

В цилиндрическом случае ($\alpha=0$) условие (24), согласно (13), принимает вид

$$v_{1r} \frac{\partial p_0}{\partial \xi} + \frac{v_{0\omega}}{\xi} \frac{\partial p_1}{\partial \omega} = 0,$$

что в данном случае ($v_{0r}=0, \frac{\partial p_0}{\partial \xi} \neq 0$) равносильно требованию постоянства давления вдоль проекции линии тока на плоскость, перпендикулярную оси цилиндра.

Поступила 13 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.

УДК 533.6.011.8

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПУЛЬСАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ, ВОЗБУЖДАЕМОГО ЭЛЕКТРОННЫМ ПУЧКОМ В ПОТОКЕ РАЗРЕЖЕННОГО ГАЗА С КЛАСТЕРАМИ

Н. И. Кисляков, И. А. Пивень, А. К. Ребров, Г. А. Храмов
(Новосибирск)

При исследовании взаимодействия двух сверхзвуковых потоков CO_2 низкой плотности с использованием электронного пучка обнаружено наличие пульсаций интенсивности излучения, возбужденного электронами в ядре струи. Характер изменения частоты и амплитуды пульсаций в объеме ядра струи, а также область существования пульсаций зависят от параметров торможения потоков.

Использование электронного пучка для диагностики потоков разреженного газа получило широкое распространение в экспериментальных газодинамических исследованиях благодаря тому, что эти методы позволяют получить количественную информацию о плотности газов, концентрации компонентов и их энергетическом состоянии как в покоящемся, так и движущемся газе [1, 2]. Измерения основаны на возможности установления однозначной связи между интенсивностью и характером спектра, возбужденного электронным пучком, и состоянием газа. В данной работе изучались низкочастотные пульсации излучения в зоне электронного пучка, использованного для зондирования взаимодействующих потоков разреженного газа с кластерами.

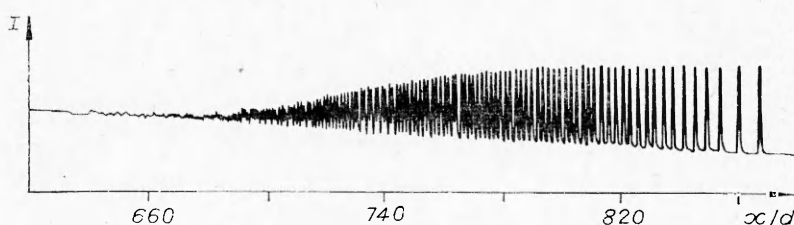
Это явление изучалось при взаимодействии двух спутных потоков CO_2 в вакуумной камере. В поле потока за соплом с диаметром среза 100 мм и геометрическим числом Маха $M_1 \approx 8$ на расстоянии 1120 мм устанавливался газодинамический источник со сверхзвуковым соплом (диаметр критического сечения $d_* = 0,53$ мм, диаметр среза $d = 1,22$ мм) или звуковым соплом ($d_* = 0,33$ мм). Размеры источника выбирались порядка нескольких длин свободного пробега, чтобы он не оказывал существенного влия-

Номер режима	$P_{O_1} \cdot 10^3, \text{ Н/м}^2$	$T_{O_1}, \text{ К}$	$P_{O_2} \cdot 10^{-5}, \text{ Н/м}^2$	$T_{O_2}, \text{ К}$	$\left(\frac{N}{Z}\right)_1$	$\left(\frac{N}{Z}\right)_2$	M_2
1	1,18	650	13,6	330	~ 8	$\sim 1,3 \cdot 10^3$	1
2	1,22	680	9,54	303	~ 6	$\sim 10^4$	3
3	1,18	659	4,62	308	~ 7	$\sim 1,3 \cdot 10^3$	3
4	1,22	390	9,4	310	~ 350	$\sim 9 \cdot 10^3$	3
5	1,13	410	9,26	308	~ 300	$\sim 9 \cdot 10^3$	3
6	1,18	408	7,62	308	~ 300	$\sim 8 \cdot 10^3$	3
7	1,3	705	9,32	308	< 2	$\sim 9 \cdot 10^3$	3
8	1,22	640	9,7	293	~ 8	$\sim 10^4$	3
9	1,24	662	0,954	323	~ 7	~ 200	3
10	—	—	9,55	288	—	$\sim 10^4$	3
11	1,17	652	3,54	330	~ 7	~ 180	1

