

О РАЗЛЕТЕ ГАЗА ЗА ДЕФЛАГРАЦИОННЫМИ ВОЛНАМИ,
ДВИЖИМЫМИ МОЩНЫМИ ПОТОКАМИ ИЗЛУЧЕНИЯ

И. В. Немчинов

(Москва)

Рассматриваются две автомодельные задачи о плоском нестационарном разлете в вакуум газа за дефлаграционной волной, на которой выполняются законы сохранения. Плотность потока энергии считается изменяющейся по степенному закону.

В первой задаче газ прозрачен и разлетается адиабатическим образом. Решение находится в аналитическом виде. Показано, что при возрастающем по времени потоке соблюдается условие Жуге, в то время как при убывающем такое условие не выполняется и параметры на волне зависят от течения за ней.

Во второй задаче газ поглощает излучение, причем коэффициент поглощения меняется от бесконечно большого до бесконечно малого при некоторой температуре прозрачности. Движение изотермично. В газе выделяется определенная доля падающей энергии, соответствующая эффективной оптической толщине ~ 0.25 .

1. При действии мощных потоков излучения на конденсированное непрозрачное вещество его поверхностные слои испаряются. В некоторых случаях при действии оптического излучения не слишком большой интенсивности испарившееся вещество становится более прозрачным. Излучение проникает в более глубокие слои вещества, вызывая их нагрев, испарение и т. д. — по веществу распространяются сравнительно узкие зоны энерговыделения и изменения фазового состояния — волны испарения [1-6].

При сравнительно низких плотностях потока излучения такие волны являются дефлаграционными [7], так как распространяются с дозвуковыми скоростями по отношению к веществу перед ним. Параметры, характеризующие состояние вещества перед волной и за ней, связаны законами сохранения [3-6].

Для отбора скорости «сгорания» при известной плотности потока излучения, дошедшего до волны, необходимо задать еще два условия. Одно из них является физическим — должна быть известна температура вещества за волной. Другое является газодинамическим. В общем случае — это условие согласованности течения за волной с законом распространения волны при дозвуковом течении газа: «догоняющая характеристика приносит недостающее соотношение» [8]. В предельном случае волна движется при выполнении условия Жуге за ней. При произвольном законе изменения во времени плотности потока излучения, падающего на волну и вызывающего ее распространение, закон движения волны и течение за ней могут быть найдены лишь численными методами (например, [8]).

Часто рассматриваются случаи, когда вещество за дефлаграционной волной полностью прозрачно и разлетается в вакуум адиабатическим образом. При постоянной плотности потока и постоянной скорости движения волны течение за волной автомодельно (центрированная волна разрежения), за волной выполняется условие Жуге [3-6].

Если плотность q потока падающего излучения переменна, причем изменяется со временем по степенному закону $q \sim t^n$, а температура прозрачности и эффективная энтальпия сгорания неизменны, то задача является автомодельной. Эта задача рассматривается в данной работе.

Рассмотрим случай, в котором плотность вещества ρ_0 перед дефлаграционной волной велика по сравнению с плотностью ρ_w за волной. Температура T_0 и скорость вещества перед волной u_0 также малы по сравнению с температурой T_w и скоростью u_w за волной. Заметим, что давление p_0 перед волной, которое является искомым параметром, наоборот, больше давления p_w за волной. Полагая $\rho_0 = \infty$ (или $v_0 = \rho_0^{-1} = 0$), $u_0 = 0$, $T_0 = 0$, получим соотношения на волне в виде

$$p_0 = Nu_w + p_w, \quad N = \rho_w u_w, \quad NH = q_w \quad (1.1)$$

Здесь N — расход массы через волну, q_w — плотность потока излучения за волной, H — эффективная энтальпия, включающая теплоту испарения

