

04

© 1991 г.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ II ТИПА НЕУСТОЙЧИВОСТИ УДАРНО НАГРЕТОЙ ПЛАЗМЫ КСЕНОНА В УДАРНОЙ ТРУБЕ

I. ВЛИЯНИЕ МИКРОПРИМЕСЕЙ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ НА ЭВОЛЮЦИЮ АВТОВОЛНОВОГО ПРОЦЕССА

Г. К. Тумакаев, З. А. Степанова, П. В. Григорьев

Представлены результаты исследования автоволнового процесса в ударной трубе. Показано, что развитие неустойчивости II типа ударно нагретой плазмы ксенона носит четко выраженный резонансный характер. Установлено влияние микропримесей воздуха, водорода и азота на изменение частоты осцилляции излучения плазмы ударной волны при ее распространении вдоль камеры низкого давления ударной трубы.

Одним из наиболее информативных и экспериментально легко регистрируемых проявлений II типа неустойчивости плазмы инертных газов в потоке за фронтом ударной волны [1] является периодическое изменение интенсивности излучения плазмы при ее распространении вдоль камеры низкого давления ударной трубы. Это явление в ксеноне наблюдается в широком диапазоне изменения чисел Маха ударной волны $10 < M < 16.5$. Развитие рассматриваемого типа автоволнового процесса в отличие от порогового характера развития неустойчивости III типа носит остро выраженный резонансный характер. Об этом, в частности, свидетельствует ранее экспериментально установленный факт [2] резкой зависимости изменения амплитуды осцилляции излучения от интенсивности падающей ударной волны. Глубина модуляции амплитуды излучения, как правило, при изменении интенсивности ударной волны относительно некоторого фиксированного значения M_p в пределах 5—10 % уменьшается в несколько раз по сравнению со своим максимальным значением, реализуемым при $M = M_p$. Условия выполнения резонанса по числу Маха обнаруживают сильную зависимость от величины начального давления газа перед ударной волной. При изменении давления газа от 13 до 2.5 Тор число Маха, при котором реализуются условия резонанса, меняется в пределах 12—15. Частота же колебаний осциллирующего излучения при фиксированном значении давления монотонно возрастает с ростом интенсивности ударной волны.

Степень развития II типа неустойчивости ударно нагретой плазмы зависит не только от интенсивности падающей ударной волны и начального давления ксенона, но и заметным образом откликается на изменение содержания микропримесей молекулярных газов [3, 4].

Исследование эволюции автоволнового процесса в ударной трубе в зависимости от изменения процентного содержания примесных добавок молекулярных газов в ксеноне выполнено в узком диапазоне изменения чисел Маха падающей ударной волны $M \sim 11-14$ и при постоянном давлении ксенона перед ударной волной $P_0 = 7$ Тор. В качестве примесных добавок использовался воздух, парциальное давление которого изменялось в пределах $2 \cdot 10^{-4} < \xi < 2 \cdot 10^{-3}$ Тор ($3 \cdot 10^{-3} < \xi < 3 \cdot 10^{-2}$ %), а также водород и азот. В этом случае содержание примеси варьировалось в пределах $8 \cdot 10^{-4} < \xi < 2 \cdot 10^{-2}$ Тор. Степень загряз-

ненности используемого ксенона молекулярным газом по сертификату не превышала $1 \cdot 10^{-3} \%$.

Исследования выполнены на ударной трубе с диаметром сечения цилиндрического канала 100 мм. Длина камеры низкого давления 8.0 м. Предварительная степень откачки системы $5 \cdot 10^{-6}$ Тор. Рабочая смесь газов готовилась непосредственно перед проведением эксперимента путем последовательного напуска в камеру низкого давления примесной компоненты, а затем исследуемого газа с последующим перемешиванием при многократной прокачке смеси в замкнутом закольцованном объеме, образованном подводными магистралями и камерой низкого давления, с помощью безмасляного двуроторного компрессора.

