

## ЛИТЕРАТУРА

1. Логвинович Г. В. Гидродинамика течений со свободными границами. Киев, «Наукова думка», 1969.
2. Кнэпп Р., Дейли Дж., Хеммит Ф. Кавитация. М., «Мир», 1974.
3. Кузнецов Б. Г., Шепеленко В. Н., Яненко Н. Н. Расчет формы каверны в поле тяготения с учетом поверхностного натяжения. Изв. СО АН СССР, Сер. техн. н., 1967, № 13, вып. 3.
4. Шепеленко В. Н. К расчету кавитационных течений, ПМТФ, 1968, № 5.
5. Эпштейн Л. А. Методы теории размерностей и подобия в задачах гидромеханики судов. Л., «Судостроение», 1970.
6. Буйвол В. Н. Колебания и устойчивость деформируемых систем в жидкости. Киев, «Наукова думка», 1975.
7. Буйвол В. Н., Лапин В. А., Шевчук Ю. Р. О форме тонких пространственных каверн за круглым диском в несжимаемой жидкости. Прикл. механ., 1976, т. 12, № 6.

УДК 533.6.011.72

**ИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОЩНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ВОЗДУХЕ**

А. А. КОНЬКОВ, А. И. СОКОЛОВ

(Москва)

Важнейшим вопросом, возникающим при использовании ударных труб для аэродинамических и теплофизических исследований, является вопрос о размерах и однородности ударно-нагретой области за ударной волной. Особенно острой становится необходимость решения этого вопроса при высоких числах Маха. Так, например, исследования электроразрядных ударных труб (без диафрагмы) привели к пессимистическим выводам относительно их использования для изучения свойств плазм, поскольку при числах Маха  $\sim 20$  и выше электроразрядная плазма догоняет ударную волну [1]. Основными причинами, ведущими к сокращению размеров ударно-нагретой области и неоднородному распределению параметров в ней, являются мгновенное раскрытие диафрагмы, перемешивание в контактной области, возникновение пограничного слоя за ударной волной, охлаждение излучением. Первая из этих причин приводит к тому, что в ударной трубе возникает начальный участок, на котором происходит формирование и ускорение ударной волны.

В [2] дан обзор работ по этому вопросу и отмечается, что в конце начального участка в ударно-нагретой области имеет место существенная неоднородность параметров, вызванная предысторией распространения ударной волны на этом участке. Перемешивание в контактной области ведет к тому, что длина ударно-нагретой области сокращается примерно вдвое [2]. Кроме того весьма существенное сокращение вызывает и образование пограничного слоя, которое ведет к появлению слабых волн сжатия, а последние обуславливают уменьшение скорости ударной волны. С другой стороны, газ из пограничного слоя попадает в контактную область, что влечет за собой ее ускорение, а следовательно, и уменьшение расстояния между ней и ударной волной. Отметим также, что наличие пограничного слоя приведет к дополнительной неоднородности потока за ударной волной как перпендикулярно направлению потока, так и вдоль по потоку.

Наиболее полно эффекты, обусловленные пограничным слоем, рассмотрены в [3-8], однако принятая в этих работах идеализация серьезно ограничивает область применения и достоверность результатов. Сравнение, приведенное в [2], говорит об удовлетворительном согласии до  $M \leq 10$ , вычисленных согласно [6], и измеренных расстояний между ударной волной и контактной поверхностью. Также находятся в согласии между собой в этом диапазоне чисел Маха расчеты [7] и результаты измерений скорости потока (см., например, [2]). Необходимо отметить, однако, что найденное в [7] увеличение температуры к контактной области не согласуется с измерениями температуры за падающими ударными волнами [9], которые свидетельствуют о том, что температура, совпадая непосредственно за ударными волнами со значениями, рассчитанными по законам сохранения, далее к контактной области не возрастает, а уменьшается.

Еще более серьезных отклонений результатов расчетов [3-8] от реальных значений термодинамических параметров следует ожидать при числах  $M > 10$ , поскольку здесь выполнение таких предположений, как постоянство показателя адиабаты Пуассона, справедливость закона Сазерленда для вязкости, становится проблематичным. Кроме того, в области высоких чисел Маха становится существенным охлаждение излучением среды за ударной волной. Так, например, в [10] экспериментально установлено, что в случае аргона при  $M > 16$  значения плотности за ударными волнами остаются постоянными и отвечающими вычисленным по законам сохранения только в первой половине ударно-нагретой области. Далее увеличение плотности, обусловленное охлаждением излучением, становится весьма существенным, выходит за пределы ошибок измерения и достигает 70%. Аналогичные исследования воздуха не проводились.

