

03;04;12

Экспериментальное и теоретическое изучение распространения ударных волн в реагирующих газах для режимов перестройки структуры течения

© А.С. Барышников, И.В. Басаргин, М.В. Чистякова

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 6 июля 2000 г. В окончательной редакции 28 июля 2000 г.)

Представлены экспериментальные факты перестройки структуры ударных волн при входе их в разрядный промежуток поперечного тлеющего разряда и затухающего тлеющего разряда. Найдено, что полный импульс давления в волне при этом сохраняется. Обнаружено немонотонное изменение "скорости звука" поперек разрядного промежутка, т.е. скорости ударной волны, при которой происходит полная дисперсия волны. Уточнены времена, на которых после выключения разряда происходят изменения в структуре волны. На основании экспериментальных фактов и полученных ранее результатов сделан вывод о механизме изучаемого эффекта, который связан с дисперсией распространения возмущений, составляющих структуру волны, в релаксирующей среде, каковой является и плазма тлеющего разряда. С помощью теории такого рода дисперсии, экспериментальных результатов и сравнении энергетических и временных характеристик внутренних состояний изучаемой плазмы и моды звуковых возмущений, ответственных в соответствии с экспериментом за появление эффекта, удалось определить состояние $O_2(a^1\Delta_g)$, релаксация которого определяет возникновение эффекта.

Неустойчивость ударной волны и течения за ее фронтом экзотермически реагирующего газа (горение, диссоциация) хорошо известна [1]. Сегодня представляет интерес изучение неустойчивости ударноволнового течения с эндотермическими реакциями (диссоциация, ионизация), например неустойчивости головной ударной волны и течения за ней в многоатомных диссоциирующих газах [2] или неустойчивости ударноволновой структуры в плазме тлеющего разряда [3]. Интерес обусловлен в большой степени возможностью снижения сопротивления тел благодаря исключению энергетических потерь на увеличение энтропии в ударной волне. Известно, что чем выше интенсивность ударной волны, тем это снижение более значительно.

Аналогичные явления обнаружены для ударной волны в химически реагирующих многоатомных газах [2], для ионизирующей ударной волны [4] и для ударной волны в плазме тлеющего разряда [3,5,6].

Обнаружено, что как в многоатомных газах, так и в плазме неустойчивость обусловлена внутренними физико-химическими процессами. Например, в многоатомных газах максимум в энергетическом спектре турбулентных возмущений совпадает с энергией химических превращений [7]. В плазме тлеющего и затухающего разряда в воздухе эффект также нельзя объяснить только с помощью теории электродинамики. Результаты [8] показывают, что и после выключения разряда в течение примерно 100 с структура распределения давления за ударной волной значительно отличается от классической. Для плазмы примерно тех же параметров [9] время деионизации составляет 10^{-5} с, а время охлаждения газа $\sim 10^{-4}$ с, тогда как время деэлектризации колебательных состояний порядка 10^{-2} с. Таким образом, общим для

всех эффектов является их связь с физико-химическими процессами, протекающими в газах. Однако механизмы их различаются. Например, механизм в многоатомных газах, хотя и не до конца известен, но исследовался ранее в многочисленных публикациях, которые, к сожалению, недостаточно хорошо известны широкому кругу читателей. Механизм обусловлен бароклинностью течений химически реагирующих газов независимо от того, выделяется или поглощается энергия в реакциях [10]. При этом усиливается вихревая мода возмущений и, хотя возмущение давления невелико, по отношению к давлению перед ударной волной оно достаточно велико, чтобы нарушить фронт ударной волны. Расчеты взаимодействия модельного вихря с энергией, соответствующей энергии химических превращений показали [11], что амплитуда и время развития возмущения на фронте совпадают с экспериментальными значениями. Дальнейшие исследования неустойчивости плоскопараллельного течения химически реагирующего газа в ударном слое перед телом указывают на то, что течение становится неустойчивым для высокочастотных возмущений даже без точки перегиба в поперечном профиле скорости [12], т.е. не только в точке отрыва, но и перед телом в ударном слое.

