

Ограничимся приведенным примером, так как аналогичные рассуждения могут быть проведены в случае любой диссипативной системы первого порядка.

Поскольку изоскоростные разрывы (тангенциальный, альфвеновский) не могут принадлежать ударной волне, фазовые скорости идеальных систем, соответствующих диссипативным системам с отличными от нуля коэффициентами вязкости, должны быть особыми [12].

Авторы выражают благодарность Г. Я. Любарскому за обсуждение затронутых в работе вопросов.

Поступила 28 XI 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Механика сплошных сред. М., ГИТТЛ, 1954.
2. Маршалл У. Структура магнитно-гидродинамических ударных волн.— В кн.: Проблемы современной физики. Вып. 7. М., «Наука», 1957.
3. Цепляев В. И. Изотермический скачок в магнитной гидродинамике.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 1.
4. Дементий О. И., Дементий С. В. О структуре быстрых МГД ударных волн.— «Магнитн. гидродинамика», 1968, № 3.
5. Дементий О. И., Дементий С. В. О существовании разрыва в профиле медленной ударной МГД волны.— ПМТФ, 1971, № 2.
6. Голицын Г. С., Станюкович К. П. Некоторые вопросы магнитогазодинамики с учетом конечной проводимости.— ЖЭТФ, 1957, т. 33, вып. 6.
7. Гусика П. Л., Сухов Г. С. Магнитогазодинамическая ударная волна со скачком проводимости.— «Магнитн. гидродинамика», 1967, № 2.
8. Whitham G. V. Some comments on wave propagation and shock wave structure with application to magnetohydrodynamics.— «Comm. Pure Appl. Math.», 1959, vol. 12, N 1.
9. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Структура наклонной магнитогидродинамической ударной волны.— ПММ, 1961, т. 25, № 1.
10. Любарский Г. Я. О структуре ударных волн.— ПММ, 1961, т. 2, вып. 6.
11. Дементий О. И., Любарский Г. Я. К теории ударных волн малой интенсивности.— «Магнитн. гидродинамика», 1967, № 3.
12. Любарский Г. Я. О существовании ударных волн малой интенсивности.— ПММ, 1962, т. 26, вып. 3.
13. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., ГИФМЛ, 1963.
14. Куликовский А. Г., Любимов Г. А. Магнитная гидродинамика. М., ГИФМЛ, 1962.
15. Половин Р. В. Нелинейные магнитогидродинамические волны.— «Дифференциальные уравнения», 1965, т. 1, № 4.
16. Спрогна Е. П., Сыроватский С. И. Структура ударных волн слабой интенсивности в магнитной гидродинамике.— ЖЭТФ, 1960, т. 39, вып. 3.

УДК 533.6.011

ОБ ИЗЛУЧЕНИИ, ВОЗНИКАЮЩЕМ ПРИ УДАРЕ О ПРЕГРАДУ СЛОЯ ГАЗА С ОЧЕНЬ БОЛЬШИМИ СКОРОСТЯМИ

В. И. Бергельсон, И. В. Немчинов

(Москва)

В последнее время созданы разнообразные устройства, позволяющие разогнать газ до очень больших скоростей. Укажем для примера на магнитоплазменные компрессоры эрозионного типа [1—5], в которых

удается достичь максимальных скоростей (70—90 км/с) при достаточно высокой плотности газовой струи. При ударе такой струи о преграду происходит ее торможение, кинетическая энергия газа переходит в его внутреннюю энергию. Поскольку температура нагретого газа становится высокой, лучеиспускание плазмы может стать значительным. Этот эффект уже использовался в экспериментах [4, 5] для увеличения коэффициента преобразования энергии электрической батареи, питавшей плазмодинамический разряд, в энергию излучения. Представляет интерес теоретически оценить основные характеристики нагретого газа и возникающего импульса излучения при различных параметрах струи (скорость, плотность и длина), что могло бы позволить искать их оптимальные значения.