Изложенное и побудило предпринять экспериментальные исследования, результаты которых даны ниже. В экспериментах использовалась двухдиафрагменная ударная труба, описанная в [14]. Канал камеры низкого давления имел в сечении форму квадрата размером  $27 \times 27$  мм<sup>2</sup>. Измерения проводились на расстоянии 220 см от второй диафрагмы, поскольку на этом расстоянии согласно результатам работы [6] длина ударно-нагретой области достигает своей максимальной величины в случае турбулентного пограничного слоя.

В работе использовалась интерферометрическая методика, описанная в [10]. Интерферограмма для случая воздуха при начальном давлении 5 мм рт. ст. и числе Маха ударной волны 16,9 приведена на фиг. 1. Из рассмотрения этой интерферограммы видно, что за участком полос (1), не испытывающих смещения, который соответствует невозмущенному состоянию газа перед волной, следует резкий сдвиг интерференционной картины, обусловленный приходом ударной волны. Непосредственно за фронтом виден небольшой участок (2), где интерференционные полосы искривлены. Это искривление может быть связано как с тем, что апертура регистрирующей системы конечна (разрешающая способность регистрирующей системы в опытах 0,3 мксек), так и с релаксационными процессами за фронтом ударной волны. Участок (2) сокращается с ростом числа Маха ударной волны и при  $M > 18$  практически не виден на интерферограммах. Далее полосы снова не испытывают смещения. Этот участок отождествлялся с ударно-нагретой областью за ударной волной, т. е. с той областью, в которой имеет место состояние локального термодинамического равновесия. Начало хаотических колебаний интерференционных полос (начало участка 4) отождествлялось с приходом начала контактной области в сечение смотровой секции, где проводились измерения. Умножив скорость ударной волны на интервал времени между приходом контактной области и ударной волны в то сечение смотровой секции, где проводились измерения, можно найти длину ударно-нагретой области.

Полученные таким способом значения длины ударно-нагретой области приведены на фиг. 2. Точками *a* нанесены значения, полученные при начальном давлении воздуха в камере низкого давления 5 мм рт. ст., точками *b* — 50 мм рт. ст. Результаты расчетов согласно [5, 6] нанесены кривыми 1, 2 для турбулентного пограничного слоя при начальном давлении соответственно 5 и 50 мм рт. ст., кривыми 3, 4 — для ламинарного слоя при начальном давлении 5 и 50 мм рт. ст., кривой 5 нанесены значения, равные половине ударно-нагретой области в случае идеализированной картины течения (без учета пограничного слоя) для  $p_0 = 5$  мм рт. ст.

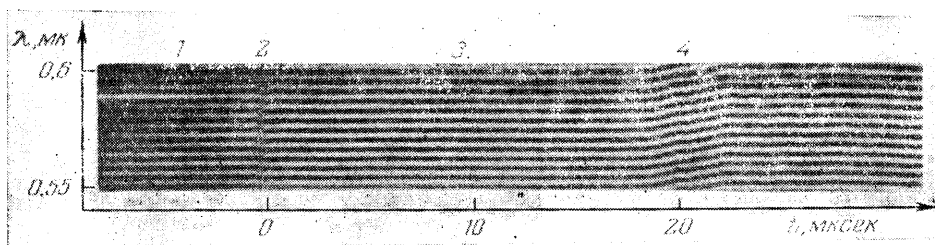
Как видно из сопоставления экспериментальных и расчетных данных для случая 5 мм рт. ст., экспериментальные значения располагаются между теоретическими кривыми. Ситуация в случае начального давления 50 мм рт. ст. и при числах Маха 8—13 имеет аналогичный характер, однако следует отметить, что в области чисел Маха ~15 имеет место тенденция к снижению экспериментальных значений длины ударно-нагретой области по сравнению с кривой 2. Кроме того, следует указать, что в случае 50 мм рт. ст. даже при  $M \approx 8$  размеры ударно-нагретой области существенно меньше расчетных значений, полученных в предположении ламинарного слоя. Таким образом, из проведенного сопоставления следует, что теория, развитая в [5, 6], недостаточно адекватно описывает процессы, сопровождающие распространение ударных волн. Кроме упомянутых выше причин, обуславливающих расхождение, необходимо также указать на то, что переход ламинарного слоя в турбулентный может осуществляться не непосредственно за ударной волной, а на некотором расстоянии от нее. Изложенное заставляет считать, что расчеты согласно [5, 6] могут быть использованы только для оценок размеров ударно-нагретой области.