В тлеющем разряде перестройка ударноволновой структуры до сих пор не имеет однозначного теоретического обоснования. Имеется ряд гипотез о природе механизма. Исторически первой была гипотеза об ионно-звуковой дисперсии ударной волны [13]. Однако кроме экспериментальных данных, показывающих независимость эффекта от наличия заряженной компоненты в газе [8], простые оценки по известным формулам ионно-звуковой скорости (a в эксперименте число Маха волны

близко к 1) показывают, что она выше скорости звука в плазме в пять раз, а в центре разряда — в 2 раза. Такого резкого возрастания скорости "предвестника" в этих областях не наблюдается, а в центре почти нет возрастания скорости волны [8].

Возникновение ионно-звукового солитона вследствие модуляционной неустойчивости также сомнительно, так как максимальный размер солитона (длина волны) можно показать, равен $l = r_D(\rho_0/\Delta\rho)^{1/2} \approx 0.3 \text{ mm}$, где ρ_0 — плотность плазмы перед ударной волной, $\Delta\rho$ — величина скачка плотности, r_D — радиус Дебая. Это значение длины волны возмущений на порядок меньше, чем наблюдается в эксперименте. При больших значениях каверна плотности, если она существует, должна сходитьсь [14].

Наконец, имеется гипотеза перестройки структуры за счет излучения энергии плазмы. Для излучения характерны дисперсия и зависимость коэффициента поглощения излучения от частоты волны. Процесс переноса энергии излучением также можно описать нелинейными уравнениями Картевега-де-Вриза-Бюргерса (КДВБ) [15], решение которых, так же как и для ионно-звуковых волн, дает осцилляции плотности и других характеристик течения за ударной волной. Для малых возмущений амплитуда осцилляций составляет 2/3 от амплитуды фронта волны. Такое поведение в экспериментах не выявляется, но самое главное, что излучение, например, на длине волны возбужденного атомарного кислорода $\approx 1000 \text{ \AA}$ имеет коэффициент поглощения $k_p \approx 10^{-5} \text{ cm}$, поэтому поглощения энергии впереди ударной волны на расстоянии характерной длины первичной волны (30 mm) практически не происходит. Другая модель [16] предлагает механизм, может быть, малого, но быстрого охлаждения плазмы за ударной волной за счет излучения с "псевдометаустойчивых" состояний атомарного кислорода. Следует отметить вспышку излучения из области неустойчивого течения за ударной волной в ряде экспериментов [17]. В работе [18] предложена кинетическая схема механизма, которая основывается на нескольких достаточно медленных вторичных процессах (время протекания на режиме проявления эффекта порядка 10–100 s). Рассчитано, что такого рода механизм может обеспечить локальное увеличение давления за ударной волной примерно на 20% [16]. Однако в эксперименте наблюдается гораздо большее увеличение давления.

Таким образом, остается проблема выяснения механизма эффекта. Для того чтобы понять его природу, были проведены две серии экспериментов. Одна из них является продолжением изучения в [8] времени сохранения эффекта после выключения питания разряда. Времена перестройки структуры определяются по поведению во времени гармоник разложения формы сигнала в ряд Фурье. Эти времена можно сравнить с характерными временами протекания тех или иных процессов, что позволяет идентифицировать процесс, ответственный за неустойчивость. Судя по экспериментальным данным,