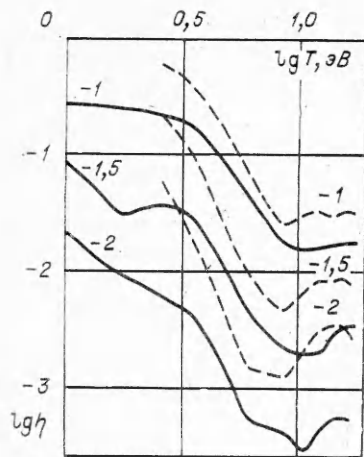
Картина движения и переноса излучения при произвольной форме преграды и произвольном распределении параметров в струе может быть весьма сложной и для своего описания потребовать трудоемкого численного решения двумерной нестационарной радиационно-газодинамической задачи. Однако в некоторых случаях такое явление может протекать в условиях, достаточно близких к одномерной плоской геометрии, например, если струя ударяется в плоское дно вакуумированного цилиндрического «стакана», как бы «вырезающего» ее однородную центральную часть, что имело место в [4], а рассматриваемые времена таковы, что возникающая ударная волна проходит расстояние, меньшее, чем диаметр стакана.

Произведем некоторые оценки параметров нагретой при ударе о преграду плазмы. Пусть средняя скорость струи ~ 50 км/с, а кинетическая энергия единицы массы газа соответственно $\sim 10^3$ кДж/г. В ударной волне эта кинетическая энергия переходит в тепловую. Для определенности будем считать, что вещество струи — алюминий. Термодинамические свойства алюминиевых паров, в графической форме приведенные в [6], могут быть аппроксимированы выражением

$$e = 5,4T^{1,90}(\rho/\rho_L)^{-0,154},$$

где e — удельная внутренняя энергия, кДж/г; T — температура, эВ; ρ — плотность, г/см³; $\rho_L = 1,20 \cdot 10^{-3}$ г/см³. При плотности набегающего на преграду газа $\rho \sim 10^{-5}$ г/см³ или плотности за ударной волной $\rho_s \sim 10^{-4}$ г/см³ получаем, что достигнутая температура $T_s \sim 10$ эВ. Плотность гидродинамического потока энергии набегающей струи $q_h = (1/2)\rho u^3$ в данном случае составляет $\sim 10^2$ МВт/см², в то время как плотность потока излучения черного тела $q_b = \sigma T_s^4 \sim 10^{-3}$ МВт/см² (σ — постоянная Стефана — Больцмана). Поэтому отношение $q_b/q_h \sim 10$. Оно характеризует роль излучения лишь для случая, когда ударно-сжатый слой имеет оптическую толщину $\tau \gg 1$. Таким образом, ударная волна для указанных значений скорости и плотности набегающей струи при достаточно большой оптической толщине газа за фронтом является не только интенсивно излучающей, но и «сверхкритической» в терминологии [7]. Однако при не слишком большой толщине ударно-сжатого слоя и плотности газа в нем условие $\tau \gg 1$ не выполняется.

Пусть характерная длина струи ~ 10 см, а ее масса (на единицу площади) $\sim 10^{-4}$ г/см², т. е. кинетическая энергия на единицу площади $\sim 10^2$ Дж/см². Такие параметры характерны для опытов [4, 5]. При указанных выше температурах и плотностях газа за фронтом ударной волны ударно-сжатый слой толщиной ~ 1 см является оптически прозрачным. Это следует из фиг. 1, где представлены зависимости степени η черноты равномерно нагретого слоя толщиной $x = 1$ см от температуры T . Значения логарифмов относительных плотностей $\lg(\rho/\rho_L)$ указаны у соответствующих кривых. Сплошными кривыми даны значения η , полученные при



Ф и г. 1

учете лишь непрерывного поглощения, штриховыми — с учетом линий. Видно, что в рассматриваемом диапазоне изменения параметров задачи коэффициент черноты $\eta \sim 0,03$. Таким образом, плотность потока излучения $q_r = \eta \sigma T^4 \sim \sim 30 \text{ МВт/см}^2$, т. е. $q_r/q_h \sim 0,3$, и роль излучения по-прежнему велика. При уменьшении начальной плотности ρ струи на порядок величина η падает примерно до 10^{-3} , и, несмотря на то, что отношение q_b/q_h увеличивается до 10^2 , отношение q_r/q_h снижается до 0,1. При увеличении плотности на порядок (до 10^{-4} перед фронтом и 10^{-3} г/см³ за ним) степень черноты увеличивается до значений, близких к единице. Вместе с тем отношение q_b/q_h падает до 1. Следовательно, имеем $q_r/q_h \sim 1$.