Сравнение экспериментальных данных с кривой 5 позволяет утверждать, что в первом приближении размеры ударно-нагретой области для начального давления 5 мм рт. ст. вплоть до  $M = 15$  составляют примерно половину длины, вычисленной без учета пограничного слоя и перемешивания в контактной области: для более высоких чисел Маха экспериментальные значения в 2—3 раза меньше расчетных (кривая 5); для начальных давлений 50 мм рт. ст. такое отклонение начинается несколько раньше, с  $M \approx 12$ .

Константу Гладстона — Дейла, определяющуюся формулой

$$(1) \quad K = \frac{n-1}{\rho} = \frac{\sum_i r_i N_i}{\rho}$$

можно считать неизменной величиной в том случае, когда при изменении параметров воздуха не происходит возбуждения внутренних степеней свободы, химических

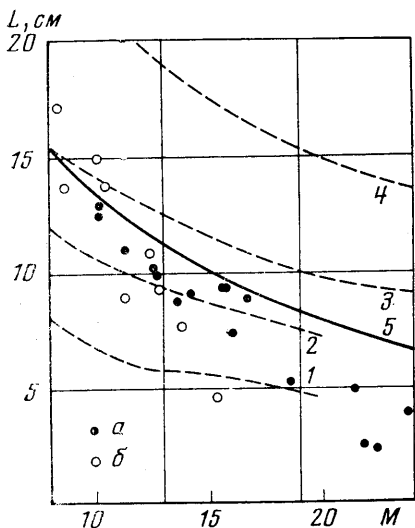


Фиг. 1

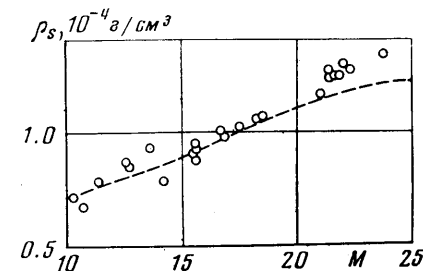
реакций диссоциации и ионизации. В формуле (1)  $r_i$ ,  $N_i$  означают соответственно удельные рефракции и концентрации отдельных компонент. Результаты непосредственных расчетов по формуле (1) приведены ниже.

$M$	0	10	15	20	25
$K$	0.227	0.226	0.228	0.237	0.246

В графе  $M=0$  приведено значение константы Гладстона — Дейла для воздуха при нормальных условиях. Удельные рефракции компонент воздуха соответствуют [12, 13], значения температуры, давления, плотности и концентрации компонент воздуха за падающими ударными волнами — [14, 15]. Из приведенных данных видно, что значение  $K$  для воздуха за падающими ударными волнами в первом приближении остается постоянным вплоть до скоростей ударных волн 8 км/сек. Однако необходимо отметить, что начиная с чисел  $M=20$



Фиг. 2



Фиг. 3

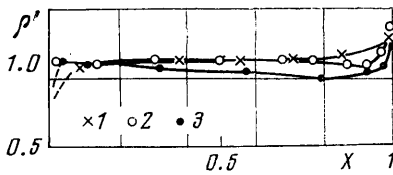
имеет место тенденция к повышению  $K$  по сравнению с его значением при нормальных условиях, причем при  $M=25$  это повышение достигает 9%. Константа Гладстона — Дейла слабо зависит от длины волны, и ее изменения в области  $\lambda = 5000-6800 \text{ \AA}$  не превышают 1.5%.