Отметим, что в процессе подготовки и проведения эксперимента особое внимание было обращено на исключение проникновения в рабочую установку высокомолекулярных продуктов органического происхождения. Для этого, в частности, система предварительной форвакуумной откачки была снабжена ловушками с жидким азотом. Медные диафрагмы, используемые для отделения

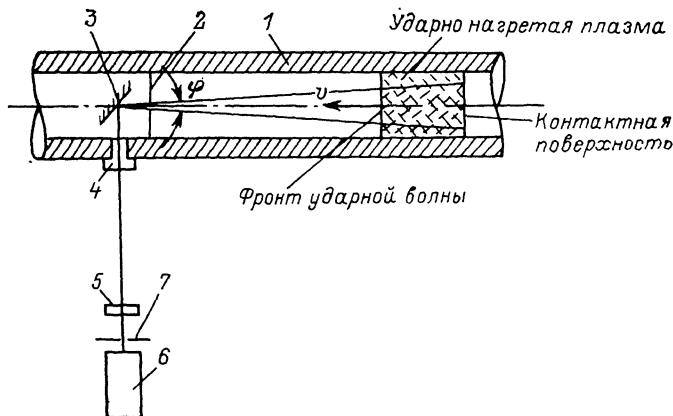


Рис. 1. Оптическая схема установки.

камеры низкого давления от камеры высокого давления и демпферного бака, перед экспериментом отжигались и подвергались гальванической обработке.

Скорость распространения ударной волны определялась локально в конце камеры низкого давления на базе 0.576 м с точностью $\pm 1 \%$.

В эксперименте регистрировалось изменение интегрального излучения движущейся плазмы в видимом диапазоне спектра $400 < \lambda < 700$ нм. Оптическая схема метода приведена на рис. 1. Она включает в себя поворотное зеркало 3, установленное внутри камеры низкого давления в семи метрах от диафрагменного блока, загерметизированную оптически прозрачную вставку 4, фотоэлектрический приемник света 6, широкополосный фильтр 5. Пучок света в измерительном тракте коллимировался с помощью двух диафрагм с диаметром отверстия 1 мм. Диафрагма поля зрения 2 устанавливалась перед поворотным зеркалом внутри камеры низкого давления, апертурная диафрагма 7 крепилась на корпусе фотоумножителя. Расстояние между диафрагмами (не менее одного метра) подбиралось из условия, чтобы поле зрения оптической системы по всей длине канала определялось диафрагмой поля зрения, а не сечением цилиндрического канала камеры низкого давления. Поэтому в экспериментах регистрировалось излучение из объема плазмы, ограниченного постоянным телесным углом и длиной пробки ударно сжатого газа. На схеме эта область выделена двойной штриховкой.

Благодаря остро выраженному резонансу в развитии автоволнового процесса, с одной стороны, и непостоянству скорости распространения ударной волны в ударной трубе в пределах 5—10% [5], с другой стороны, все этапы эволюции осцилляции излучения — зарождение, область максимального развития неустойчивости и затухания колебаний можно проследить в одном эксперименте.

В качестве примера на рис. 2 и 3 для двух экспериментов приведены осциллограммы, несущие информацию об изменении интенсивности излучения плазмы в процессе ее распространения вдоль всей камеры низкого давления — от диафрагменного блока до измерительного сечения. Там же представлены результаты их обработки, данные об изменении частоты осцилляции излучения $F = f(x)$ и глубины модуляции амплитуды сигнала $\Delta A = f(x)$. Условия проведения рассматриваемых экспериментов практически идентичны. В обоих случаях давление ксенона перед ударной волной равно $P_0 = 7$ Тор. Близки и значения