$$H = h_w + \frac{1}{2}u_w^2 + Q_w \quad (1.2)$$

Энтальпия газа за волной испарения h_w связана с p_w и ρ_w уравнением состояния

$$h_w = p_w \rho_w^{-1} \gamma_w / (\gamma_w - 1) \quad (1.3)$$

где γ — интегральный показатель адиабаты, а γ_w — его значение за волной. Запишем соотношение между скоростью истечения u_w и скоростью звука c_w

$$|N| = M \rho_w c_w = M \sqrt{k_w p_w \rho_w} \quad (1.4)$$

Здесь k_w — дифференциальный показатель адиабаты, а число M — пока неопределенный параметр. Используя (1.4), (1.1) и опуская для удобства индекс w , получим

$$\begin{aligned} |u| &= Mc = M [k(\gamma - 1)h / \gamma]^{1/2} \\ p_0 &= p(1 + kM^2), \quad p = q[h(\gamma - 1) / (\gamma k)]^{1/2} (HM)^{-1/2} \\ H &= h(1 + \frac{1}{2}k(\gamma - 1)\gamma^{-1}M^2) + Q_v \end{aligned} \quad (1.5)$$

В дальнейшем будем считать, что дифференциальный и интегральный показатели адиабаты постоянны и равны друг другу. Тогда выражения (1.5) упрощаются и принимают вид

$$\begin{aligned} |u| &= M \sqrt{(\gamma - 1)h}, \quad p_0 = p(1 + \gamma M^2) \\ p &= q \sqrt{(\gamma - 1)h} / HM\gamma, \quad H = h(1 + \frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2) + Q_v \end{aligned} \quad (1.6)$$

При постоянном значении h и неизменном значении M отношение давления p_w за волной (а в соответствии с (1.6) и давления p_0 перед волной) к плотности потока q остается неизменным. Заметим, что перепад давления p_0/p_w в дефлаграционной волне невелик — он отсутствует при $M \rightarrow 0$ (существенно дозвуковая волна нагрева) и равен $\sim 2-2.67$ (при изменении γ от 1 до $5/3$ для $M = 1$ (выполняется условие Жуге).

Вклад кинетической энергии в эффективную энтальпию сгорания незначителен: доля кинетической энергии в тепловой составляет $\frac{1}{2}(\gamma - 1)M^2$, т. е. пренебрежимо мала при $\gamma \rightarrow 1$ или $M \rightarrow 0$. При $M = 1$ и $\gamma = 5/3$ она составляет $\frac{1}{3}$ тепловой.

Если значение q постоянно, то при неизменном M постоянны и все остальные параметры. При истечении в вакуум $M = 1$, за дефлаграционной волной распространяется центрированная волна разрежения [3-5] (см. также обзорные работы [10, 11]).

При истечении в среду с достаточно низкой плотностью или при достаточно высокой плотности потока излучения непосредственно за дефлага-

ционной волной течение происходит таким же образом, как и при истечении в вакуум [11,12]. При некоторой плотности среды ее влияние распространяется до дефлаграционной волны и движение становится дозвуковым. Параметры за волной могут быть найдены, исходя из сопряжения условий за ударной волной, движущейся по среде, и условий на волне дефлаграции [13].

Условие Жуге нарушается также в случае, когда вещество за волной является недостаточно прозрачным и в нем выделяется заметное количество энергии — имеет место экранировка испаряющейся поверхности [8].

Представляет интерес выяснить условия, при которых выполняется условие Жуге при разлете в вакуум и при полностью прозрачном веществе за волной.

2. Пусть имеет место степенная зависимость плотности потока на волне от времени

$$q_w = q_* (t / t_*)^n \quad (2.1)$$

Величину эффективной энтальпии h_w , температуры T_w и скорости звука c_w за волной будем считать неизменными. Тогда согласно (1.6) давление за волной p_w и плотность ρ_w также изменяются по степенному закону

$$p_w = p_* (t / t_*)^n, \quad \rho_w = (\gamma p_* / c_w^2) (t / t_*)^n \quad (2.2)$$

Предположив, что M неизменно, находим закон движения волны

$$m_w = \frac{\gamma p_w M t_*}{c_w (n+1)} (t / t_*)^{n+1} = m_* t^{n+1} \quad (2.3)$$

Скорость истечения постоянна

$$u_w = c_w \quad (2.4)$$

Величины p_* и m_* — давление и масса в момент $t = t_*$, когда $q_w = q_*$, определяются по соотношению (1.6).

