

# ПРИРОДА РОСТА ЭНТРОПИИ В УДАРНЫХ И ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛНАХ

М.Я. Иванов, В.К. Мамаев, В.Л. Семенов

*Центральный Институт Авиационного Моторостроения им. П.И. Баранова  
111116, Авиамоторная ул. 2, Москва, Россия,*

Выполнен углубленный анализ природы роста энтропии и потерь полного давления в ударных и детонационных волнах. В первой части работы представлено теоретическое решение этого важного вопроса. В качестве теоретического метода выбран традиционный феноменологический подход термодинамики и газовой динамики с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии. Во второй части работы представлена регистрация излучения ударных волн в лабораторных условиях. С помощью специальных экспериментов показано, что видимое глазом свечение ударных волн возникает при достижении достаточно высоких значений температуры торможения газового потока - свыше 1000 К и это свечение соответствует традиционному равновесному сплошному спектру теплового излучения (спектру излучения абсолютно черного тела). Приведен ряд характерных примеров регистрации роста энтропии в ударных и детонационных волнах и струях.

## Введение

Вопрос природы роста энтропии не нашел к настоящему времени своего достаточно полного решения. В 5-м томе известного десятитомного курса теоретической физики Л.Д. Ландау и Е.М. Лифшица в § 8 (стр. 48) читаем: «Вопрос о физических основаниях монотонного возрастания энтропии остается, таким образом, открытым. Не имеет ли его происхождение космологической природы и не связано ли оно с общей проблемой начальных условий в космологии?» [1]. Российский патриарх теоретической физики В.Л. Гинзбург проблему возрастания энтропии вообще относит к первой среди «великих» нерешенных проблем физики. В ведущем отечественном журнале «Успехи Физических Наук» (т. 169, стр. 435), говоря о трех «великих» нерешенных проблемах, он пишет: «Во-первых, речь идет о возрастании энтропии, необратимости и «стреле времени». Во-вторых, эта проблема интерпретации и понимания квантовой механики. И, в-третьих, это вопрос о связи физики с биологией и, конкретно, проблема редуccionизма» [2].

В первой части работы представлено теоретическое решение вопроса природы роста энтропии. При его решении важным является выбор основных законов, описывающих динамику движения среды. Нами в качестве основы к описанию среды выбран традиционный феноменологический подход термодинамики и газовой динамики с использованием законов сохранения массы, импульса и энергии. Выполненный анализ опирается на расширенный класс обобщенных решений квазилинейных уравнений газовой динамики и интегральные законы сохранения [3,4].

Известно, что класс обобщенных решений помимо традиционных классических гладких решений включает соотношения на разрывах. В нашем случае анализа ударных и детонационных волн или при наличии внешнего подвода тепла к потоку газа класс обобщенных решений исходных квазилинейных уравнений расширяется. Однако постановка проблемы рассматривается лишь для небольшой простейшей части феноменологической теории термогазодинамики (без химических реакций, фазовых переходов и т.п.). Определяющими факторами анализируемых обобщенных решений являются рост энтропии и непосредственно связанное с ним наличие потерь полного давления. Для анализируемых обобщенных решений с потерями полного давления энтропия не является функцией состояния, и нет оснований для применения метода термодинамических потенциалов.

Во второй части работы представлена регистрация излучения ударных волн в лабораторных условиях. Для теоретического объяснения наблюдаемых явлений свечения скачков уплотнения в опубликованных ранее работах были привлечены гипотезы

неравновесной релаксации во фронте ударной волны [5], либо вторичные экзотермические процессы рекомбинации продуктов распада исходных молекул [6]. Нами с помощью специальных экспериментов показано, что видимое глазом свечение ударных волн и свечение самой струи возникает при достижении достаточно высоких значений температуры торможения газового потока - свыше 1000 К и это свечение может соответствовать традиционному равновесному сплошному спектру теплового излучения (спектру излучения абсолютно черного тела). В заключении статьи приведен ряд характерных примеров регистрации роста энтропии в ударных и детонационных волнах и струях.