Таблица 1. Времена перестройки структуры

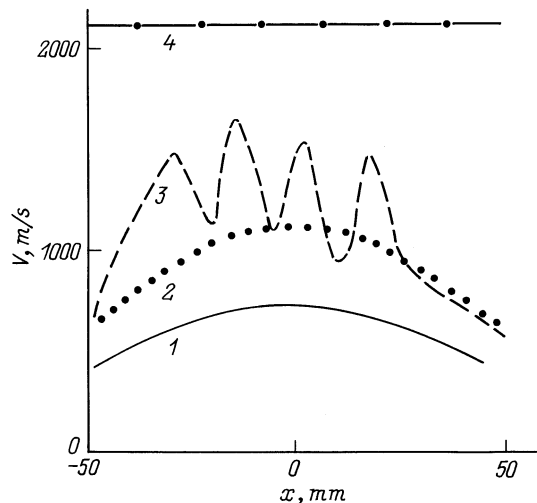
Скорость ударной волны, km/s	F_1''		F_2''	
	1–10 ms	10–100 ms	1–10 ms	10–100 ms
1.85	1.0	13 70	3.6	13
1.44	2.3 4.0	–	3.6	18 22
1.17	–	18	–	13
0.99	5.1	–	3.0	32 13 78

Примечание. 1-я гармоника F_1 — одиночный "горб", 2-я гармоника F_2 — два "горба".

этот процесс должен быть один, поскольку скважность формы сигнала равна примерно единице [15]. Это также значит, что основными гармониками в разложении формы сигнала в ряд Фурье являются первая, вторая и, может быть, еще дополнительно две. В эксперименте определялась зависимость амплитуд гармоник от времени. Легко определяется примерное время снижения на порядок амплитуды двух первых гармоник — 10^{-2} s . Более точное значение, а также возможные другие времена перестройки структуры можно определить по обращению в нуль найденной второй производной зависимости, так как именно при этом происходит преобладание новой тенденции в закономерности над старой. Это можно сравнить с изменением знака ускорения при движении тела под действием системы сил, хотя скорость направлена еще в том же направлении. Удалось найти все времена, на которых вторая производная обращается в нуль, без снижения точности данных. Результаты в различных диапазонах времени даны в табл. 1.

Видно, что с уменьшением скорости ударной волны время перестройки структуры (1-я гармоника) несколько возрастает, тогда как для второй гармоники оно не зависит от скорости. Особое место занимает скорость 1.17 km/s. Для этой скорости входа ударной волны в экспериментальную область структура формы сигнала до 10 ms не подвергается изменению. Из табл. 1 видно, что вторая гармоника в форме сигнала претерпевает изменение на временах 3.6 ms ($\sim 3.0 \text{ ms}$) и 13 ms ($\sim 20 \text{ ms}$). Для первой гармоники времена перестройки структуры также меняются в пределах от 1 до 5.1 ms. Эти данные подтверждают заключение о физико-химической природе эффекта, так как времена оказались порядка 10^{-2} s .

Вторая серия экспериментов заключается в измерении не временных, энергетических (динамических) характеристик эффекта. Измеряется минимальная скорость вхождения волны, при которой эффект еще имеет место, т.е. скорость, при которой исчезает первичная волна — "предвестник" и нет деления волны на две. При этом скорость волны сравнивается со скоростью распространения малых возмущений той моды, которая отвечает



1 — скорость звука в нагретом газе поперек разрядного промежутка; 2 — расчетная скорость звука в плазме в работе [19]; 3 — экспериментально измеренная скорость звука в плазме; 4 — скорость ионного звука, рассчитанная по измеренному значению электронной температуры.

за появление "предвестника". Результаты представлены на рисунке. Следует отметить провалы в монотонном поведении этой величины поперек разрядного промежутка. Это лишний раз подтверждает, что величина измеряемой "скорости звука" зависит от концентрации некоторых возбужденных компонент, которая также имеет, как показывают оценки, провалы поперек промежутка в зависимости от того, какие физико-химические процессы определяют их концентрацию в том или ином слое разряда. Видно также, что скорость лежит посередине между скоростью звука в горячем газе и скоростью ионно-звуковых возмущений. Таким образом, ее нельзя отнести ни к той, ни к другой моде возмущений.