Задача решается в лагранжевых массовых координатах. Введем автономную переменную

$$\mu = m / m_w = (m / m_*) (t / t_*)^{-(n+1)} \quad (2.5)$$

Предполагая газ за волной прозрачным, движение будем считать адиабатическим, энтропию различных частиц различной. Исходя из соотношений на волне испарения и условия сохранения энтропии в частице, получим

$$p v^\gamma = p_* v_*^\gamma (t / t_*)^{-n(\gamma-1)} (m / m_*)^{-\lambda} \quad \left(\lambda = \frac{n}{n+1} (\gamma - 1) \right) \quad (2.6)$$

Решение системы уравнений, описывающих плоские нестационарные движения газа, будем искать в виде

$$p = p_* (t / t_*)^n P(\mu), \quad v = v_* (t / t_*)^n V(\mu), \quad u = c_w U(\mu) \quad (2.7)$$

Для определения P , V и U получаем систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{aligned} -\gamma M \mu \frac{dU}{d\mu} + \frac{dP}{d\mu} &= 0 \\ \frac{n}{n+1} V + \mu \frac{dV}{d\mu} + \frac{1}{M} \frac{dU}{d\mu} &= 0, \quad P V^\gamma = \mu^{-\lambda} \end{aligned} \quad (2.8)$$

Последнее из приведенных соотношений является так называемым интегралом адиабатичности [14, 15].

Условие на границе с вакуумом имеет вид

$$P(0) = 0 \quad (2.9)$$

Для параметров за волной имеем условия

$$P(1) = 1, \quad V(1) = 1, \quad U(1) = M \quad (2.10)$$

Величина M является пока неизвестным параметром. Исключая U из (2.8), получаем

$$\frac{n}{n+1} V + \mu \frac{dV}{a\mu} \left(1 + \frac{dP}{dV} \frac{1}{\mu^2 \gamma M^2} \right) = 0 \quad (2.11)$$

Для $n \leq 0$ имеется аналитическое решение (2.11), удовлетворяющее (2.7) — (2.10)

$$P = \mu^k, \quad V = \mu^{-s}, \quad U = M + \frac{k}{(k-1)\gamma M} (1 - \mu^{k-1}) \quad (2.12)$$

где показатели степени k и s определяются соотношениями

$$k = \frac{2\gamma}{\gamma+1} \left(1 - \frac{\gamma-1}{2\gamma} \frac{n}{n+1} \right), \quad s = \frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} \frac{n}{n+1} \right) \quad (2.13)$$

а параметр M однозначно определяется по n и γ

$$M^2 = 1 + \frac{1}{2} n (\gamma + 1) / \gamma \quad (2.14)$$

Таким образом, для убывающих по времени потоков излучения $M < 1$, условие Жуге не выполняется, движение является дозвуковым, течение за дефлаграционной волной влияет на ее параметры.

