информации об изменении параметров состояния объекта и окружающей его среды. Быстродействие ММ компенсирует потери времени на анализ достоверности показаний сети датчиков.

Экономичность модернизации АСП достигается дешевизной ММ и их включением в уже существующую на объекте АСП или систему управления объектом, использованием стандартных узлов и устройств, простым обслуживанием, осуществлением пробных пусков без обработки защищаемого объекта ОА; обеспечением безопасной эвакуации персонала объекта из аварийных помещений и сохранностью материалов, оборудования при минимально необходимом вихревом тушении. Предлагаемая модернизация АСП по качеству превосходит другие возможные варианты, поэтому именно ММ перспективны для быстрого, усиления защиты особо важных объектов атомных электростанций, химических, нефтегазовых, военных предприятий и объектов.

Научная корректность и готовность к практическому внедрению предлагаемого проекта подтверждается результатами последних успешных, показательных испытаний системы ММ, расставленных полу кругом вокруг цели и сосредоточивших свои залпы по локальному, мощному пожару. Описано более убедительное испытание, корректно имитирующие вспышку при утечке ракетного топлива на стартовой позиции, или вспышку горящих активных химически материалов с последующим взрывом в порту г. Тянцзин, Китай и ТНТ экв 500т. Имитирована аварийная вспышка путем объемной дефлаграции жидкого горючего с образованием вспышки со «временем жизни» 3сек и успешным ее тушением во втором эксперименте на 2-ой секунде существования огненного шара. впервые показана реальная возможность предотвращения катастрофической ситуации на различных стадиях ее развития – возникновение возгораний, быстроразвивающийся пожар, дефлаграционная вспышка – разрушительный взрыв в начальной стадии.

УДК 536.46: 539.3: 454.3

О ПРИРОДЕ БЫСТРОПРОТЕКАЮЩИХ ПРОЦЕССОВ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТЕПЛОВЫХ ВОЛН В СПЛОШНЫХ СРЕДАХ

И. С. Зорин[1], Б. А. Зимин[2], Ю. В. Судьенков[1]

[1]*Санкт-Петербургский государственный университет,*
[2]*Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова*

Представлены результаты исследования нестационарных процессов в задачах обобщенной термомеханики сплошных сред. Основные из них заключаются в обосновании стадийности процесса передачи и распространения тепловой энергии в сплошных средах, характеризующихся связностью упругих и термических свойств. Такие материалы находят широкое применение в аэро-, гидро-, термомеханике и современной технике и технологиях.

Введение. Исследования в областях изучения процессов формирования температуры, распространения тепловых потоков и передачи тепловой энергии в сплошных средах начались еще с трудов Ньютона, Эйнштейна, Фурье, Стокса, Рэлея и других [1, 2] ученых, и имеют продолжение в современной науке и технике.

Существует достаточно много актуальных моделей [3 – 5] процессов передачи тепла, которые обобщают формулы Фурье и устраняют противоречия классической теплопроводности и термоупругости сплошных сред. Однако быстропротекающие процессы исследованы недостаточно полно. Развитие современной техники, лазерных технологий дают новый экспериментальный материал о быстрых переходных процессах в сплошных средах.

Основным методом исследования служит асимптотический подход [6, 7] к моделированию быстропротекающих процессов в термоупругой сплошной среде. Актуальность такого метода определяется тем фактом, что численные методы и методы интегральных преобразований, даже при современном уровне вычислительной техники, не дают представления об особенностях стадий развития быстрых процессов, их качественного анализа.

Вывод и обоснование уравнений движения. Классический закон Фурье [1] распространения тепла описывается дифференциальным уравнением параболического типа:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} \tag{1}$$

Здесь $\chi = \lambda \backslash \rho c_v$, $\rho -$ плотность материала среды, $c_v -$ удельная теплоемкость при постоянном объеме, $\lambda -$ коэффициент теплопроводности.

Уравнение (1) не учитывает динамику переноса тепла для быстропротекающих процессов, например, при аэродинамическом отрыве [8].

В этой связи вводится в рассмотрение обобщение [5] закона Фурье, содержащее время релаксации теплового потока:

$$\tau \frac{\partial q}{\partial t} + q \ = \lambda \nabla T \tag{2}$$

Здесь $q -$ тепловой поток, $\tau -$ время релаксации теплового потока.