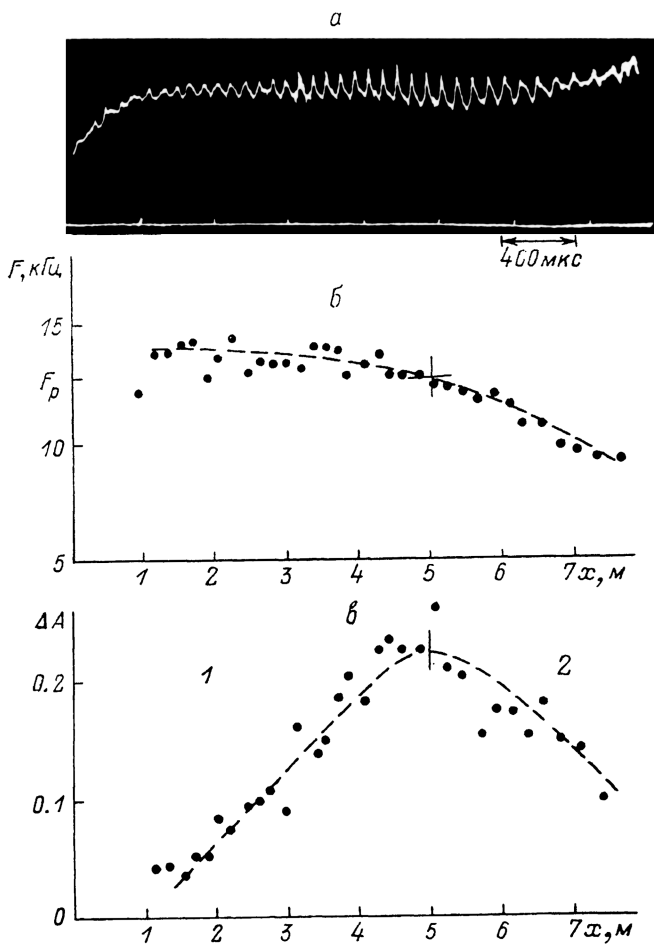


Рис. 2.

а — осцилляция излучения при $M=11.8$, $P_0=7$ Тор, $\xi=3 \cdot 10^{-4}$ Тор; б — зависимость $F=f(x)$; в — зависимость $\Delta A=f(x)$: 1 — высокочастотное крыло дуга, $F > F_p$; 2 — низкочастотное крыло дуга, $F < F_p$.

чисел Маха в конце камеры низкого давления $M=11.8$ (рис. 2) и 12.0 (рис. 3). Лишь по содержанию примеси воздуха условия отличаются почти в 2 раза. В первом случае $\xi \sim 3 \cdot 10^{-4}$ Тор и во втором $\xi \sim 7 \cdot 10^{-4}$ Тор.

Из анализа представленных осциллограмм следует, что после разрыва диафрагмы в зоне формирования ударной волны суммарная интенсивность излучения плазмы возрастает. Далее, благодаря тому, что наблюдение осуществляется при постоянном телесном угле, определяемом диафрагмой поля зрения, средний уровень этого излучения по мере приближения фронта ударной волны к измерительному сечению остается практически неизменным. Первые признаки зарождения осцилляции излучения устойчиво отмечаются в зоне формирования течения. Однако здесь периодичность развития автоволнового процесса нерегулярна. За пределами зоны формирования изменение частоты колебаний в од-

ном и в другом случаях обнаруживают тенденцию к уменьшению в пределах $\Delta F \sim 2-3$ кГц.

Изменение степени развития автоволнового процесса в основном проявляется в значительной вариации глубины модуляции сигнала. В эксперименте, результаты которого приведены на рис. 2, реализованы условия, обеспечивающие максимальное изменение амплитуды осциллирующего излучения в средней части канала камеры низкого давления. На этом примере прослеживается эволюция всего резонансного цуга автоволнового процесса: стадия развития ос-