ния на газ внешнего спутного потока, обтекающего струю. Параметры исследованных режимов течения указаны в таблице. Индекс 0 обозначает параметры торможения, 1 — спутного потока, 2 — внутренней струи. Давление в вакуумной камере было меньше $0,1 \text{ Н/м}^2$ и не оказывало влияния на параметры потока в области измерения.

Для измерения плотности использовался пучок электронов с энергией $\sim 20 \text{ кэВ}$ при токе $0,9\text{--}1 \text{ мА}$. Электронный пучок пронизывал всю область взаимодействующих потоков диаметром более 1 м . Излучение пучка регистрировалось с помощью монохроматора SPM-2 с фотоумножителем ФЭУ-39 либо на ленте самопишущего прибора ЭППВ-60, либо на пленке шлейфового осциллографа Н-700. Во время записи сигнала электронная пушка и оптическая регистрирующая аппаратура оставались неподвижными, перемещался блок сопел вдоль оси потока или в поперечном направлении.

Пульсации свечения пучка возникали на определенных режимах работы обоих сопел в области ядра внутренней струи, ограниченного вислыми ударными волнами. На фиг. 1 показано изменение интенсивности

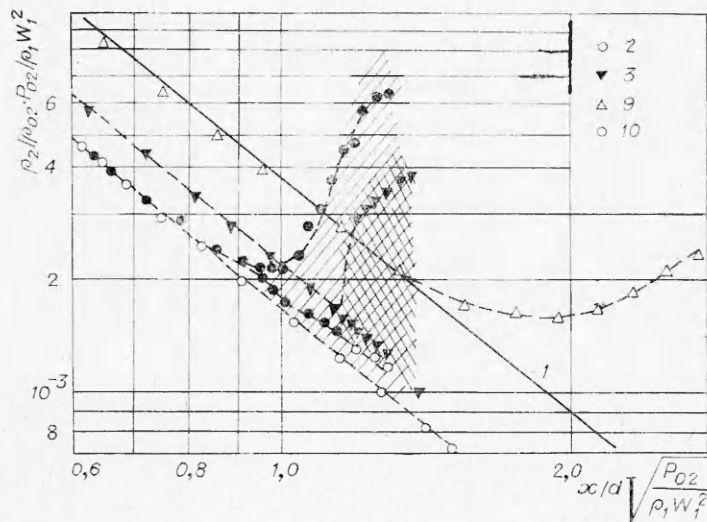


Ф и г. 1

излучения газа на оси струи за звуковым соплом (режим 1) на длине 280 калибров, что соответствует времени записи $91,6 \text{ с}$. Запись производилась с помощью прибора ЭППВ-60 с временем пробега каретки $2,5 \text{ с}$. Пульсации начали обнаруживаться на расстоянии $640\text{--}650$ калибров от среза звукового сопла и внезапно исчезли на расстоянии около 890 калибров, значительно раньше зоны влияния диска Маха или X-образной конфигурации. Дальнейшее изменение плотности газа (интенсивности излучения) соответствует адиабате, по которой газ расширялся до появления

пульсаций. В общем случае в областях, где отсутствуют пульсации, значение интенсивности сигнала однозначно связано с плотностью.