При дальнейшем увеличении плотности относительная роль излучения должна уменьшаться из-за падения q_b/q_h . Кроме того, должен сказываться и эффект экранировки излучения, выходящего с фронта ударной волны.

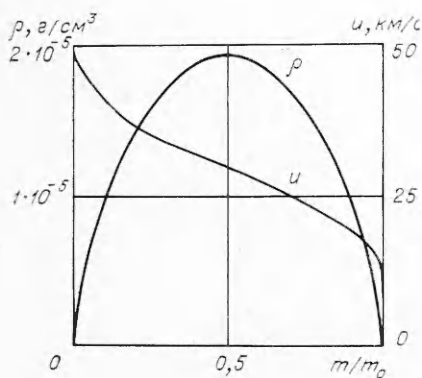
Значительная часть излучения, испускаемого фронтом, принадлежит ультрафиолетовому диапазону и может поглощаться сравнительно холодным набегающим газом. Поэтому перед фронтом ударной волны образуется так называемый прогревный слой [7]. При $q_r/q_h \sim 1$ температура перед фронтом должна быть порядка температуры за ним. Однако в случае сравнительно небольшой плотности газа ρ или небольшой длины струи L , когда масса m слоя невелика, эффект экранировки может быть невелик. В самом деле, при $\rho \sim 10^{-4}$ г/см³ и температуре в прогревном слое $T \sim \sim 4-5$ эВ массовый коэффициент κ поглощения излучения с энергиями квантов $\epsilon \approx 25-70$ эВ составляет в среднем 10^3 см²/г. При температуре $7-10$ эВ он снижается примерно до 10^2 см²/г. Поэтому уже при сравнительно небольшом прогреве газа перед фронтом масса порядка 10^{-3} г/см² оказывается прозрачной для испускаемого излучения. При плотности 10^{-5} г/см³, когда набегающий слой газа имеет массу порядка 10^{-4} г/см², он оказывается почти прозрачным для таких квантов даже в холодном состоянии. Следовательно, подавляющая часть испускаемого излучения может уйти «на бесконечность». Слабость эффекта экранировки и возможная прозрачность газа за фронтом при ограниченной массе набегающего газа принципиально отличают данную задачу от подробно рассмотренной в [7] задачи о движении по безграничной среде интенсивно излучающей ударной волны, когда за фронтом имеет место непрозрачность газа, а эффект экранировки велик.

Таким образом, оценки показывают, что при плотностях газа порядка $10^{-4}-10^{-5}$ г/см³ и толщине слоя набегающего газа порядка 10 см испускаемая в вакуум энергия излучения может быть порядка кинетической энергии струи. При уменьшении плотности или ее увеличении по сравнению с приведенными значениями относительная доля излучения может снизиться. В последнем случае лучеиспускание будет происходить в основном лишь при выходе ударной волны на границу набегающего слоя с вакуумом и в стадии последующего разлета. В большую часть периода распространения ударной волны по газу она будет заэкранирована.

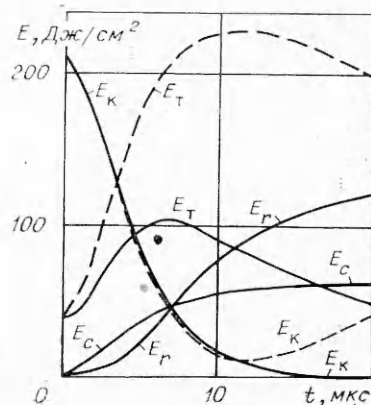
Из изложенного следует, что, изменяя плотность набегающего газа, можно изменять коэффициент преобразования кинетической энергии струи