Сдвиг интерференционной картины  $\delta_0$  и значения плотности воздуха за падающими ударными волнами находились с помощью системы уравнений

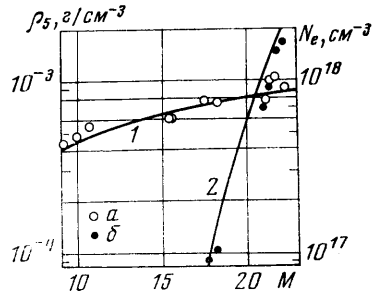
$$(2) \quad Kd\Delta\rho - \delta_0\lambda_1 = 0, \quad Kd\Delta\rho - \delta_0\lambda_2 = \delta'\lambda_2$$

где  $\Delta\rho$  — изменение плотности при переходе через фронт падающей ударной волны,  $d$  — расстояние между окнами смотровой секции,  $\delta_0$  и  $\delta_0 + \delta'$  — сдвиги интерференционной картины для различных  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$  при прохождении ударной волны,  $\lambda$  — длина волны зондирующего излучения.

Результаты измерения плотности за падающими ударными волнами в воздухе при начальном давлении 5 мм рт. ст. приведены на фиг. 3. Эти значения относятся к тому участку интерферограмм, который непосредственно следует за зоной релаксации. Точность определения плотности 12%. Пунктирной кривой нанесены значения плотности, взятые из таблиц [16, 17]. Из сравнения данных, приведенных на



Фиг. 4



Фиг. 5

фиг. 3, следует, что экспериментальные значения плотности за падающими ударными волнами в воздухе в пределах ошибок измерения согласуются с рассчитанными по законам сохранения с учетом физико-химических превращений, происходящих за ударными волнами. Небольшое систематическое превышение экспериментальных данных над расчетными в области  $M > 20$  связано, по-видимому, с тем, что в этой области значение  $K$  возрастает примерно на 9%, а при обработке экспериментальных данных это не учитывалось.

На фиг. 4 приведены распределения плотности за падающими ударными волнами. По оси ординат отложено отношение значения плотности в данной точке, к тому значению плотности, которое было получено на участке интерферограммы, непосредственно следующим за зоной релаксации, т. е. к тому значению, которое было нанесено на график фиг. 3 ( $\rho' = \rho / \rho_s$ ). По оси абсцисс отложено отношение расстояния от фронта ударной волны к экспериментально измеренной длине ударно-нагретой области ( $X = x / L$ ). Точками 1 нанесены результаты, полученные для  $M = 10.2$ , точками 2 — для  $M = 15.6$ , точками 3 — для  $M = 21.4$ . Как видно из фиг. 4, плотность в пределах точности эксперимента постоянна во всей ударно-нагретой области.

Плотность воздуха за отраженными ударными волнами определялась с помощью системы уравнений

$$\begin{aligned}
 (3) \quad & K\Delta\rho - r_e(\lambda_1)N_e - \delta_0 \frac{\lambda_1}{d} = 0 \quad K\Delta\rho - r_e(\lambda_2)N_e - \delta_0 \frac{\lambda_2}{d} = \delta' \frac{\lambda_2}{d} \\
 & K\Delta\rho - r_e(\lambda_3)N_e - \delta_0 \frac{\lambda_3}{d} = \delta'' \frac{\lambda_3}{d}
 \end{aligned}$$

где  $r_e(\lambda)$  — удельная рефракция, обусловленная электронами,  $N_e$  — концентрация электронов,  $\delta_0$ ,  $\delta_0 + \delta'$ ,  $\delta_0 + \delta''$  — сдвиг интерференционной картины для длин волн  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$  соответственно.

Более сложный путь определения плотности в этом случае обусловлен тем, что, во-первых, не представляется возможным непосредственно определить сдвиг полос при переходе через отраженную ударную волну, во-вторых, вклад в рефракцию за счет свободных электронов становится весьма существенным. Это усложнение ведет к снижению точности определения плотности, которая составляет в данном случае 32%. Обычно для каждой интерферограммы использовалось несколько наборов ( $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\lambda_3$ ), и полученные с помощью одной и той же интерферограммы значения плотности осреднялись и наносились в виде одной точки на фиг. 5 (точки *a*). Сравнение этих экспериментальных данных с кривой 1, построенной с помощью [14, 15], показывает, что расчет и экспериментальные данные согласуются между собой в пределах ошибок измерения.