### 1. О квазилинейных уравнениях феноменологической термодинамики

Анализ свойств уравнений феноменологической термодинамики традиционно проводят на основе первого и второго начал (см., например, [7-9]), которые здесь запишем в «мощностной форме», используя общепринятые обозначения

$$\frac{\delta Q}{\delta t} = T \frac{ds}{dt} = \frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right). \quad (1.1)$$

Соотношение (1.1) выполняется для квазистатических обратимых процессов и является исходным энергетическим соотношением термодинамики. По поводу уравнения (1.1) в своей работе С.К. Годунов [4] справедливо указывает, что в изложениях термодинамики «доказательство существования универсального интегрирующего множителя уравнения притока тепла термически однородных систем проводится только на основании исследования энергетических уравнений, не представляющих собой замкнутой системы».

Важно также подчеркнуть принципиальный вопрос, состоящий в том, что использование соотношения (1.1) при решении термодинамических задач не позволяет получать обобщенные решения квазилинейных уравнений, включающих потери полного давления. Выполнение (1.1) обеспечивает справедливость теоремы «живых сил», которая в нашем случае может быть записана в форме уравнения

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2} \right) + \frac{\bar{q}}{\rho} \text{grad} p = 0. \quad (1.2)$$

Уравнение теоремы «живых сил» (1.2) выводится простым скалярным умножением векторного уравнения движения

$$\frac{d\bar{q}}{dt} + \frac{1}{\rho} \text{grad} p = 0 \quad (1.3)$$

на вектор скорости  $\bar{q}$ . Векторное уравнение (1.3) включает в трехмерном случае три скалярных покомпонентных законов сохранения импульса, которые легко представляются в дивергентной форме. При их интегрировании требуется удовлетворить трем граничным условиям для трех компонент скорости. В то же время при решении скалярного уравнения, выражающего теорему «живых сил» (1.2), нельзя в общем случае удовлетворить указанным трем граничным условиям. Уравнение (1.2) не сводится к форме дивергентного дифференциального или интегрального законов сохранения. Из (1.2) можно получить не дивергентное уравнение изменения удельной кинетической энергии  $q^2/2$  («живой силы») вдоль струйки тока

$$\frac{\partial}{\partial t} \left( \rho \frac{q^2}{2} \right) + \operatorname{div}(\rho \bar{q} \frac{q^2}{2}) + \bar{q} \cdot \operatorname{grad} p = 0 \quad (1.4)$$

Применение теоремы «живых сил» (1.2) или уравнения изменения удельной кинетической энергии (1.4), также как и использование соотношения (1.1) не позволяет получать термодинамически согласованные обобщенные решения тепловых задач с потерями полного давления. Уравнения (1.2) и (1.4) не обладают свойством галилеевой инвариантности, являются скалярными и имеют смысл, по терминологии С.К. Годунова [4], термодинамически не замкнутых «энергетических уравнений». Термодинамически не замкнутые уравнения в общем случае не позволяют удовлетворить трем скалярным уравнениям сохранения импульса.

В настоящей работе рассматривается полная замкнутая система квазилинейных уравнений термодинамики, следующая из интегральных балансовых законов сохранения массы, импульса и энергии. Для фиксированного по времени объема  $\omega$  с границей  $\gamma$  она записывается в виде [10]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\omega} \rho d\omega &= - \iint_{\gamma} \rho \bar{q} \cdot \bar{n} d\gamma \\ \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\omega} \rho \bar{q} d\omega &= - \iint_{\gamma} (p \cdot \bar{n} + \rho \bar{q} (\bar{q} \cdot \bar{n})) d\gamma \\ \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{\omega} \rho \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) d\omega &= - \iint_{\gamma} \left( p + \rho \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \right) \bar{q} \cdot \bar{n} d\gamma + \iiint_{\omega} \rho \frac{\delta Q}{\delta t} d\omega \end{aligned} \quad (1.5)$$

где  $\bar{n}$  - единичный вектор внешней нормали к  $\gamma$ . Остальные используемые обозначения в (1.5) являются общепринятыми. Определяющим термодинамическим процессом этой системы является присутствие в объеме  $\omega$  удельного подвода тепла  $Q$  со скоростью  $\delta Q/\delta t$ . В частности, это слагаемое моделирует подвод тепла при горении за детонационной волной. При моделировании ударных волн данное слагаемое отсутствует. Из интегральных соотношений (1.5) следует дивергентная форма дифференциальных уравнений неразрывности, сохранения импульса и энергии в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho \bar{q}) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho \bar{q} + \operatorname{div} \Pi &= 0 \end{aligned} \quad (1.6)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ \rho \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \right] + \operatorname{div} \left[ \left( p + \rho \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \right) \bar{q} \right] = \rho \frac{\delta Q}{\delta t}.$$

Системы уравнений (1.5) и (1.6) замыкаются уравнением состояния

$$\varepsilon = \varepsilon(p, \rho). \quad (1.7)$$

Дифференциальные соотношения (1.6) в дивергентной форме вместе с (1.7) справедливы для обобщенных решений уравнений газовой динамики при наличии подвода тепла.