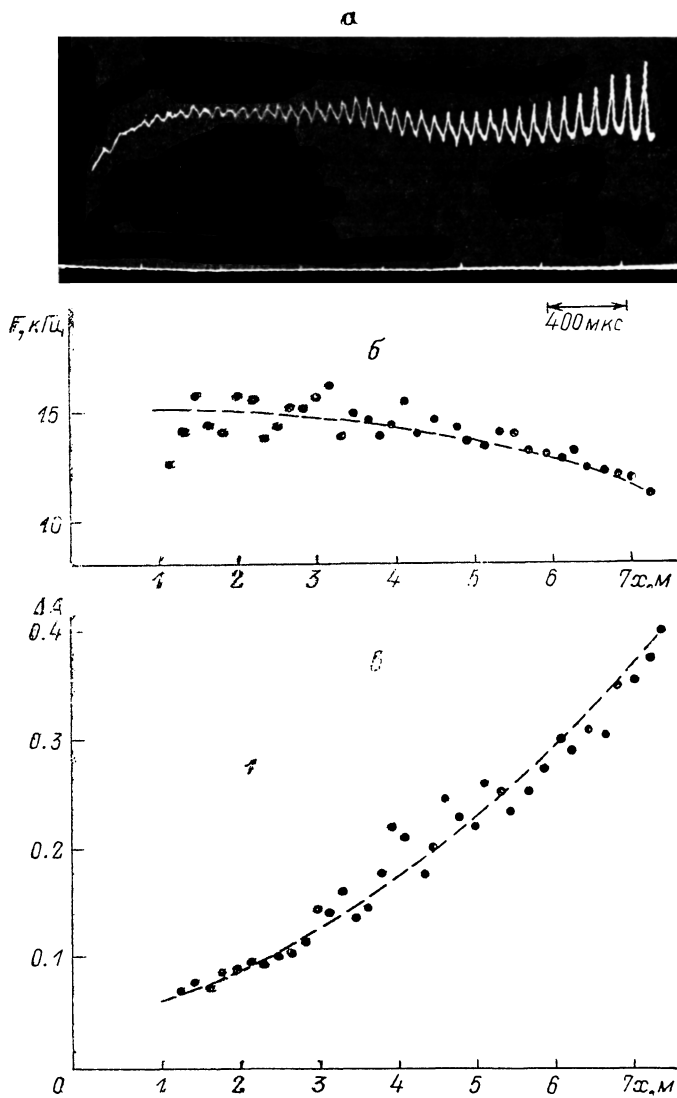


Рис. 3.

а — осцилляция излучения при $M=12.0$, $P_0=7$ Тор, $\xi=7 \cdot 10^{-4}$ Тор; б — зависимость $F=f(x)$; в — зависимость $\Delta A=f(x)$; 1 — высокочастотное крыло цуга, $F > F_p$.

цилляции излучения (высокочастотное крыло процесса, $F > F_p$), четко обозначена область резонанса $F_p \sim 12.3-12.6$ кГц и, наконец, затухание колебаний (низкочастотное крыло, $F < F_p$). Глубина модуляции сигнала здесь меняется от $\Delta A \sim 0.05$ при $x \sim 2$ м, достигает своего максимального значения $\Delta A \sim 0.23$ при $x \sim 5$ и в конце камеры низкого давления при $x=7.5$ м принимает значение $\Delta A \sim 0.1$.

Увеличение содержания микропримеси воздуха в ксеноне в 2 раза существенно деформирует динамику автоволнового процесса. Здесь (рис. 3) в пре-

делах всей длины камеры низкого давления осуществляется формирование высокочастотного крыла резонансного цуга, а область наибольших изменений глубины модуляции излучения смещается к измерительному сечению ($\Delta A_{\max} \sim 0.4$).

Отметим, что аналогичным образом и столь же критично влияет на развитие резонансного цуга изменение интенсивности ударной волны и начального давления исследуемого газа [2]. Увеличение M на 5—10 % либо P_0 на 10—15 % смещает цуг как целое к концу камеры низкого давления, т. е. в направлении, совпадающем с направлением вектора скорости ударной волны; уменьшение указанных параметров смещает цуг в противоположном направлении.

Из анализа экспериментальных результатов установлена закономерность эволюции осциллирующего излучения в ударной трубе. Суть его сводится к тому, что в зависимости от изменения интенсивности ударной волны, начального давления газа и содержания микропримесей молекулярных газов в ксене устойчиво существующий резонансный цуг автоволнового процесса линейно перемещается вдоль канала камеры низкого давления. В результате

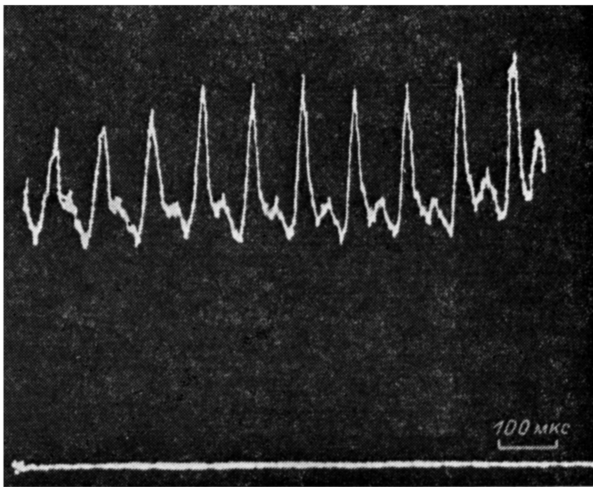


Рис. 4. Осцилляция излучения в области резонанса.

такого перемещения в зависимости от комбинации перечисленных параметров в каждом отдельном эксперименте регистрируется тот или иной фрагмент резонансного автоволнового цуга.

Наряду с утверждением этого схематического представления, которое в общих чертах правильно отражает характер эволюции процесса, необходимо отметить, что в действительности исследуемое явление характеризуется исключительной сложностью и динамичностью. Об этом, в частности, свидетельствует регистрируемая в экспериментах флуктуация частоты колебаний и амплитуды осциллирующего сигнала (рис. 2, 3) в резонансном цуге. Неоднозначен также характер изменения интенсивности излучения плазмы и в каждом цикле исследуемого процесса.