E_K в энергию излучения E_r . Естественно, что положение максимума коэффициента преобразования E_r/E_K по плотности изменяется со скоростью струи и ее длиной. С увеличением длины струи (при неизменной плотности) непрозрачность, а следовательно, и максимум E_r/E_K по плотности устанавливаются при меньших плотностях газа. При увеличении скорости повышается температура газа за фронтом ударной волны и возрастает прозрачность ударно-сжатого слоя, поэтому максимум E_r/E_K по плотности должен наблюдаться при больших плотностях газа или (и) при больших длинах струи. Для того чтобы проверить правильность описанной выше картины радиационно-газодинамических процессов и сделанных оценок основных параметров, рассмотрим некоторые результаты численных расчетов задачи об ударе о плоскую преграду плоского слоя алюминиевых паров, движущихся с большой скоростью.

Благодаря воздействию возникающего излучения на преграду она испаряется. Для простоты считалось, что материалом преграды также является алюминий. В расчетах варьировались начальные значения скорости движения, плотности газа, массы слоя или его длины. Начальное распределение скорости предполагалось линейной функцией расстояния, что характерно для инерционной стадии движения газовой струи в вакууме, когда ее тепловая энергия значительно меньше кинетической. Максимальная температура газа в струе перед ударом составляла 1–2 эВ, что имеет место, например, в условиях некоторых из экспериментов [4, 5]. Начальное распределение плотности газа по длине струи примерно соответствовало этим же экспериментам и было симметричной относительно середины слоя функцией, близкой к синусоидальной. На фиг. 2 представлены начальные распределения скорости и плотности по безразмерной массе слоя m/m_0 (m_0 — полная масса) в одном из вариантов расчета, который условно назовем основным. Аналогичные распределения для других вариантов получены путем подобного растяжения или сжатия по обеим осям. В данном случае максимальная скорость составляла 49 км/с, полная кинетическая энергия $E_K = 212$ Дж/см², внутренняя — $E_T = 38$ Дж/см², полная масса $m_0 = 4,5 \cdot 10^{-4}$ г/см², максимальная плотность $1,9 \cdot 10^{-5}$ г/см³, средняя плотность $1,15 \cdot 10^{-5}$ г/см³. По мере движения «свободной» струи за счет ее растяжения плотность падает. В «контрольном» эйлеровом сечении, где в начальный момент времени располагалась голова струи и где впоследствии ставилась преграда, при свободном движении струи в вакууме к моменту времени 4,5 мкс плотность достигала бы максимального значения $1,2 \cdot 10^{-5}$ г/см³, а скорость составляла бы 34 км/с.



Ф и г . 2



Ф и г . 3

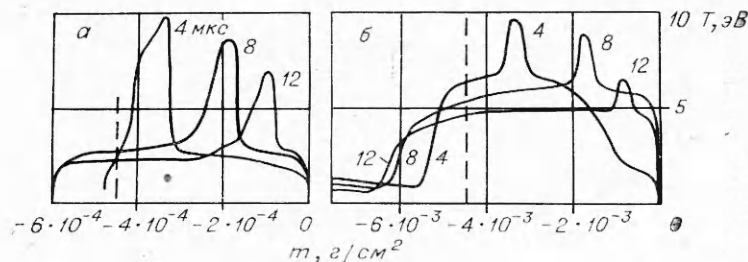
Расчет испарения преграды производился при использовании представлений о волне испарения [8, 9]. Учитывался теплоотвод в глубь конденсированного вещества путем обычной теплопроводности. Газодинамическая часть программы была близка к применявшейся в [8, 9] при исследовании воздействия на преграду монохроматического излучения или в [10] при анализе воздействия излучения сплошного спектра. При расчете переноса излучения проводилось осреднение по частотам в пределах восьми групп, границы которых таковы: 0...2, 0...6, 0...12...18...25...39...68...153 эВ. Как следовало из фиг. 1, при типичных для данной задачи плотностях, температурах и размерах слоя роль линий в переносе излучения невелика. Поэтому линии для простоты не учитывались.