## 2. О моделировании потерь полного давления

Осуществим теперь сопоставление приведенной математической формулировки нашей задачи (1.5) или (1.6) с первым и вторым началами термодинамики (1.1), отмечая на каждом этапе справедливость соответствующих преобразований. Продифференцируем левую часть уравнения энергии из (1.3), допуская соответствующую гладкость решений,

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \rho \bar{q} \operatorname{grad} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) \operatorname{div}(\rho \bar{q}) + \operatorname{div}(p \bar{q}) = \rho \frac{\delta Q}{\delta t}.$$

При выполнении уравнения неразрывности, сокращения на величину  $\rho$  и перехода к полной производной приходим к соотношению

$$\frac{d}{dt} \left( \varepsilon + \frac{q^2}{2} \right) + \frac{1}{\rho} \operatorname{div}(p \bar{q}) = \frac{\delta Q}{\delta t}. \quad (2.1)$$

Такую форму принимает дифференциальный закон сохранения энергии при использовании замкнутой математической формулировки рассматриваемого теплового. Далее, с учетом уравнения неразрывности из (1.6) соотношение (2.1) сводится к виду

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2} \right) + \frac{\bar{q}}{\rho} \operatorname{grad} p = \frac{\delta Q}{\delta t}. \quad (2.2)$$

Соотношение (2.2) показывает, что подводимое со скоростью  $\delta Q/\delta t$  тепло к частице среды, движущейся со скоростью  $\bar{q}$ , затрачивается на возрастание удельной внутренней энергии (со скоростью  $d\varepsilon/dt$ ), на изменение квазистатической работы (слагаемое  $p d(1/\rho)/dt$ ), на изменение удельной кинетической энергии (со скоростью  $d(q^2/2)/dt$ ) и на величину дополнительной мощности, производимой силами давления  $\bar{q}(\operatorname{grad} p)/\rho$ , отсутствующую обычно в энергетических соотношениях термодинамики. При этом дополнительная мощность, производимая силами давления в форме выражения  $\bar{q}(\operatorname{grad} p)/\rho$ , в общем случае трехмерная величина. Уравнения (2.1) и (2.2) позволяют моделировать возникновение потерь полного давления при подводе тепла к движущемуся потоку газа.

Основным выводом проведенных преобразований является тот факт, что для рассматриваемого процесса подвода тепла к движущемуся потоку газа на гладких решениях выполняется соотношение (2.2), отличающееся в общем случае от первого начала термодинамики для квазистатических обратимых процессов (1.1). Основываясь на соотношении (2.2) дадим ответ на ряд важных теоретических вопросов. Первый вопрос состоит в формулировке условий выполнения еще одного закона сохранения газовой динамики, а именно закона сохранения энтропии. С этим основным вопросом связаны другие три важные вопроса: о «механическом» уравнении энергии (теореме «живых сил»), о потерях полного давления и об аналоге знаменитой «ошибки Римана» в термодинамике. С целью достаточно полного ответа на сформулированные вопросы начнем с некоторого расширения понятия обобщенных решений, а именно, с расширения этого понятия на случаи гладких решений квазилинейных уравнений, включающих описание потерь полного давления.

Рассматриваемые нами обобщенные гладкие решения, включающие описание потерь полного давления, удовлетворяют соотношению (2.2). Из (2.2) следует, что обобщенные гладкие решения при  $\delta Q/\delta t = 0$  преобразуются в решения

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) + \frac{d}{dt} \left( \frac{u^2}{2} \right) + \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = 0. \quad (2.3)$$

Из уравнения (2.3) имеем два уравнения: для расчета роста энтропии

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \sigma > 0, \quad (2.4)$$

и для расчета величины возникающих потерь полного давления

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{u^2}{2} \right) + \frac{u}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} = -\sigma < 0. \quad (2.5)$$

Из соотношения (2.4) при  $\sigma = 0$  вводя понятие энтропии  $s$  с помощью (1.1) и интегрирующего множителя  $1/T$ , получаем дополнительный закон сохранения энтропии

$$\frac{ds}{dt} = 0, \quad (2.6)$$

который легко можно свести к дивергентной и интегральной формам закона сохранения. Из соотношения (2.5) при  $\sigma = 0$  путем сокращения на  $u$  также приходим к уравнению импульсов.