При $n > 0$ не удастся использовать (2.12), так как согласно (2.14) имели бы $M > 1$. Произведем замену переменных

$$\begin{aligned} P &= \mu^k z, & V &= \mu^{-s} y, & z &= y^{-\gamma} \\ W &= y^{-(\gamma+1)} M^{-2} = z^{(\gamma+1)/\gamma} M^{-2} \end{aligned} \quad (2.15)$$

Из (2.11) получаем следующее уравнение:

$$\frac{dW}{W} \frac{(1-W)}{(a-W)} = b dx \quad (2.16)$$

$$a = \left(s - \frac{n}{n+1} \right) \frac{\gamma}{k} = \left(1 + \frac{n}{2} \frac{\gamma+1}{\gamma} \right)^{-1}, \quad b = \frac{\gamma+1}{\gamma} k = 2 - \frac{\gamma-1}{\gamma} \frac{n}{n+1} \quad (2.17)$$

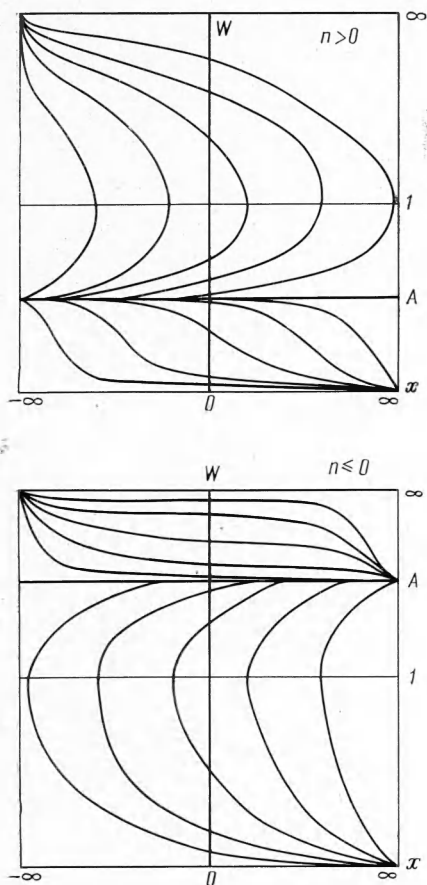
Граничные условия (2.10) на дефлаграционной волне переходят в $W(0) = W_0 = M^{-2}$. Качественный ход интегральных кривых уравнения (2.16) показан на фиг. 1. Параметр W_0 еще не определен, однако так как $M \leq 1$, то $W_0 \geq 1$. Из фиг. 1 видно, что все интегральные кривые для $W_0 > 1$ соответствуют возрастанию W при уменьшении x . Лишь интегральная кривая, проходящая через $W_0 = 1$, убывает. В то же время из определения (2.15) следует:

$$W = P^{(\gamma+1)/\gamma} \mu^{-b} \quad (2.18)$$

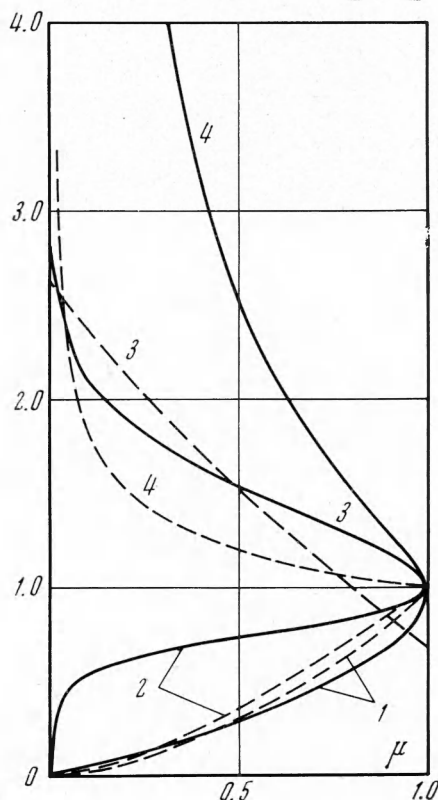
Так как давление на границе с вакуумом падает, то W должно уменьшаться при $\mu \rightarrow 0$ или при $x \rightarrow \infty$, причем быстрее, чем μ^{-b} . Из (2.17) видно, что $b > 0$. Следовательно, на волне дефлаграции $W_0 = M = 1$. Таким

образом, дозвуковые течения невозможны; при нарастающих по времени потоках выполняется условие Жуке.