На рис. 4 приведена осциллограмма осцилляции излучения плазмы в резонансной области цуга. Обращает на себя внимание асимметричность формы сигнала. Как правило, продолжительность спада интенсивности излучения колебательного процесса почти в два раза превышает время его нарастания. Кроме того, на ниспадающем участке интенсивность излучения меняется не монотонно. Сначала здесь образуется плато с незначительным изменением уровня регистрируемого сигнала. Далее это плато опускается вниз, в последующих циклах колебаний в этой области обнаруживаются признаки увеличения интенсивности излучения ударно нагретой плазмы. Отметим, в ряде случаев в низкочастотном крыле резонансного цуга наблюдается возрастание этого всплеска до величины, соизмеримой с амплитудой основной гармоники.

Если на фоне диссипативного 5—10%-го изменения скорости распространения ударной волны вдоль всей камеры низкого давления представляется возможным установить резонансный характер развития исследуемого процесса в рамках одного эксперимента, то, регистрируя среднюю частоту колебания сигнала на фиксированном, ограниченном по протяженности отрезке камеры низкого давления, можно восстановить полную картину эволюции процесса осцилляции излучения (в том числе и в далеких высоко- и низкочастотных крыльях резонансного цуга) из сопоставления результатов серии экспериментов. Этот способ использовался нами ранее при определении частотной зависимости $F=f(M)$ при $P_0=\text{var}$ и $\xi=\text{const}$. Здесь он применен при исследовании влияния примесных добавок молекулярных газов на эволюцию автоволнового процесса.

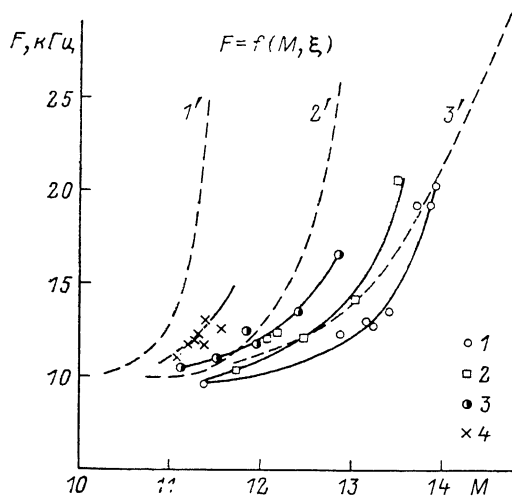


Рис. 5. Изменение частоты колебания от числа Маха при $\xi=\text{var}$.

ξ , Тор: 1 — $2 \cdot 10^{-4}$, 2 — $5 \cdot 10^{-4}$, 3 — 10^{-3} , 4 — 2×10^{-3} .

$\xi_1 = 2 \cdot 10^{-3}$ Тор, $\xi_2 = 1 \cdot 10^{-3}$ Тор, $\xi_3 = 5 \cdot 10^{-4}$ Тор и $\xi_4 = 2 \cdot 10^{-4}$ Тор (пунктиром на рис. 5 нанесены кривые $F=f(M)$ для $P_0=\text{var}$ и $\xi=\text{const}$ из работы [2]: 1' — 13.3, 2' — 6.6, 3' — 3.3 Тор).

Изменение частоты колебания в автоволновом цуге носит сложный, качественно различный для низко- и высокочастотного крыла характер. Частота

На рис. 5 приведены экспериментальные данные, устанавливающие зависимость изменения частоты осцилляции излучения ударно нагретой плазмы от скорости распространения ударной волны при постоянном начальном давлении ксенона $P_0=7$ Тор и разных парциальных давлениях микропримеси воздуха

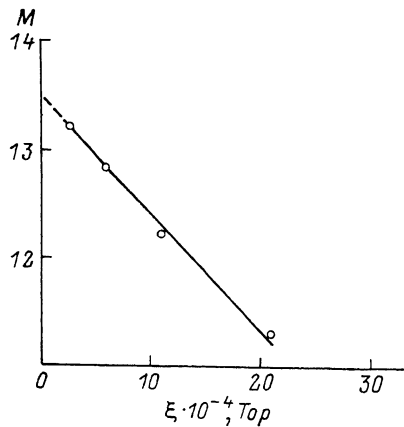


Рис. 6. Изменение M_p от содержания микропримеси воздуха в ксеноне при $F=F_p \sim 12.6$ кГц.