Выполненный анализ позволяет дать ответы на поставленные нами выше принципиальные вопросы. Первый вопрос, сформулированный С.К. Годуновым, состоит в формулировке условий выполнения еще одного закона сохранения газовой динамики, а именно закона сохранения энтропии. Из соотношений (2.1)-(2.6) следует, что дополнительный закон сохранения энтропии (2.7) выполняется, как это хорошо известно, для обратимых процессов, когда с необходимостью отсутствуют потери полного давления. Потери полного давления, возникающие либо на разрывах, либо при подводе тепла к движущемуся потоку газа демонстрируют не выполнимость закона сохранения энтропии (2.6). Знаменитая «ошибка Римана» состояла в использовании закона сохранения энтропии при получении соотношений для скачка уплотнения. Аналогичную ошибку допускает традиционная феноменологическая термодинамика при использовании соотношения (1.1). Здесь мы также получаем ответ на вопрос о «механическом» уравнении энергии (теореме «живых сил»). При наличии роста энтропии и потерь полного давления теорема «живых сил» (1.2) не выполняется, энтропия не является функцией состояния, и нет оснований для применения метода термодинамических потенциалов (а также некоторых других известных подходов термодинамики, использующих энтропию как функцию состояния).

В случае термодинамических задач с подводом тепла мы рассматриваем гладкие обобщенные решения термодинамически согласованных систем уравнений (1.5) или (1.6). При этом подводимое тепло удобно разделить на два слагаемых ( $Q = Q_1 + Q_2$ ) и вместо (2.2) записать

$$\frac{d\varepsilon}{dt} + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\delta Q_1}{\delta t}, \quad (2.7)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{q^2}{2} \right) + \frac{\bar{q}}{\rho} \operatorname{grad} p = \frac{\delta Q_2}{\delta t}. \quad (2.8)$$

Соотношение (2.8) определяет потери полного давления при подводе тепла [11]. Здесь интересным моментом является то, что сами значения  $Q_1$  и  $Q_2$  определяются в ходе решения полной задачи и зависят от задаваемых граничных условий.

Для определения потерь полного давления запишем законы сохранения через традиционные газодинамические функции (например, в форме, используемой для одномерного проектировочного термогазодинамического расчета ГТД [11]). Рассмотрим тепловые потери только при подводе количества тепла  $Q$  к потоку газа в канале с поперечным сечением  $F$ . Одномерные законы сохранения (1.5) или (1.6) потоков массы (постоянство расхода  $G$ ), импульса (постоянство величины  $Gu + pF$ ) и энергии ( $Gc_p T^*$ ) для двух сечений канала 1 и 2 имеют вид [11]

$$\begin{aligned} G &= \frac{m_2 p_2^* q(\lambda_2) F_2}{\sqrt{R_2 T_2^*}} = \frac{m_1 p_1^* q(\lambda_1) F_1}{\sqrt{R_1 T_1^*}}, \\ Gu + pF &= \frac{\kappa_2 + 1}{2\kappa_2} Ga_{кр.2} z(\lambda_2) = \frac{\kappa_1 + 1}{2\kappa_1} Ga_{кр.1} z(\lambda_1), \\ Gc_{p2} T_2^* &= Gc_{p1} T_1^* + \Delta Q. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Здесь  $p^*$  и  $T^*$  – полные значения давления и температуры,  $p$  – статическое давление,  $u$  – скорость,  $R$  – газовая постоянная,  $\kappa$  – показатель адиабаты и использованы две газодинамические функции [11] – приведенная плотность потока массы  $q(\lambda)$  и приведенный поток импульса  $z(\lambda)$ . Соотношения (2.9) для простейшего случая канала постоянного сечения и неизменных свойств газа сводятся к элементарным соотношениям [11]

$$\frac{T_2^*}{T_1^*} = 1 + \nu = \theta, \quad \nu = \frac{Q}{Gc_p T_1^*}, \quad \frac{p_2^*}{p_1^*} = \frac{q(\lambda_1)}{q(\lambda_2)} \sqrt{\theta}, \quad z(\lambda_2) = z(\lambda_1) / \sqrt{\theta}. \quad (2.10)$$

Эти одномерные соотношения наглядно показывают необходимость аккуратного учета тепловых потерь и связанных с ними потерь полного давления.