Для расстояния 720 калибров можно достаточно определенно оценить частоту пульсаций: она составляет $\sim 1,2$ Гц. К зоне исчезновения пульсаций она уменьшается примерно до 0,18 Гц. С уменьшением частоты амплитуда пульсаций возрастает и может в несколько раз превышать интенсивность излучения, соответствующего плотности при свободном расширении. Обнаруженные пульсации локализируются, как показывают оценки, вдоль оси струи в области в виде оживала с поперечником порядка 10 длин свободного пробега молекул. Аналогичная картина пульсаций имеет место и в струях за сверхзвуковым соплом (режимы 2—8). На фиг. 2 в автомоделных координатах для распределения плотности

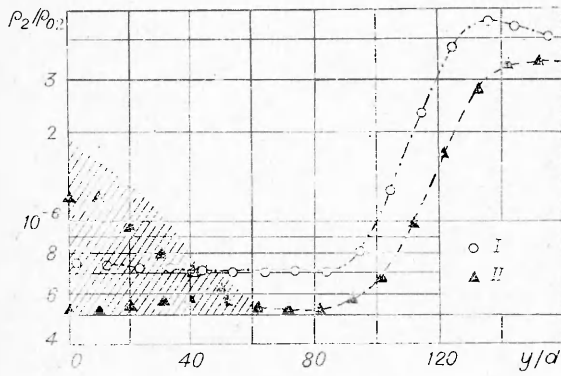


Ф и г. 2

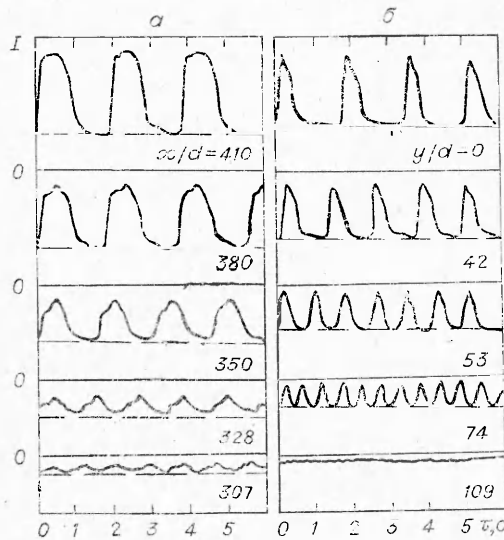
показаны области пульсаций вдоль оси струи на режимах 2, 3. Зачерненными кружками и треугольниками обозначена нижняя граница изменения сигнала в области пульсаций, штриховыми линиями — полосы пульсаций плотности. Высота полос соответствует амплитуде пульсаций. Здесь же показаны изэнтропа для $\gamma=1,3$ и соответствующее ей распределение плотности в струе в одном из экспериментов при низком давлении торможения (режим 9), а также распределение плотности в ядре струи без спутного потока (режим 10). Пульсации на режимах 2, 3 возникали на расстояниях около 260 калибров. Границу зоны пульсаций вниз по потоку обнаружить не удалось из-за ограниченности перемещений координатника.

Для выявления области возникновения пульсаций производилась запись поперечных распределений плотности на различных расстояниях от среза сопла. На фиг. 3 показаны поперечные профили плотности во внутренней струе на срезе с $M_2=3$ (режим 8).

Цифрами I и II обозначены профили плотности на расстояниях $x/d=280$ и 329 калибров от среза сопла. Первое сечение относится к началу пульсаций, второе — к области развитых пульсаций на оси струи. По направлению к висячим ударным волнам (на графике висячие ударные волны находятся вне зоны $y/d \leq 80$) амплитуда пульсаций падает, а частота растет.

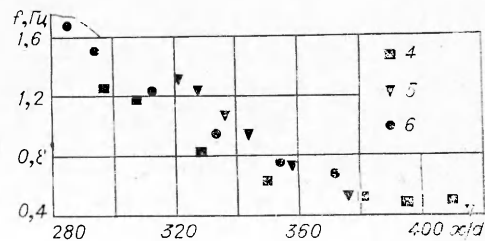


Фиг. 3



Фиг. 4

пульсаций по оси струи за сверхзвуковым соплом для режимов 4—6. Частота пульсаций, измеренная по данным осциллографирования (режимы 4—6) при близких условиях, слабо меняется от режима к режиму, а по длине струи меняется в пределах 1,7—0,4 Гц. На режиме 7 (см. фиг. 4, б) при более высокой температуре внешнего потока частота пульсаций несколько возросла (2—0,5 Гц). На отдельных режимах наблюдались аномалии в изменении частоты по оси струи — резкое изменение в некоторой области или сохранение частоты неизменной — на значительной длине зоны пульсаций. Так как изменение пульсаций наблюдалось на сравнительно небольшом участке струи, корреляцию меж-