На фиг. 3 показано изменение со временем величин E_k , E_T , E_r , а также E_c — тепловой энергии в конденсированной фазе. Момент времени $t = 0$ соответствует началу соударения струи с преградой. Сплошной линией показана зависимость в расчете с учетом излучения, штриховой — в аналогичном расчете без учета излучения. Видно, что кинетическая энергия изменяется практически одинаковым образом, однако при учете лучистого переноса значительная ее часть переходит в энергию излучения. Так, к 15 мкс, когда ударная волна отходит от преграды на 6 см, потери на излучение в вакуум составляют $\approx 50\%$ от начальной кинетической энергии струи.

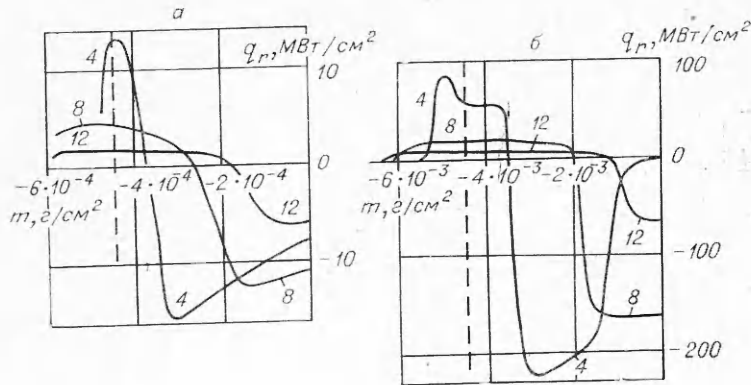
На фиг. 4 показаны распределения температуры T по массовой лагранжевой координате m . Времена t указаны у соответствующих кривых. Фиг. 4, а относится к описанному выше основному варианту, фиг. 4, б — к варианту с начальной плотностью (и массой) струи, увеличенной в 10 раз при неизменных значениях остальных параметров. Штриховой линией отмечена граница паров струи и преграды. На границе с вакуумом $m = 0$.

Распределение температур на фиг. 4, а соответствует случаю сильного высвечивания, носящего объемный характер. За фронтом ударной волны температура быстро снижается из-за лучеиспускания как в сторону вакуума, так и в сторону преграды. Отметим, что в аналогичном расчете без учета излучения распределение температур по массе ударно-сжатого слоя было довольно равномерным.

У преграды образуется плотный и сравнительно холодный слой эрозивных паров, полная масса которого может достигать 50—70% от массы набегающей струи. Прогревный слой перед фронтом ударной волны слабо выражен. Характер распределения температур на фиг. 4, б уже близок к типичному распределению в волне сверхкритической амплитуды [7]. К моменту 8 мкс край прогревного слоя достигает границы с вакуумом. При этом наблюдается максимальный выход излучения.



Фиг. 4



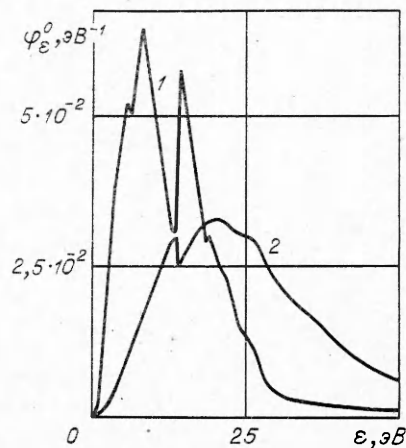
Ф и г. 5

Таким образом, при учете радиационных эффектов наблюдаются большие потери энергии на излучение, значительно увеличивается масса паров и изменяется характер распределения параметров, т. е. лучистый перенос является определяющим физическим фактором в рассматриваемой задаче.