Совместное рассмотрение (2) и уравнения сохранения энергии

$$\rho c_v \frac{\partial T}{\partial t} + div q \ = 0 \tag{3}$$

приводит к гиперболическому уравнению распространения тепла:

$$\chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \tau \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} \tag{4}$$

Приведем, в качестве обоснования, другой вывод уравнения (4). Именно, применим принцип Гамильтона-Остроградского [3]. Тогда

$$\boldsymbol{\delta} \iint \boldsymbol{\mathcal{L}}(T, t, \frac{\partial T}{\partial t}, \frac{\partial T}{\partial x}) dx dt = 0 \tag{5}$$

Лагранжиан (5) выбирается в форме:

$$\boldsymbol{\mathcal{L}}(T, t, \frac{\partial T}{\partial t}, \frac{\partial T}{\partial x}) = \left[\frac{\rho c_v \tau}{2}\left(\frac{\partial T}{\partial t}\right)^2 - \frac{\lambda}{2}\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)^2\right] \exp({}^{t}\!/_{\tau}) \tag{6}$$

Уравнение Эйлера-Лагранжа для (6) можно представить в виде:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial T} - \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial T}{\partial t}}\right) - \frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \frac{\partial T}{\partial x}}\right) = 0 \tag{7}$$

Уравнение (7), очевидно, приводит к полученному выше уравнению (4).

Многомасштабные автомодельные решения. Асимптотические представления.

1) Малые времена.

Рассматриваются частные решения уравнения (4), описывающие процессы возникновения и затухания тепловых волн в сплошной среде. Заменой координат

$$t' = \frac{t}{\tau}, \qquad x' = \frac{x}{\sqrt{\chi \tau}} \tag{8}$$

уравнение (4) преобразуется к виду:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} + \frac{\partial T}{\partial t} \tag{9}$$

Для построения автомодельных решений уравнения (9) проводится замена [9]

$$t = \tau, \ \xi = \frac{x^n}{\tau}, \ \ T = \tau^m f(\xi, \tau) \tag{10}$$

Тогда уравнение (9) принимает вид:

$$\left[\xi^2 - n^2 (\tau\xi)^{\frac{2n-2}{n}}\right] \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} + \left[2(1-m) - \tau - (n-1)(n\tau)^{\frac{2n-2}{n}} \xi^{\frac{-2}{n}}\right] \xi \frac{\partial f}{\partial \xi} + [m(m-1) + m\tau] f - \tau \left[2\xi \frac{\partial^2 \mathrm{f}}{\partial \tau \partial \xi} - (2\mathrm{m} + \tau)\frac{\partial f}{\partial \tau}\right] + \tau^2 \frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} \ = 0 \tag{11}$$

Для исследования волнового процесса в (11) следует положить $n = 1, m = -1$, в результате

$$[\xi^2 - 1]\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} + [4-\tau]\,\xi\,\frac{\partial f}{\partial \xi} + [2-\tau]f - \tau\left[2\xi\frac{\partial^2 f}{\partial \tau\,\partial \xi} + (2m+\tau)\frac{\partial f}{\partial \tau}\right] + \tau^2\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} \quad (12)$$

Представление решений такого уравнения отыскиваются в виде асимптотического ряда

$$f(\xi,\tau) \sim f_0(\xi) + \tau f_1(\xi) + \tau^2 f_2(\xi) + \cdots \quad (13)$$

Сохраняя в (13) первые два слагаемых, приходим к рекуррентной системе уравнений

$$(\xi^2-1)f_0'' + 4\xi f_0' + 2f_0 = 0$$

$$(\xi^2-1)f_1'' + 2\xi f_1' - f_0 - 2\xi f_0' = 0 \quad (14)$$

Решение этой системы представляется в виде:

$$f_0 = \frac{2}{\xi^2-1},\ \ f_1 = -\frac{1}{\xi^2-1} \quad (!5)$$

Значит, решение уравнения (9) принимает вид

$$T_0 = \frac{f_0}{\tau} = \frac{2t}{x^2-t^2} \quad (16)$$

и является решением волнового уравнения

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 T}{\partial t^2} \quad (17)$$

Последнее описывает начальный процесс распространения тепловой волны, его решение в следующем приближении имеет вид:

$$T_1 = \frac{(f_0 + \tau f_1)}{\tau} = \frac{2t-t^2}{x^2-t^2} \quad (18)$$

Тем самым, из условия $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ вытекает равенство $x_{max} = {t}/{\sqrt{t-1}}$, которое показывает, что линия максимальной температуры возникает прн $t > \tau$, то есть времен, превышающих время релаксации теплового потока.

2) Большие времена.

При больших временах ($t \gg \tau$) представления пункта **1** перестают быть справедливыми, поскольку равномерного асимптотического разложения не существует. Поэтому примем в (10)

$$m = -\frac{1}{2}, n = 2$$

Тогда формула (9) примет вид:

$$\left[\xi^2\frac{1}{\tau} - 4\xi\right]\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} + \left[3\frac{1}{\tau} - 1\right]\xi\,\frac{\partial f}{\partial \xi} + \left[\frac{3}{4\tau} - \frac{1}{2}\right]f - 2\xi\frac{\partial^2 f}{\partial \tau\,\partial \xi} + (\tau - 1)\frac{\partial f}{\partial \tau} + \tau\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = 0 \quad (19)$$

Представляем решение в виде асимптотического ряда по обратным степеням τ .