Чтобы разобраться в природе найденной моды, следует обратить внимание на другой факт, обнаруженный в экспериментах. Этот факт представляется основополагающим не только для определения влияния эффекта на сопротивление тел,двигающихся в плазме, то и для понимания природы механизма. При машинной обработке результатов экспериментов было нетрудно вычислить интегральный импульс давления. Оказалось, что при перестройке структуры формы сигнала импульс давления волны равен импульсу давления волны в воздухе тех же параметров. Это значит, что при возникновении эффекта полный импульс давления не изменяется, происходит только перестройка распределения давления за волной, т. е. только дисперсия волны. При этом высокочастотные волны опережают низкочастотные. Первые формируют ударную волну "предвестника", а вторые вызывают относительно плавное изменение давления во второй волне. Непривычным здесь является то, что кроме расплывания вторичной волны наблюдается также образование "предвестника" в виде достаточно крутого фронта.

Исследование такого рода дисперсии, обусловленной релаксацией в газе, проводилось как в теоретических [20,21], так и в экспериментальных работах [22]. Уравнение, описывающее эффект дисперсии высокочастотной составляющей звука [20], имеет вид

$$\Theta^2 u_{\xi\xi} - u = -m\Theta v_{\xi\xi}/2 - m\Theta^2 v_{\xi\xi\xi}/2, \quad (1)$$

где $u = v_t + vv_{\xi}\beta$; нижний индекс означает дифференцирование по индексу; γ — показатель адиабаты газа (отношение удельных теплоемкостей); $\Theta = \tau/T$ — отношение времени релаксации внутреннего процесса τ к периоду звуковых возмущений T ; v — скорость звуковой волны (или для сжимаемой среды — величина, обратная плотности); $\xi = (x - c_0t)/c_0T$ — "волновая" переменная (x — расстояние, t — время); c_0 — скорость звука низкочастотной составляющей (без дисперсии); $\beta = (\gamma + 1)/2$; $m = (c_{\infty}^2 - c_0^2)/c_0^2 = (\partial P/\partial \eta)_p$ — так называемая "сила дисперсии" (P — давление, ρ — плотность газа, η — релаксирующий параметр); c_{∞} — скорость звука высокочастотной составляющей звука.

После несложных выкладок и преобразования Лапласа ($\partial/\partial t$ заменяется на параметр Лапласа p) получаем уравнение

$$p(\Theta^2 v_{\xi\xi} - v) = vv_{\xi} + m\Theta v_{\xi\xi}/(2\beta^2) - 3\Theta^2 v_{\xi\xi}v_{\xi} - \Theta^2 v_{\xi\xi\xi}v - m\Theta^2 v_{\xi\xi\xi}/(2\beta^3). \quad (2)$$

Легко видеть, что при обращении в нуль выражения $(\Theta^2 v_{\xi\xi} - v)$ возникает ситуация, аналогичная резонансу, когда параметр Лапласа стремится к бесконечности. Нетрудно понять, что обращение в нуль выражения $(\Theta^2 v_{\xi\xi} - v)$ возможно при определенном соотношении между частотой волны $f = 1/T$ и волновым числом $k = 1/\lambda$, где λ — длина волны возмущений, безразмерная на стандартную длину волны c_0T . По существу, это соотношение определяет фазовую скорость нарастающих возмущений $v_f = c_0\tau f$. Зная скорость распространения малых возмущений из эксперимента, можно определить частоту нарастающих возмущений. Указанное условие, как видно, есть термодинамическое условие нарастания периодических возмущений при совпадении их фазы с фазой внутреннего процесса [23].