Продemonстрируем теперь наглядным графическим способом для стационарного одномерного случая потери полного давления (2.10) в плоскости  $(p, 1/\rho)$ . На рис.1 показана диаграмма подвода тепла в цикле Брайтона [11] при применении соотношений (1.1) и (2.1). Отрезок прямой ОА показывает линию постоянства полного давления при подводе тепла  $Q$ , отрезок ЕС – отвечает подводу этого же количества тепла  $Q$  к движущемуся потоку без потерь полного давления (аналог «ошибки Римана»), отрезок ЕГ – реальный подвод тепла с потерями полного давления, отрезок ОВ – изменение потерь

полного давления при реальном подводе тепла с потерями полного давления, линия АВ отвечает постоянной температуре торможения, кривые e, f, g – адиабаты.

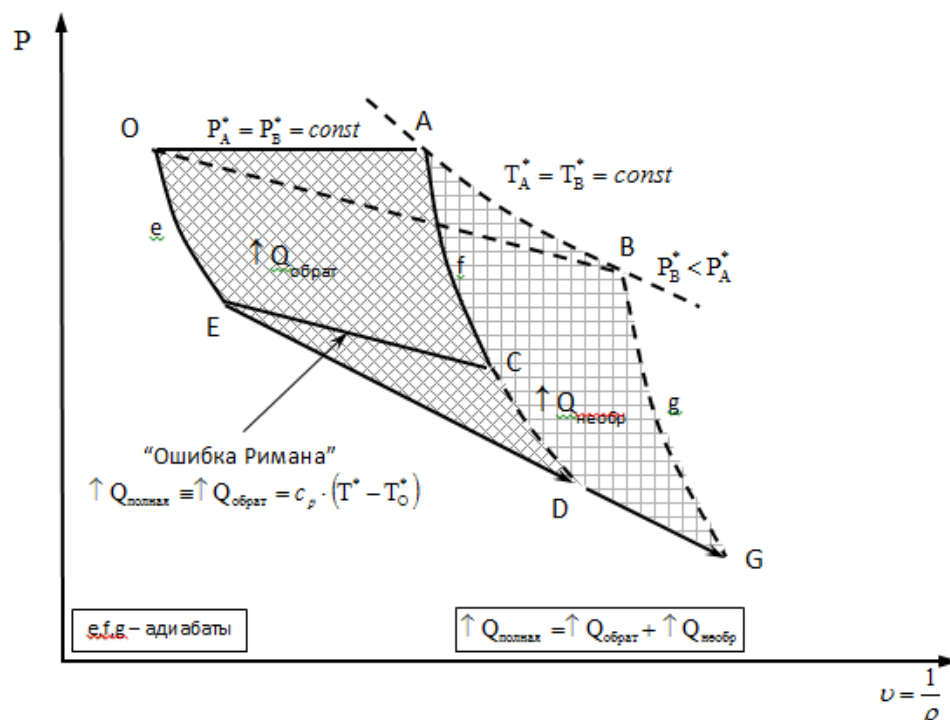


Рис.1. Диаграмма подвода тепла при применении соотношений (1.1) и (1.9).

Потери полного давления появляются в процессе подвода тепла или в процессе сжатия движущегося газа (при пересечении характеристик в пространственно-временной плоскости). В последнем случае связь давления с плотностью выражается адиабатой Гюгонио. Для стационарного процесса подвода тепла в той же плоскости  $p$  и  $v=1/\rho$  переход из одного состояния в другое осуществляется по лучам Михельсона (аналогично процессу подвода тепла при дефлаграционном сгорании). Угол наклона прямой Михельсона в плоскости  $(p, 1/\rho)$  определяется соотношением

$$m^2 = (p_2 - p_1)/(1/\rho_1 - 1/\rho_2).$$

С указанными весьма заметными потерями связан, в частности, тот факт, что при согласовании узлов газогенератора современных и перспективных высокотемпературных ТРДД применяют повышенные степени сжатия компрессоров. В настоящее время при термодинамической увязке ТРДД описанные в статье дополнительные потери в большинстве случаев игнорируются.