Для случая $n < 0$, рассуждая аналогично, получаем, что не возможны никакие интегральные кривые, кроме особой $W = W_0 = a$, т. е. $M^2 = 1/a$. Отсюда получаем аналитические выражения (2.12) и соотношение (2.14).



Фиг. 1



Фиг. 2

Для $n > 0$ можно получить аналитическое решение в параметрическом виде

$$[(W - a) / (1 - a)]^{1-a} = W\mu^{ab} \quad (2.19)$$

На фиг. 2 представлено распределение параметров по автомодельной переменной μ для $n > 0$, а именно $n = 2$ (сплошные кривые) и для $n < 0$, а именно $n = -2/3$ (пунктир) при $\gamma = 5/3$. Качественно распределения давления P (кривая 1), температуры PV (кривая 2) и скорости U (кривая 3) похожи при различных n . Распределения удельного объема V (кривая 4) и плотности могут существенно различаться при различных n . При $n = 2 / (\gamma + 1)$ из (2.12)–(2.14) получаем

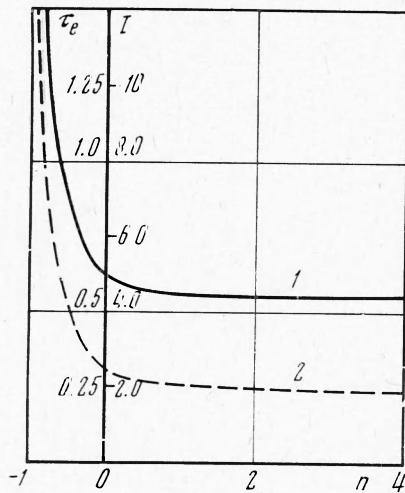
$$V = 1, \quad P = PV = \mu^2, \quad U = M \left[1 + \frac{2}{\gamma - 1} (1 - \mu) \right], \quad M^2 = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \quad (2.20)$$

Таким образом, плотность в слое постоянна. При дальнейшем уменьшении n за дефлаграционной волной достигается плотность, более низкая,

чем вблизи границы с вакуумом. Крайняя частица при этом имеет бесконечно большую плотность. Такой характер распределения плотности связан с тем, что прилегающие к границе с вакуумом частицы поступали сквозь дефлаграционную волну в те моменты времени, когда плотность на волне была весьма высока (при $n < 0$ для $t = 0$ имеем бесконечно большие плотности потока излучения, давление и плотность вещества).

Решения с $n < -1$ рассматривать нецелесообразно, так как они соответствуют бесконечно большой энергии, подведенной к волне.

Рассмотрим величину давления p_0 перед дефлаграционной волной. При дозвуковом течении с уменьшением M согласно (1.6) уменьшается



Фиг. 3

перепад давления p_0 / p_w в волне, но увеличивается давление за волной p_w . В результате давление p_0 перед волной несколько увеличивается по сравнению со случаем, когда $M = 1$ (для той же плотности потока), однако это увеличение незначительно. В предельном случае при $n = -1$ имеем $M^2 = (\gamma - 1) / 2\gamma$. Таким образом, при $\gamma = 5/3$ имеем $M = 1 / \sqrt{5} = 0.445$. При этом отношение p_0 / p_w возрастает всего лишь в 1.45 раза по сравнению со случаем $M = 1$.

На этом обстоятельстве может быть основан приближенный способ определения давления p_0 на поверхности твердого тела при плавно меняющейся функции $q_w(t)$. Величину p_0 можно оценивать в каждый момент времени по автомодельному решению, предполагая, что величина M в каждый момент времени

соответствует мгновенному значению $n = d \ln q_w / d \ln t$.

В. И. Бергельсоном по методике [8] был проведен численный расчет задачи о распространении волны испарения и движения пара за ней для случая прозрачных паров при типичной колоколообразной форме импульса. Эти расчеты подтвердили высказанное выше предположение: давление в течение всего импульса почти точно следит за потоком излучения. Данный способ не применим для резко меняющейся величины потока, например, при возникновении экранировки [8].