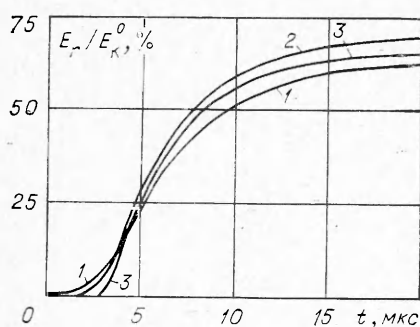
Экранировка излучения, испускаемого в сторону вакуума, для основного варианта слаба, а для второго (с десятикратной плотностью) ударный фронт длительное время практически заэкранирован. Это видно из фиг. 5, где даны распределения плотности потока излучения q_r по массе m в те же моменты времени, что и на фиг. 4. В основном варианте максимальная плотность потока излучения, выходящего в вакуум, достигает 12 МВт/см^2 к 7 мкс и значительно ниже плотности потока излучения абсолютно черного тела при максимальных температурах за фронтом ударной волны в эти моменты времени. Соответствующая эффективная температура составляет лишь $3,3 \text{ эВ}$ и намного меньше истинных температур в плазме. Она того же порядка, что и значения яркостных температур в экспериментах [4, 5]. При увеличении начальной плотности в 10 раз максимальная плотность потока излучения в вакуум возрастает до 200 МВт/см^2 , эффективная температура $\approx 6,7 \text{ эВ}$ и приближается к истинной. Таким образом, увеличение плотности газа струи способствует существенно повышению яркостных температур.

На фиг. 6 представлены спектры φ_ε^0 излучения, выходящего в вакуум в момент $t = 7 \text{ мкс}$. Кривая 1 соответствует основному варианту, 2 — варианту с десятикратной начальной плотностью. В первом случае спектр довольно далек от планковского, во втором — приближается к нему и является более жестким.

Несмотря на сильное изменение плотности струи в рассмотренном диапазоне ее значений, отношение высветившейся в вакуум энергии E_r к начальной кинетической энергии струи



Ф и г. 6



Ф и г. 7

E_r^0 изменяется со временем, начиная с 7—8 мкс, практически одинаковым образом. Это связано с тем, что процесс высвечивания происходит настолько быстро, что мощность излучения (в отсутствие экранировки) лимитируется, по существу, лишь процессом торможения струи и скоростью «срабатывания» кинетической энергии. Поэтому величина импульса излучения почти пропорциональна кинетической энергии, а максимальная плотность потока излучения — плотности гидродинамического потока. При понижении плотности в 10 раз по сравнению с основным вариантом относительный высвет к 15 мкс снижается от 50 до 30%. Сравнительно слабо изменяется величина E_r/E_k^0 от t/t_* и при изменении максимальной скорости струи в пределах 30—70 км/с для начальной плотности основного варианта ($E_r/E_k^0 \approx 50-60\%$ при $t/t_* \approx 3-4$, t_* — характерное время удара, обратно пропорциональное скорости струи). На фиг. 7 представлено изменение E_r/E_k^0 от t для варианта с плотностью и массой основного варианта (кривая 1), но при скорости 65 км/с, а также для вариантов с плотностью (и массой), увеличенной в 3 и 10 раз (кривые 2 и 3 соответственно). Видно, что и в этом случае величина высвета оказывается устойчивой при изменении плотности, причем наибольший высвет наблюдается при промежуточном значении максимальной начальной плотности — $6 \cdot 10^{-5}$ г/см³, что и предсказывалось приведенными выше оценками.

Таким образом, оценки и расчет показывают, что на основе удара струи газа о преграду могут быть созданы весьма интенсивные источники излучения в видимой и ультрафиолетовой областях и в области далекого вакуумного ультрафиолета, а в перспективе (при увеличении скоростей струи) — и ультрамягкого рентгена, причем энергия излучения может быть порядка кинетической энергии струи, длительность импульса излучения — порядка длительности удара.

Авторы выражают благодарность Ю. С. Протасову и А. С. Камрукову за ценные обсуждения в процессе постановки и выполнения данной работы, В. П. Буздину и И. Б. Косареву за предоставление таблиц спектральных коэффициентов поглощения алюминия с учетом линейчатого поглощения.