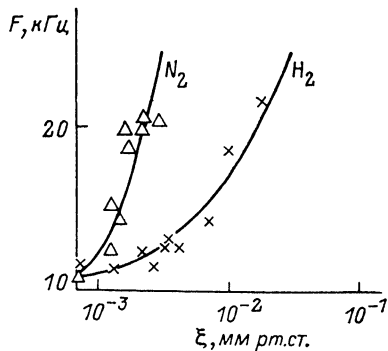


Рис. 7. Влияние примеси водорода и азота на частоту осцилляции излучения.

осцилляции при $M < M_p$ ограничена снизу предельным значением ~ 9.8 —10 кГц, величина которого не зависит от содержания примеси воздуха. С ростом числа Маха частота процесса увеличивается. Однако до тех пор пока интенсивность ударной волны остается меньше значения M_p , при котором выполняются условия резонанса, этот рост незначителен. В дальнейшем сначала для боль-

ших, а затем для меньших ξ рост частоты колебаний со скоростью ударной волны резко усиливается.

Функциональная зависимость $F=f(M)$ при $\xi=\text{var}$ идентична зависимости $F=f(M)$ при $P_0=\text{var}$.

Из анализа приведенных экспериментальных данных следует, что, в то время как частота осцилляции излучения, при которой выполняется условие резонанса, практически инвариантна к содержанию примеси, резонансное значение числа Маха $M=M_p$ зависит и меняется в значительных пределах от ξ .

На рис. 6 приведен график зависимости $M_p=f(\xi)$. В пределах точности эксперимента она носит линейный характер. Если для $\xi=2 \cdot 10^{-3}$ Тор максимальные амплитудные значения реализуются при $M \sim 11.3$, то для $\xi=2 \cdot 10^{-4}$ Тор — при $M=13.2$. Экстраполяция зависимости $M_p=f(\xi)$ в сторону меньших значений ξ определяет предельное значение числа Маха $M_p=13.6$, при котором возможна реализация резонансных условий развития автоволнового процесса в чистом ксеноне.

На рис. 7 приведены графики изменения частоты осцилляции излучения в высокочастотном крыле резонансного цуга от содержания примеси азота и водорода в ксеноне. Эти данные получены при постоянном давлении ксенона перед ударной волной $P_0=6.6$ Тор и постоянном значении числа Маха падающей ударной волны $M=11.9$. Как и следовало ожидать, частота осцилляции с ростом содержания водорода и азота увеличивается. Однако развитие автоволнового процесса существенно зависит от сорта примесной добавки. В то время как для водорода частота осцилляции принимает значение $F \sim 20$ кГц при $\xi=2 \cdot 10^{-2}$ Тор, в азоте это значение реализуется при значительно меньшем содержании примеси $\xi=3 \cdot 10^{-3}$ Тор. Вероятно, примесь азота в отличие от водорода ужесточает условия развития неустойчивости ударно нагретой плазмы, а следовательно, и резонансного цуга.

Выводы

1. Показано, что развитие II типа неустойчивости ударно нагретого газа носит остро выраженный резонансный характер.
2. Установлена закономерность эволюции осциллирующего излучения в ударной трубе в зависимости от числа Маха падающей ударной волны начального давления и содержания микропримесей молекулярных газов в ксеноне.
3. Обсуждены экспериментальные результаты по изменению частоты колебания интенсивности излучения плазмы в процессе ее распространения вдоль камеры низкого давления от числа Маха ударной волны и содержания микропримеси воздуха в ксеноне, парциальное давление которого менялось в пределах $2 \cdot 10^{-4} < \xi < 2 \cdot 10^{-3}$ Тор.

Список литературы

- [1] Тумакаев Г. К. // Высокотемпературная газодинамика, ударные трубы и ударные волны / Под ред. Р. И. Солоухина. Минск, 1983. С. 154—160.
- [2] Тумакаев Г. К., Степанова З. А. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 2. С. 15—22.
- [3] Glass I. I., Liu W. S. // J. Fluid Mech. 1978. Vol. 84. P. 55—77.
- [4] Glass I. I., Liu W. S., Tang F. C. // Canad. J. Phys. 1970. Vol. 55. N 14. P. 1269—1279.
- [5] Ступоченко Е. В., Лосев С. А., Осипов А. И. Релаксационные процессы в ударных волнах. М.: Наука, 1965.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
18 июня 1990 г.