Для f_0 и f_1 находим:

$$f_0 = \exp(-\frac{\xi}{4}),\ \ f_1 = (\frac{3}{8} - \frac{1}{16}\,\xi^2)\exp(-\frac{\xi}{4}) \quad (20)$$

Для нулевого приближения получаем

$$T_0 = \frac{\exp(-\frac{x^2}{4t})}{\sqrt{t}} \quad (21)$$

А это – решение параболического уравнения (1). Линия максимальной температуры определяется из (16) и выражается формулой $x = \sqrt{2t}$.

Для следующего приближения имеем:

$$T_1 = \frac{1}{\sqrt{t}}(1 + \frac{3}{8}t^{-2}x^2 - \frac{1}{16}x^4 t^{-3})\exp(-\frac{x^2}{4t}) \quad (22)$$

Линия для определения линии максимальной температуры выражается теперь формулой:

$$x \cong \frac{t\sqrt{8}}{\sqrt{4t-15}} \quad (23)$$

Заключение. В работе показано, что применение вариационного принципа Гамильтона-Остроградского позволяет вывести дифференциальное уравнение гиперболического типа в задаче о распространении тепла в сплошных средах. Асимптотический анализ этого уравнения показывает, что последнее описывает тепловую волну, которая возникает и распространяется для времен, меньших времени релаксации теплового потока τ .

При этом амплитуда волны возрастает от начала процесса, достигает максимума, а затем убывает, формируя при $t \to \infty$ температуру в сплошной среде и начальное условие для температурной задачи. Затухающая акустическая ветвь согласуется со спектром классической задачи температуропроводности.

Работа выполнена при поддержке гранта РНФ № 15-19-00-182.

Библиографический список

1. *Maxwell J. C.* On the dynamical theory of gases.// Philos. Trans. R.Soc. London. 157. 49 (1867).
2. *Стретт Дж. В.* Теория звука. Т.1. М. ГИТТЛ, 1955.
3. *Cattaneo C.* Sur uneforme de l'equation de la chaleureliminant le paradoxed'une propagation instantanee // ComptesRendus Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 247. P. 431 – 433.
4. *Vernotte P.* Les paradoxes de la theorie continue de l'equation de la chaleur // ComptesRendus Acad. Sci. Paris. 1958. Vol. 246. P. 3154 – 3155.
5. *Лыков А. В.* Теория теплопроводности. М. Высшая школа, 1967.
6. *Ильин А. М.* Согласование асимптотических разложений решений краевых задач. М.: Наука, 1989.
7. *Nayfeh A., Nemat-Nasser S.* Thermoelastic waves in solids with thermal relaxation.//Acta Mechanica 12, 1971, p. 53 – 69.
8. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Гидродинамика. М.: Физматлит. 2015.
9. *Бубнов В. Л.* О тепловых волнах // ТВТ. 1987. т. 20. № 5. С. 912 – 915.

УДК 520.6

СОВРЕМЕННЫЕ ЗВЕЗДНЫЕ ДАТЧИКИ

А. В. Кададова

Балтийский государственный технический университет «Военмех» им. Д. Ф. Устинова

Раннее поколение звездных датчиков (ЗД), работало только по нескольким ярким звездам с уже известным положениями. Подобные датчики, имели систему наведения на яркий объект и систему удержания направления на захваченный объект. Раннее поколение звездных датчиков (ЗД), работало только по нескольким ярким звездам с уже известным положениями. Подобные датчики, имели систему наведения на яркий объект и систему удержания направления на захваченный объект.

Позже ЗД появились на борту космических аппаратов (КА). Например, применялись на корабле «Восток» для выравнивания КА вдоль орбиты. Информация, поступающая от большинства ЗД этого поколения, обрабатывалась не на борту КА, а передавалась на землю вместе с общей телеметрией. Расчет ориентации осуществлялся на земле и позже сообщался на КА.

Современные ЗД, определяющие местонахождение КА сравнивая фото наблюдаемого участка звездного неба с хранящимся в памяти бортового компьютера звездным каталогом, начали применяться в конце 1980-х гг. Этот этап наступил с появлением матричных приемников излучения: ПЗС (*сокр.* от «прибор с зарядовой связью) и КМОП (*сокр.* от «комплементарные металл-оксидные полупроводники») матриц. Основное отличие современные ЗД в том, что они не нуждаются в предварительном построении ориентации другими приборами и способны определить положение аппарата вне зависимости от участка неба, в которое их направят.

Современный ЗД работает следующим образом: оптическая систем при помощи объектива ЗД создает фото участка звездного неба на ПЗС-приемнике, расположенном в фокальной плоскости. В течение некоторого времени приемник накапливает получаемые излучение, а