Фиг. 5

С помощью прибора ЭППВ-60 определена область пульсаций и получены качественные данные об изменении амплитуды и частоты пульсаций. Более точные характеристики, а также форма сигнала получены с помощью шлейфового осциллографа Н-700 с предварительным усилителем постоянного тока, имеющим полосу пропускания до 20 Гц на уровне 0,7. На фиг. 4 показаны осциллограммы записи пульсаций в точках осевого (а) и поперечного (б) сечений внутренней струи на расстоянии 438 калибров на режимах 6 и 7. Цифрами указаны расстояния в калибрах от среза сопла и от оси струи. Пульсации имеют асимметричный, строго периодический характер. Передний фронт изменения интенсивности свечения круче заднего. Повышение температуры спутного потока (см. фиг. 4, а) приводит к заострению максимума отдельных пульсаций. Отдельные детали пульсаций (немонотонность изменения сигнала) в настоящее время трудно интерпретировать.

На фиг. 5 приведены данные об изменении частоты

ду изменениями параметров струи и частотой пульсаций установить трудно.

Амплитуда пульсаций растет вниз по потоку и достигает величин, в 2,5—3 раза превышающих значения сигнала, соответствующего плотности в исследуемой точке. Относительное значение амплитуды падает с уменьшением давления газа.

Кроме описанных исследований, специально изучалось влияние температуры торможения спутного потока на характер пульсаций. Замечено, что при постоянном давлении P_{01} увеличение температуры торможения приводило сначала к уменьшению амплитуды пульсаций с некоторым ростом частоты, затем к их полному исчезновению в области измерений при $T_{01} > 850$ К. При снижении температуры пульсации появлялись вновь, и изменение их характера происходило в обратном порядке. При увеличении температуры торможения спутного потока T_{01} , а также при уменьшении давления торможения внутренней струи область пульсаций смещается вниз по потоку, сохраняя в основном свою структуру.

Таким образом, пульсации, устойчиво регистрируемые при условиях режимов 1—8, не возникают при: а) высоких температурах торможения внешнего потока, б) низких давлениях торможения газа внутренней струи, в) отсутствии внешнего потока. При замене углекислоты во втором (малом) источнике на азот пульсации также не наблюдаются.

Влияние спутного потока на характеристики пульсаций в ядре струи, ограниченной висячими ударными волнами, в случае газов одного сорта в струе и спутном потоке можно объяснить проникновением в ядро струи либо молекул спутного потока, либо кластеров (молекулярных ассоциаций). Последнее более вероятно, так как область взаимодействия струй несильно разрежена — характерное число Кнудсена около 0,05.

В настоящее время нет возможности корректно рассчитать начальный этап конденсации (образование кластеров) в существенно неравновесных условиях расширения газов, когда характерное газодинамическое время соизмеримо или меньше характерного времени конденсации. На основании экспериментальных данных [3] можно определить порядок размеров кластеров, образующихся при расширении CO_2 с неравновесной конденсацией. Авторами работы [3] показано, что степень конденсации в струях за геометрически подобными источниками не изменяется при выполнении следующих условий подобия:

$$P_0 d^n = \text{const}, P_0 T_0^{(1,25\gamma-0,5)(1-\gamma)} = \text{const}.$$

Для CO_2 $n=0,6$, а $\gamma=1,3$ для условий начала образования кластеров.