Поступила 3 X 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Козлов Н. П., Лесков Л. В., Протасов Ю. С., Хвесюк В. Н. Экспериментальное исследование плазменного фокуса в ускорителях эрозивной плазмы I, II. — ЖТФ, 1973, т. 43, № 4, с. 740—748; 1974, т. 44, № 12, с. 2519—2521.
2. Плазменные ускорители. М., «Машиностроение», 1973.
3. Зворыкин В. Д., Кашиников Г. Н., Клементов А. Д., Козлов Н. П., Малащенко В. А., Протасов Ю. С., Розанов В. Б. Излучение плазменного фокуса магнито-плазменного компрессора в видимой и ультрафиолетовой областях спектра. — «Квант. электроника», 1975, т. 2, № 11, с. 2416—2421.
4. Камруков А. С., Кашиников Г. Н., Козлов Н. П., Малащенко В. А., Орлов В. К., Протасов Ю. С. О возможности увеличения спектрального КПД плазодинамических разрядов в видимой и УФ областях спектра. — «Письма в ЖТФ», 1976, т. 2, № 4, с. 176—180.

5. Козлов Н. П., Малащенко В. А., Протасов Ю. С. Излучательные характеристики зоны взаимодействия гиперзвуковых плазменных потоков с преградами в области вакуумного ультрафиолета.— *Журн. прикл. спектроскопии*, 1977, т. 27, № 1, с. 28—31.
6. Малявина Т. Б., Немчинов И. В. Параметры стационарной радиально-симметричной струи паров, нагреваемых излучением.— *ПМТФ*, 1972, № 5, с. 58—75.
7. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. Изд. 2-е. М., «Наука», 1966.
8. Виленская Г. Г., Немчинов И. В. Численный расчет движения и нагрева излучением ОКГ плазмы, образованной при вспышке поглощения в парах твердого тела.— *ПМТФ*, 1969, № 6, с. 3—19.
9. Бергельсон В. И., Голубь А. П., Немчинов И. В., Попов С. П. Образование плазмы в слое паров под действием излучения ОКГ на твердое тело.— В кн.: *Квант. электроника*, № 4 (16). М., «Сов. радио», 1973.
10. Бергельсон В. И., Немчинов И. В., Новикова В. В. «Горение» конденсированного вещества под действием излучения сплошного спектра.— *ФГВ*, 1975, т. 11, № 5, с. 730—733.

УДК 533.6.011

ЭКРАН ДЛЯ ЗАЩИТЫ ДАТЧИКОВ ОТ МЕХАНИЧЕСКИХ ПРИМЕСЕЙ В ПОТОКЕ ГАЗА

В. И. Алферов, А. С. Бушмин

(Жуковский)

В настоящее время широкое распространение получили установки с электродуговыми нагревателями, поток газа в которых загрязнен механическими примесями, появляющимися из-за эрозии материала электродов, сопла и других элементов конструкции.

Наличие в потоке примесей во многих случаях является нежелательным явлением. Например, исключается возможность использования для исследований в этих установках методов измерений, основанных на регистрации процессов на поверхности измерительного элемента. К таким относится метод каталитических датчиков, применяемый для изучения отклонения состояния газа в потоке от термодинамического равновесия и для изучения каталитических свойств поверхностей. На установках с электродуговыми нагревателями вероятность отклонения состояния газа от равновесного высока из-за неупругого соударения электронов с частицами газа, а также вследствие замораживания состояния газа при расширении его в сопле.

Для исключения влияния механических примесей на исследуемую поверхность целесообразно воспользоваться сепарацией частиц при помощи специальных экранов, работа которых основана на инерционности движения частиц. Течение за экраном должно удовлетворять таким требованиям: быть свободным от примесей, иметь достаточный размер области невозмущенного газодинамического потока, хорошо контролируемой расчетными или экспериментальными методами. В качестве такого течения может быть выбрано течение Прандтля — Майера.

При этом течение около экрана в виде угла не является двумерным. Оно существенно искажается из-за перетекания газа с подветренной стороны экрана, что приводит к образованию вихревых систем с последующим их взаимодействием с набегающим потоком газа. Расчет полной картины течения с учетом трехмерных эффектов весьма затруднен. Поэтому особое внимание обращено на экспериментальное исследование обтекания экранов с применением методов, позволяющих визуализировать трехмерную картину течения и оценить размеры областей, в которых реализуется течение Прандтля — Майера.

Схемы конструктивного решения экранов представлены на фиг. 1, где 1, 2 — державка, 3, 4 — элементы экрана, который представляет собой одну или две пластины. При двух пластинах одна из них ориентирована в направлении потока, а другая расположена под углом к ней.