### 3. Тепловое излучение высокотемпературных струй и скачков

изложения результатов принципиальных экспериментов по тепловому излучению высокотемпературных газовых струй, скачков уплотнения и высоконапорных струй жидкости (конденсированной среды). Указанные принципиальные эксперименты непосредственно связаны с практикой создания авиационных и ракетных двигателей.

Первый наш эксперимент демонстрирует свечение высокотемпературных газовых струй и ударных волн. Следует специально отметить, что регистрация излучения ударных волн в лабораторных условиях ранее выполнялась, в основном, при достаточно низких или умеренных температурах (в частности, в экспериментах на ударных трубах) [4-8]. Для теоретического объяснения наблюдаемых явлений в имеющихся публикациях были привлечены гипотезы неравновесной релаксации во фронте ударной волны [9], либо вторичные экзотермические процессы рекомбинации продуктов распада исходных

молекул [10].

Нами с помощью специальных экспериментов показано, что видимое глазом свечение ударных волн и самой газовой струи является равновесным тепловым излучением, причем оно наблюдается только при достижении достаточно высоких значений температуры среды, при  $T_2 > 1000$  К. Это свечение соответствует традиционному равновесному сплошному спектру теплового излучения (спектру излучения абсолютно черного тела, рис.2).

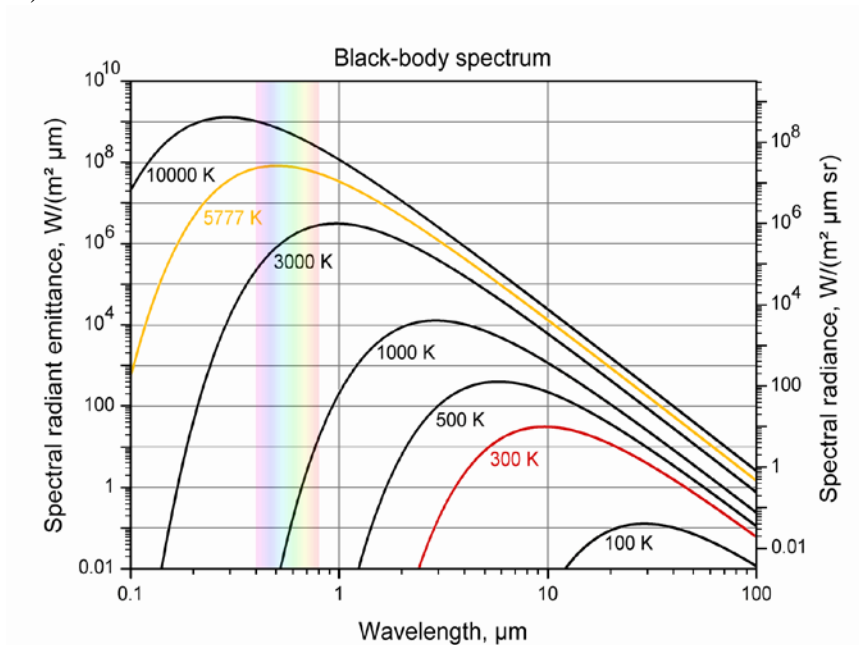


Рис.2. Спектр излучения абсолютно черного тела.

Эксперимент выполнялся на высокотемпературном стенде ЦИАМ в диапазоне температур 500 – 1800 К и при давлениях в несколько атмосфер. Высокотемпературная сверхзвуковая нерасчетная струя с числом Маха на срезе сопла  $M_0=1.3$  распространялась в затопленном внешнем пространстве с обычным атмосферным давлением. При температурах торможения потока ниже 1000 К свечение скачков в струе и самой струи не наблюдается. При температурах торможения порядка 1800 К появляются светящиеся скачки и в видимом диапазоне хорошо регистрируются границы горячей излучающей сверхзвуковой струи (а также присутствующие в ней диски Маха). Фотография светящейся струи со скачками представлена на рис. 3.



Рис. 3. Фотография скачков уплотнения в светящейся струе.



Отчетливо видны два диска Маха, три первые «бочки» и границы струи. Наблюдаемое свечение скачков наглядно демонстрирует природу роста энтропии, связанные с увеличением энтропии потери полного давления и рассеяние тепловой энергии. Данное исследование дает достаточно ясный ответ на нерешенный термодинамикой и теоретической физикой вопрос о природе роста энтропии.