Кроме указанного принято рассматривать и другое условие резонанса, которое вытекает из физического обоснованного требования ограниченности нарастающих возмущений. Без выполнения этого условия волны резонансной частоты не будут существовать (грубо говоря, их амплитуда $= \infty$). Дополнительное условие получается из приравнения нулю правой части (2). Правая часть упрощается вблизи резонанса, и дополнительное условие представляет собой ограничение на радиационное давление звукового сигнала — его кинетическую энергию

$$E_k = [2m(\gamma - 1)]/[3(\gamma + 1)^2]\Theta. \quad (3)$$

Таблица 2. Сравнение различных релаксационных процессов

Параметры	Электронная релаксация	Колебательная релаксация	Эксперимент
Время релаксации τ , s	10^{-5}	10^{-3}	$0.36 \cdot 10^{-2}$ $1.3 \cdot 10^{-2}$
Частота возмущений, kHz	10^4	100	28 7.7
Коэффициент затухания [24], dB/m	$> 10^4$	2	0.1 $2 \cdot 10^{-2}$
Расстояние затухания, m	$< 10^{-3}$	10	87 1000

Поскольку используются безразмерные величины, то энергия должна быть порядка единицы. Вычисляя коэффициент при Θ для значений, характерных для плазмы ($\gamma = 1.3$ и $m = 0.1$), находим критическое значение $\Theta = 10^2$, для которого выполняется условие резонанса (3).

В табл. 2 дано сравнение затухания звуковых волн для различных внутренних процессов. Частота волн определяется из критического условия резонанса ($f = 10^2/\tau$).

Можно видеть, что электронная релаксация дала бы резонанс только для "гиперчастотных" волн, которые эффективно затухают уже на расстоянии менее 1 mm. Таким образом, она не может служить основой механизму изучаемого эффекта. Найденные в эксперименте времена (последняя строка) соответствуют колебательной релаксации или вторичным процессам в плазме с участием ряда сложных и комплексных ионов, которые специфичны для низкотемпературной плазмы.

По измеренному значению скорости волны, при которой эффект исчезает, т.е. по скорости распространения малых возмущений той моды, которая ответственна за появление эффекта, можно определить энергию волны этой моды. С другой стороны, эта энергия должна соответствовать энергии той моды внутренних процессов, которые отвечают за появление эффекта. Если пересчитать эту энергию на каждую молекулу, то получим в среднем $3.7 \cdot 10^{-20}$ J, или в спектроскопических единицах 1880 cm^{-1} или 0.23 eV. Эта величина более близка к величине колебательных квантов в молекулах, чем к энергии электронных уровней. В то же время энергия связи в комплексных ионах $\text{NO}^+ - \text{N}_2$, $\text{O}_2^+ - \text{H}_2$ (0.2 eV) в плазме также близка к этой величине. Следует, однако, учесть, что численная плотность возбужденных молекул в плазме на изучаемых режимах будет примерно на порядок ниже плотности всех частиц [25], поэтому следует искать уровни возбуждения порядка 2–3 eV, что соответствует, например, метастабильным уровням возбуждения кислорода [26]: $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ — 0.98 eV, $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ — 1.63 eV. К примеру, другие метастабильные уровни воздуха имеют следующие уровни энергии: $\text{NO}(b^4\Pi)$ — 4.7 eV, $\text{N}_2(A^3\Sigma_u^+)$ — 6.17 eV. Отметим, что,

судя по расчетам [25], именно численная концентрация $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$ на порядок ниже, чем численная плотность частиц, тогда как концентрация $\text{O}_2(b^1\Sigma_g^+)$ на два порядка ниже. Концентрация других метастабильных состояний также ниже на 2–3 порядка. Получается, что при анализе механизма эффекта необходимо обратить внимание на состояние $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$. Оно обладает не только высокой концентрацией (за счет низкой энергии возбуждения), но и очень высоким радиационным временем жизни — $2.7 \cdot 10^3$ s [26]. Кроме того, из расчетов [25] также следует, что время термического возбуждения (а значит, и время девозбуждения) примерно на тех же режимах тлеющего разряда измеряется в миллисекундах, что согласуется со временем первой существенной перестройки структуры после выключения разряда. Таким образом, проведенные экспериментальные исследования позволили установить, что механизм эффекта обусловлен дисперсией высокочастотной составляющей звуковых возмущений, которая происходит, по всей видимости, в связи с физико-химической релаксацией возбужденного состояния кислорода в плазме $\text{O}_2(a^1\Delta_g)$.

