^{-\eta} \operatorname{ch} \sqrt{\frac{\gamma^2 + s}{a^2}} x - \operatorname{ch} \sqrt{\frac{\gamma^2 + s}{a^2}} (l - x) \right]}{\sqrt{\frac{\gamma^2 + s}{a^2}} l \cdot \operatorname{sh} \sqrt{\frac{\gamma^2 + s}{a^2}} l} + e^{-\eta \frac{x}{l}} \right\}. \quad (5)$$

Относительное распределение температуры вдоль конусной нагрузки в зависимости от времени $h(x, t)$ получается после обратного преобразования Лапласа:

$$h(x, t) = \frac{T(x, t)}{T_1} = \frac{\gamma^2 \gamma^2 \left[e^{-\eta} \operatorname{ch} \frac{\gamma}{a} x - \operatorname{ch} \frac{\gamma}{a} l \left(1 - \frac{x}{l} \right) \right]}{(1 - e^{-\eta}) \left(\gamma^2 - \frac{a^2 \gamma^2}{l^2} \right) \frac{\gamma}{a} l \operatorname{sh} \frac{\gamma}{a} l} + \\ + \frac{\eta \gamma^2 e^{-\eta \frac{x}{l}}}{(1 - e^{-\eta}) \left(\gamma - \frac{a^2 \gamma^2}{l^2} \right)} - e^{-\gamma^2 t} + \frac{2\gamma^2 \gamma^2}{1 - e^{-\eta}} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{e^{-\eta} \cos n\pi \frac{x}{l} - \cos n\pi \left(1 - \frac{x}{l} \right)}{\left[\gamma^2 + \left(\frac{an\pi}{l} \right)^2 \right] [(n\pi)^2 + \gamma^2]} e^{-\left[\gamma^2 + \left(\frac{an\pi}{l} \right)^2 \right] t}; \quad (6)$$

$$T_1 = \frac{1}{l} \int_0^l T(x, \infty) dx = \frac{P_0 (1 - e^{-\eta})}{\gamma a} = \frac{P}{al}; \quad (7)$$

T_1 — средняя установившаяся температура;

P — мощность тепловых источников, выделяющаяся во всей нагрузке.

Из выражения (6) видно, что в общем случае температура определяется выбором точки расположения по длине нагрузки

и распределением тепловых источников. Средняя установившаяся температура, определяемая по формуле (7), не зависит от распределения источников тепла и определяется только полной выделяющейся в нагрузку мощностью и полным теплообменом калориметрической системы с внешней средой. Переходная характеристика для средней температуры $h(t)$ также не зависит от распределения источников тепла:

$$h(t) = \frac{1}{l} \int_0^l h(x, t) dx = 1 - e^{-\gamma t}. \quad (8)$$

Если на калориметрическую систему воздействует тепловой импульс, длительность которого значительно меньше тепловой постоянной времени системы $\frac{1}{\gamma^2}$, то импульсную переходную характеристику $h_{\text{имп}}(x, t)$ легко найти [7] из выражений (6):

$$h_{\text{имп}}(x, t) = \frac{d}{dT} \frac{T(x, t)}{T_2} = e^{-\gamma t} + \frac{2\eta^2}{1 - e^{-\eta}} \times \\ \times \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \frac{e^{-\eta \cos n\pi \frac{x}{l}} - \cos n\pi \left(1 - \frac{x}{l}\right)}{(n\pi)^2 + \eta^2} e^{-[\gamma^2 + \left(\frac{n\pi}{l}\right)^2]t}; \quad (9)$$

$$T_2 = \frac{1}{l} \frac{d}{dT} \int_0^l T(x, t) dx = \frac{E_0(1 - e^{-\eta})}{\eta \omega_{\text{ср}}} = \frac{E}{l \omega_{\text{ср}}}, \quad (10)$$

где T — средняя по длине и максимальная по величине температура конусной нагрузки после воздействия короткого теплового импульса;

E_0 — линейная плотность импульсных тепловых источников у вершины конуса;

E — энергия теплового импульса, выделившегося в калориметрической нагрузке.

Переходный тепловой импульсный процесс также зависит от выбора точки по длине нагрузки и распределения источника тепла, а переходный процесс для средней температуры не зависит от распределения источников тепла:

$$h_{\text{имп}}(t) = \frac{1}{l} \int_0^l h_{\text{имп}}(x, t) dx = e^{-\gamma^2 t}. \quad (11)$$

На рисунке показаны рассчитанные по выражению (9) переходные тепловые процессы в различных точках конуса нагрузки для случая $\frac{1}{\gamma^2} = 100$ сек, $\eta = 2,3$; $\frac{a^2}{l^2} \approx 10^{-3} \frac{\text{м}^2}{\text{сек}^2}$. Пунктирной линией — переходный тепловой процесс для средней температуры. Из графиков видно, что при расположении термодатчиков в верхней половине части конуса показания калориметра будут завышаться, а при расположении в нижней

части — занижаться, причем завышение и занижение показаний значительно зависит от величины η . В верхней части конусной нагрузки начальная стадия остывания будет проходить довольно быстро из-за утечки тепла через теплопроводность материала к основанию, а в нижней части — довольно медленно из-за притока тепла от вершины, а у самого основания температура повышается, проходит через пологий максимум и потом спадает. Тепловой регулярный режим устанавливается после интервала времени, равного приблизительно $\frac{2}{\gamma^2}$ после воздействия оптического импульса. Для средней температуры тепловой регулярный режим начинается сразу после воздействия оптического импульса. Полученные результаты согласуются с экспериментальными данными, приведенными в работе [3].

Рассмотренные тепловые процессы в конусных нагрузках показывают, какие требования необходимо выполнить, чтобы калориметрический измеритель одиночных импульсов излучения ОКГ имел минимальную систематическую ошибку неэквивалентности тепловых потерь и более равномерную зональную характеристику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Нестеренко В. М. Измеритель энергии миллисекундных импульсов ОКГ типа ИЭК-1 и методы определения погрешности измерений.— Сб. «Импульсная фотометрия». Вып. 1. Л., 1969, с. 29—36.
2. Боровицкий С. И. Макет калориметрического прямопоказывающего измерителя энергии импульсов и средней мощности ОКГ.— Сб. «Импульсная фотометрия». Вып. 1. Л., 1969, с. 48—51.
3. Калориметрический измеритель импульсной энергии и мощности ОКГ средних и больших уровней.— Сб. «Импульсная фотометрия». Вып. 1. Л., 1969, с. 37—48. Авторы: Н. Г. Кокодий, В. М. Кузьмичев, Н. И. Зинченко и др.
4. В. F. Scott. I. Sci. Instr., 1966, vol. 43, № 10, p. 685—687.
5. М. А. Михеев. Основы теплопередачи. М.—Л., Госэнергоиздат, 1949. 415 с.
6. А. В. Лыков. Теория теплопроводности. М., «Высшая школа», 1967. 599 с.
7. М. И. Конторович. Операционное исчисление и нестационарные явления в электрических цепях. М., Гостехиздат, 1953. 228 с.