Как показали исследования, плотность за отраженными ударными волнами остается постоянной в пределах точности эксперимента в течение всего того интер-

вала времени, пока удается наблюдать интерференционные полосы (аналогично плотности за падающими ударными волнами — фиг. 4). Ниже приведены измеренные интервалы времени  $\Delta T$ , а также значения рабочего времени, рассчитанные согласно [2] по формуле  $\Delta T_i = L_i/V$  ( $i=l, t$ ), где  $L_l, L_t$  — длины ударно-нагретых областей соответственно для ламинарного и турбулентного пограничных слоев, вычисленные для  $p_0=5$  мм рт. ст. согласно [5, 6],  $V$  — скорость падающей ударной волны.

$M$	9.9	15.5	21.1
$\Delta T$	35	16	5.3
$\Delta T_l$	41.6	22	12.8
$\Delta T_t$	20.5	10.4	5.3

Из сопоставления приведенных данных следует, что расчеты рабочего времени в диапазоне чисел Маха  $10 \div 20$ , выполненные на основе результатов работ [5, 6], позволяют определить верхнюю и нижнюю границы значений реального рабочего времени. Следует отметить, что если в формуле для  $\Delta T$  использовать экспериментальные значения длины ударно-нагретой области (например, приведенные на фиг. 1), то полученные в этом случае значения совпадут с экспериментальными значениями рабочего времени с точностью 50%.

Значения электронных концентраций, найденные согласно (3), приведены на фиг. 5 (точки б), кривая 2 дает значения, вычисленные с помощью [14, 15]. Как видно из сопоставления экспериментальных данных и кривой 2, результаты эксперимента и расчета находятся в согласии между собой, однако необходимо отметить систематическое превышение расчетных данных над экспериментальными, которое в среднем составляет  $\sim 15\%$ . Во времени концентрация электронов в воздухе за отраженной ударной волной аналогично плотности остается неизменной в пределах ошибок измерений.

Московский государственный университет  
им. М. В. Ломоносова.  
Физический факультет

Поступила 7 XII 1976

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров Ю. В., Чекалин Э. К. Физические процессы в электромагнитных ударных трубах. М., Атомиздат, 1968.
2. Баженова Т. В., Киреев В. Т. Схемы современных ударных труб и особенности течения газа в ударных трубах. Науч. тр. Ин-та механ. МГУ, № 20, стр. 6. М., Изд. МГУ, 1973.
3. Майрлс Г. Затухание в ударной трубе, обусловленное действием неустановившегося пограничного слоя. В сб. «Ударные трубы». Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 286.
4. Майрлс Г. Пограничный слой на стенке за движущейся ударной волной. В сб. «Ударные трубы». Под ред. Х. А. Рахматуллина и С. С. Семенова. М., Изд-во иностр. лит., 1962, стр. 320.
5. Mirels H. Test time for low-pressure shock tubes. Phys. Fluids, 1963, vol. 6, No. 9, p. 1201.
6. Майрлс Г. Ограничение времени работы ударной трубы из-за турбулентного пограничного слоя на стенке. Ракетная техника и космонавтика, 1964, т. 2, № 1, стр. 114.
7. Mirels H. Flow nonuniformity in shock tubes operating at maximum test times. Phys. Fluids, 1966, vol. 9, No. 10, p. 1907.
8. Майрлс Г., Кинг. Решение с помощью рядов для ламинарного пограничного слоя в ударной трубе и времени работы ударной трубы. Ракетная техника и космонавтика, 1966, т. 4, № 5, стр. 20.
9. Файзуллоев Ф. С. Пирометрическое исследование состояния воздуха, азота и аргона за ударной волной. Тр. ФИАН СССР, т. 18, стр. 105. М., Изд-во АН СССР, 1962.
10. Коньков А. А., Соколов А. И. Экспериментальное изучение распространения мощных ударных волн в канале. ПМТФ, 1976, № 4.
11. Коньков А. А., Рязин А. П., Соколов А. И. Двухдиафрагменная ударная труба для получения плотной термической плазмы. Теплофизика высоких температур, 1974, т. 12, № 4, стр. 806.
12. Аллен К. У. Астрофизические величины. М.—Л., Изд-во иностр. лит., 1960.
13. Aifer R., White D. Optical refractivity of high-temperature gases. 1. Effects resulting from dissociation of diatomic gases. Phys. Fluids, 1959, vol. 2, No. 2, p. 153.
14. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Рождественский И. В. Таблицы термодинамических функций воздуха для температур от 2000 до 6000° К и давлений от 0,00001 до 100 атмосфер. М., Изд. ВЦ АН СССР, 1962.

15. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В., Стаханов И. П., Плешанов А. С., Рождественский И. Б. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур 6000–12 000° К и давлений 0,001–1000 атм). М., Изд-во АН СССР, 1957.
16. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Плешанов А. С., Самуйлов Е. В., Рождественский И. Б. Таблицы газодинамических и термодинамических функций воздуха за прямым скачком уплотнения. М., Изд-во АН СССР, 1959.
17. Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Рождественский И. Б., Самуйлов Е. В., Плешанов А. С. Таблицы газодинамических и термодинамических величин потока воздуха за прямым скачком уплотнения (для скоростей набегающего потока до 4500 м/сек). М., Изд-во ВЦ АН СССР, 1962.

УДК 533.6.011.8

### ВРАЩАТЕЛЬНАЯ РЕЛАКСАЦИЯ АЗОТА В ВЯЗКОМ УДАРНОМ СЛОЕ ПРИ МАЛЫХ ЧИСЛАХ РЕЙНОЛЬДСА

Г. Н. ЗАЛОГИН

(Москва)

На основании модели вязкого ударного слоя рассматривается релаксация вращательных степеней свободы молекулярного азота при течении разреженного газа в окрестности критической линии тока около сферы. Показано, что на режимах течения с сильно размытой ударной волной вращательные степени свободы могут быть существенно неравновесными, что приводит к возрастанию температуры и толщины ударного слоя по сравнению с равновесным случаем. Обсуждается влияние вращательной релаксации на структуру ударного слоя и находятся границы режимов течения, когда этот процесс играет существенную роль. Проводится сравнение результатов численных расчетов с имеющимися в литературе экспериментально полученными профилями плотности в окрестности критической линии тока при обтекании сферы разреженным газом [1, 2]. Получено достаточно хорошее согласие результатов расчета с экспериментальными данными в широком диапазоне чисел Рейнольдса.

При рассмотрении обтекания тел различных конфигураций разреженным газом на передний план выдвигают такие поверхностные эффекты, как скольжение на теплоизолированной и скачок температуры на охлаждаемой поверхностях, а газ считается совершенным с постоянным показателем адиабаты. Здесь на примере молекулярного азота будет показано, что наряду с указанными эффектами при течении двухатомных разреженных газов необходимо также учитывать релаксацию вращательных степеней свободы. Поскольку значение теплоемкости при постоянном давлении для случая равновесно-возбужденных вращательных степеней свободы превышает соответствующее значение  $C_p$  для замороженных вращений в 1.4 раза, можно ожидать значительного влияния вращательной релаксации на структуру ударного слоя.

Обзор работ, посвященных вращательной релаксации двухатомных молекул, дан в [3]. Строгое рассмотрение вращательной релаксации, так же как и задачи о структуре фронта вязкого скачка уплотнения при больших числах Маха, должно проводиться на основании кинетических уравнений. Однако исследование, проведенное в [4], показывают, что подход, основанный на решении уравнений Навье – Стокса, дает достаточно надежные результаты при решении задач обтекания как по структуре ударного слоя, так и по коэффициенту теплопередачи вплоть до числа Кнудсена  $Kn \approx 0.5$ .

1. Характерные времена релаксации вращательных степеней свободы тяжелых молекул очень малы [3], поэтому при малых числах Рейнольдса и не очень высоких скоростях набегающего потока с достаточной степенью точности можно считать, что другие виды релаксации, такие как возбуждение колебаний, заморожены. Считалось, что в набегающем потоке вращательные степени свободы равновесны, а колебательные степени свободы заморожены. Анализ структуры ударного слоя проводится на основании решения уравнений Навье – Стокса, упрощенных в предположении о локально-автомодельном характере течения в окрестности критической линии тока (но без дальнейших упрощений, связанных с предположением о малости толщины ударного слоя). Эти уравнения (исключая уравнение энергии) име-