3. Ранее рассмотрен случай адиабатического расширения газа за дефлаграционной волной. Нагрев вещества происходил лишь внутри волны (процесс увеличения прозрачности считался необратимым).

Волны испарения возникают и при действии на вещество мощных источников излучения сплошного спектра [9,10]. Однако при наличии в спектре большого числа достаточно жестких квантов пары могут остаться непрозрачными даже при превышении температуры фазового перехода T_v . Лишь при более высоких температурах наступает ионизация и просветление вещества — средний по спектру коэффициент поглощения начинает падать. В некоторых случаях это падение является достаточно резким (см., например, [9]) вблизи некоторой температуры прозрачности T_* . Энергия излучения выделяется в узкой зоне — волне ионизации, к которой также применимы представления о дефлаграционной волне [6]. При разлете вещества по адиабатическому закону температура понижается. Но как только температура понижается ниже T_* , начинается интенсивное энерговыделение. Оно ослабевает, когда температура вновь достигает T_* . При

таким интенсивном, хотя и кратковременном пребывании в области поглощения, в газе выделяется некоторое количество энергии, разлет происходит неадиабатическим образом. Естественно рассмотреть предельный случай, когда коэффициент поглощения изменяется скачкообразно: от бесконечно большого до бесконечно малого значения при $T = T_*$. В этом случае движение можно считать изотермическим. Такая задача рассматривается ниже. Из полученного решения можно определить количество энергии, выделившейся в газе, и найти соответствующее уменьшение плотности потока излучения, доходящего до дефлаграционной волны.

Рассмотрим предельный случай

$$\kappa = \infty, \quad e < e_*; \quad \kappa = 0, \quad e \geq e_* \quad (3.1)$$

Расширение происходит изотермически. Решение для этого случая можно получить из приведенного в п. 2 решения для адиабатического разлета, совершив предельный переход $\gamma \rightarrow 1$. Для убывающих по времени и постоянных потоков излучения ($n \leq 0$) имеем

$$P = \mu, \quad V = \mu^{-1}, \quad PV = 1, \quad U = M - M^{-1} \ln \mu, \quad M^2 = 1 + n \quad (3.2)$$

Для возрастающих потоков ($n > 0$) $M = 1$ получим следующие распределения параметров:

$$P = \mu \sqrt{W}, \quad V = \frac{1}{\mu \sqrt{W}}, \quad g = \frac{n}{n+1}$$

$$\frac{[(W-1)/(n+1)]^g}{W} = \left(\frac{n}{n+1}\right)^g \mu^{2/(n+1)} \quad (3.3)$$

$$U = 1 - g \frac{\sqrt{n+1}}{2} \ln \left[\frac{\sqrt{n+1} + 1}{\sqrt{n+1} - 1} \frac{\sqrt{W(n+1)} - 1}{\sqrt{W(n+1)} + 1} \right]$$

Следует иметь в виду, что плотность потока излучения q_w будет отличаться от плотности потока излучения q_0 , падающего на границу вещества с вакуумом $m = 0$. Поскольку справедливо предположение об изотермичности: $\partial e / \partial t = 0$, то из уравнения энергии при использовании законов сохранения на волне получим

$$\frac{q_w}{q_0} = \left(1 - \frac{(1-J)c_w^2}{2H_w}\right)^{-1}, \quad J(n) = \int_0^1 U^2(\mu) d\mu \quad (3.4)$$

Здесь c_w — изотермическая скорость звука. Для $n \leq 0$ интеграл в (3.4) можно вычислить точно

$$J(n) = M^2 + 2M^{-2} + 2 = 2/(n+1) + n + 3 \quad (3.5)$$

Для $n = 0$ имеем $J = 5$

Можно ввести эффективную оптическую толщину τ_e

$$q_w / q_0 = \exp(-\tau_e) \quad (3.6)$$

На фиг. 3 показана зависимость J (кривая 1) и τ_e (кривая 2) от n для типичного для волн испарения значения отношения $H/c_w^2 = 4$. При $n \geq 0$ имеем $\tau_e \approx 0.25$. Таким образом, поглощение излучения в области разлетающегося за волной газа незначительно.