Приведем в качестве дополнительных иллюстраций характерные фотографии высокотемпературных струй из авиационного и ракетного двигателей. На рис. 4 и 5 мы наблюдаем, в основном, эффект свечения струй и скачков в форме теплового равновесного излучения. Интенсивность излучения можно оценить по закону  $U = \varepsilon \sigma T^4$ .

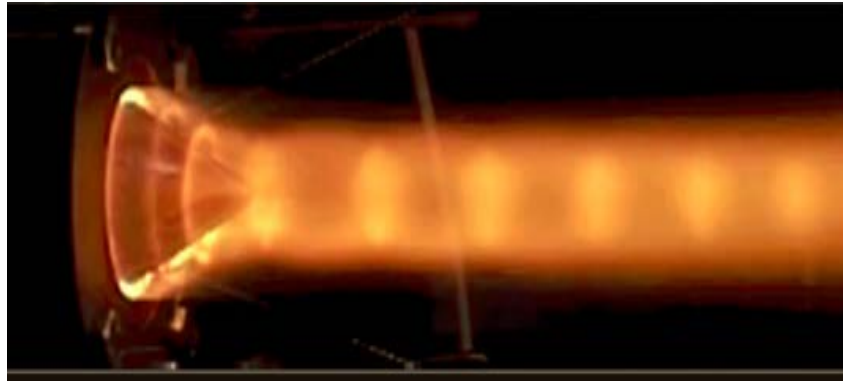


Рис.4. Свечение струи авиационного двигателя.



Рис. 5. Свечение струи ракетного двигателя.

### Заключение

Продемонстрирована природа роста энтропии, сопровождающаяся потерями полного давления и излучением. Для процессов с потерями полного давления энтропия не является функцией состояния и нет оснований для применения метода термодинамических потенциалов. Дополнительный закон сохранения энтропии выполняется только в областях справедливости классических гладких решений. Только в этих областях энтропия может являться функцией состояния. Вне этих областей нет оснований для применения метода термодинамических потенциалов. Известные теоретические подходы

феноменологической термодинамики, основанные на вариационных принципах и на пфаффовых формах, а также методы статистической термодинамики требуют в связи со сказанным определенного пересмотра. Традиционная термодинамика фактически является термостатикой обратимых процессов. Теорема «живых сил», использующая свертку трех скалярных уравнений импульса в одно уравнение, описывающее изменение удельной кинетической энергии, в общем случае для обобщенных решений не справедлива (в частности, не позволяет удовлетворить всем поставленным граничным условиям для скалярных уравнений сохранения импульса). Природа роста энтропии связана с уменьшением эффективной массы молекул вещества.

При расчете волн детонации и горения необходимо учитывать кинетическую энергию продуктов сгорания.

Представлены эксперименты по тепловому излучению струй, детонационных волн и скачков непосредственно связанные с ростом энтропии и потерями полного давления.

### Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теоретическая физика. Том V. Статистическая физика. Часть 1. М: Наука. 1976. 584 с.
2. Гинзбург В.Л. Какие проблемы физики и астрофизики представляются сейчас особенно важными и интересными. УФН, 1999, том 169, №4, с.419-441.
3. Гельфанд И. М. Некоторые задачи теории квазилинейных уравнений, УМН, 1959, том 14, выпуск 2(86), 87–158
4. Годунов С. К. О понятии обобщенного решения, Докл. АН СССР, 1960, том 134, номер 6, 1279–1282.
5. Зельдович Я.Б., Генич А.П., Манелис Г.Б. Особенности поступательной релаксации во фронте ударной волны в газовых смесях //ДАН, 1979, Т. 248, № 2, с. 349-351.
6. Дракон А.В., Еремин А.В., Куликов С.В., Фортон В.Е. О природе неравновесных явлений во фронте ударной волны. // ДАН, 2010, Т. 432, № 3, с. 326-328.
7. Путилов К.А. Термодинамика. Наука, 1971. 376 с.
8. Базаров И.П. Термодинамика. М. Высшая Школа, 1991. 376 с.
9. Ястржембский А.С. Техническая термодинамика. М.-Л. 1953, 544 с.
10. Овсянников Л.В. Лекции по основам газовой динамики. М.: Наука, 1981.
11. Теория ВРД. Под ред. С.М. Шляхтенко, М., Машиностроение, 1975, 568 с.