В таблице приведены значения отношения числа молекул в кластере к заряду, соответствующие некоторому эффективному размеру кластеров в спутном потоке и в струе. В исследованных режимах эффективный размер кластеров по числу молекул на единицу заряда в ядре струи изменялся примерно от 200 до 10^4 , а в спутном потоке — от мономеров до 350. Режим пульсаций с наибольшей амплитудой соответствует условиям более интенсивной конденсации (точнее, зародышеобразованию) во внутреннем и внешнем потоках. При значении $N/Z \approx 7$ во внешнем потоке пульсации исчезают, если во внутреннем потоке $N/Z \leq 200$. Подогрев газа спутного потока до $T_{01} \approx 850^\circ$, когда исчезают пульсации, устраняет возможность конденсации внешнего потока — размер кластеров $N/Z \approx 1$.

Наличие описанной корреляции между условиями появления (исчезновения) кластеров и существованием пульсаций, а также сопутствие увеличения интенсивности пульсаций росту кластеров не дают прямого ответа на вопрос о природе пульсаций.

Рассмотрим, в каких условиях происходят пульсации с газодинамической точки зрения. Точный расчет параметров газового потока при неравновесном расширении с существенным изменением показателя адиабаты затруднителен. Поэтому ниже приводятся результаты оценки условий расширения газа.

Для оценки параметров спутного потока принимаем допущение, что газ спутного потока расширяется до среза сопла с показателем адиабаты 1,3, а затем с 1,4 как двухатомный газ. При этом учитывается влияние пограничного слоя в сопле. В области газодинамического источника внутренней струи и ее начального участка $M \approx 16$. Соответственно термодинамическая длина свободного пробега имеет значение порядка 1 мм. Внутренняя струя с поперечными размерами более 350 мм как некоторый объект находится в режиме обтекания, близком к сплошному. Следовательно, условия в ядре внутренней струи можно оценивать независимо от внешнего потока, пренебрегая влиянием проникающих молекул и кластеров на распределение плотности. Эксперименты подтверждают это допущение.

Значение средней длины свободного пробега молекул можно оценить по толщине ударной волны. Воспользуемся данными фиг. 3 (режим 8). Весьма ориентировочно толщину ударной волны в набегающем потоке можно принять равной трем длинам свободного пробега. Поэтому сечениям 280 и 329 калибров будут соответствовать длины свободного пробега в 12 и 16 мм. Подобные значения отмечаются во всех случаях, где регистрировались пульсации. Таким образом, зона пульсаций за сверхзвуковым соплом имеет поперечный размер порядка 10, продольный — 10—13 длин свободного пробега.

Такие факты, как плавное изменение частоты пульсаций f при перемещении пучка, заметное в пределах длины свободного пробега, положительное значение амплитуды пульсаций (над изэнтропой) и резкое прекращение пульсаций в определенной точке при перемещении пучка вниз по потоку, затрудняют объяснение обнаруженного явления как чисто газодинамического.

Ответ на вопрос о природе пульсаций, по-видимому, должно дать исследование возмущений в ядре струи от проникающих кластеров и изучение взаимодействия электронного пучка с кластированным потоком. В этом случае для анализа пульсаций необходимо рассмотреть состояние столба плазмы, иницируемой электронным пучком, так как область электронного пучка в типичных условиях эксперимента в среднем электрически нейтральна.

В заключение авторы благодарят Р. Г. Шарафутдинова и Ю. С. Куснера за участие в обсуждении результатов экспериментов.

Поступила 15 I 1975

ЛИТЕРАТУРА

1. Muntz E. P. Measurement of rotational temperature, vibrational and molecule concentration in nonradiating flows of low density nitrogen. UTIAS Rep., 1964, N 71.
2. Ребров А. К., Шарафутдинов Р. Г. Вопросы электронно-пучковой диагностики потоков разреженного газа.— В кн.: Методика и техника экспериментальных исследований в динамике разреженных газов. Новосибирск, изд. ИТ и ПМ СО АН СССР, 1971.
3. Hagen O. F., Obert W. Cluster formation in expanding supersonic jets: effect of pressure, temperature, nozzle size and test gas.— «J. Chem. Phys.», 1972, vol. 56, N 5.