Следует отметить, что значение τ_e близко к полученному в [12] значению при приближенном решении автотемпературной задачи [12, 18] для степенной зависимости коэффициента поглощения от температуры и плотности.

Автор благодарит В. И. Бергельсона за оказанную помощь, А. А. Никольского и Ю. П. Райзера за интерес к работе.

Поступила 11 IX 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. Ready J. F., Effects due to absorption of laser radiation. J. Appl. Phys., 1965, vol. 36, No. 2, pp. 462—468.
2. Анисимов С. И., Бонч-Бруевич А. М., Ельяшевич М. А., Имас Я. А., Павленко Н. А., Романов Г. С. Действие мощных световых потоков на металлы. Ж. техн. физ., 1966, т. 36, вып. 7.
3. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Испарение вещества под действием излучения лазера. ЖЭТФ, 1967, т. 52, вып. 4.
4. Романов Г. С., Пустовалов В. К. Разлет вещества от интенсивно испаряющейся поверхности металла. Вестн. АН БССР. Сер. физ.-мат. н., 1967, № 4.
5. Анисимов С. И. Об испарении металла, поглощающего лазерное излучение. ЖЭТФ, 1968, т. 54, вып. 1.
6. Немчинов И. В. Волны испарения, нагрева и ионизации паров, вызываемые мощными потоками излучения монохроматического и сплошного спектра и их взаимодействие. Аннот. докл. 3-го Всес. съезда по теор. и прикл. механ., М., «Наука», 1968.
7. Курант Р., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
8. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образовавшейся при вспышке поглощения в парах твердого тела. ПМТФ, 1969, № 6.
9. Немчинов И. В. Об осредненных уравнениях переноса излучения и их использовании при решении газодинамических задач. ПММ, 1970, т. 34, вып. 4.
10. Анисимов С. И., Имас Я. А., Романов Г. С., Ходыко Ю. В. Действие излучения большой мощности на металлы. М., «Наука», 1970.
11. Афанасьев Ю. В., Крохин О. Н. Газодинамическая теория воздействия излучения лазера на конденсированные вещества. Тр. Физ. ин-та им. П. Н. Лебедева, 1970, т. 52.
12. Афанасьев Ю. В., Басов Н. Г., Крохин О. Н., Морачевский Н. В., Склизков Г. В. Исследование газодинамических процессов, возникающих при испарении твердого вещества под действием излучения лазера. Ж. техн. физ., 1969, т. 39, вып. 5.
13. Немчинов И. В., Попов С. П. Экранировка поверхности, испаряющейся под действием излучения оптического квантового генератора, при температурной и ионизационной неравновесности. ПМТФ, 1971, № 5.
14. Лидов М. Л. К теории линеаризованных решений около одномерных автомодельных движений газа. Докл. АН СССР, 1955, т. 102, № 6.
15. Седов Л. И. Методы подобия и размерности в механике. М., «Наука», 1965.
16. Жариков И. Ф., Немчинов И. В., Цикулин М. А. Исследование воздействия на твердое вещество светового излучения, полученного при помощи источника взрывного типа. ПМТФ, 1967, № 1.
17. Попов Е. Г., Провалов А. А., Цикулин М. А. Самоэкранирование поверхности тел от мощного излучения. Докл. АН СССР, 1970, т. 194, № 4.
18. Афанасьев Ю. В., Кроль В. М., Крохин О. Н., Немчинов И. В. Газодинамические процессы при нагревании вещества излучением лазера. ПММ, 1966, т. 30, вып. 6.