Список литературы

- [1] Зельдович Я.Б., Баренблат Г.И., Либрович В.Б., Махвиладзе Г.И. Математическая теория горения и взрыва. М.: Наука, 1980. 144 с.
- [2] Барышников А.С., Бедин А.П., Масленников В.Г., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1979. Т. 5. Вып. 5. С. 281–284.
- [3] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1989. Т. 15. Вып. 8. С. 55–59.
- [4] Тумакаев Г.К., Масленников В.Г., Серова Б.В. // Письма в ЖТФ. 1980. Т. 6. Вып. 6. С. 354–358.
- [5] Басаргин И.В., Мишин Г.И. // Письма в ЖТФ. 1985. Т. 11. Вып. 4. С. 209–215.
- [6] Горшков В.А., Климов А.И., Мишин Г.И., Федотов А.Б., Явор И.П. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 10. С. 1893–1898.
- [7] Барышников А.С., Бедин А.П., Деревянко В.Г., Румянцев Ф.Ф. Препринт ФТИ. Л., 1983. № 816. 33 с.
- [8] Барышников А.С., Басаргин И.В., Дубинина Е.В., Федотов Д.А. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 4. С. 18–24.
- [9] Зарин А.С., Кузовников А.А., Шибков В.М. Свободно локализованный СВЧ разряд в воздухе. М.: Нефть и газ, 1996. 204 с.
- [10] Барышников А.С., Васильев Н.Ю., Сафонов А.Б. // Физика горения и взрыва. 1987. № 1. С. 101–104.
- [11] Барышников А.С., Васильев Н.Ю. // Численные методы механики сплошной среды. 1986. Т. 17. № 5. С. 3–9.
- [12] Барышников А.С. // Письма в ЖТФ. 1996. Т. 22. Вып. 16. С. 53–56.
- [13] Басаргин И.В., Мишин Г.И. Препринт ФТИ АН СССР. Л., 1984. № 880. 22 с.
- [14] Арцимович Л.А., Сагдеев Р.З. Физика плазмы для физиков. М.: Атомиздат, 1979. 317 с.
- [15] Заславский Г.М., Сагдеев Р.З. Введение в нелинейную физику. М.: Наука, 1988. 368 с.
- [16] Baryshnikov A.S. // Rarefied Gas Dynamics / Ed. by AE Beylich. Proc. 17th Intern. Symposium on Rarefied Gas Dynamics. VCH. Weinheim; New York; Basel; Cambridge, 1991. P. 263–270.

- [17] Суфиан А., Рязин А.П. // Вестник Московского университета. Сер. Физика, Астрономия. 1984. Т. 25. № 1. С. 94–96.
- [18] Барышников А.С. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 22. С. 53–56.
- [19] Бедин А.П. // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. Вып. 16. С. 88–93.
- [20] Накоряков В.Е., Борисов А.А. // Физика горения и взрыва. 1976. Т. 12, № 3. С. 414–422.
- [21] Пицальников Ю.А., Сапожников О.А., Хохлова В.А. // Акуст. журн. 1996. Т. 42. № 3. С. 412–417.
- [22] Андреев В.Г., Кливлэнд Р.О., Пицальников Ю.А., Сапожников О.А., Хохлова В.А. // Акуст. журн. 1999. Т. 45. № 1. С. 13–19.
- [23] Артамонов К.И. Термогидроакустическая устойчивость. М.: Атомиздат, 1991. 261 с.
- [24] Физические величины / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. М.: Атомиздат, 1991. 123 с.
- [25] Акишев Ю.С., Дерюгин А.А., Каральник В.Б., Кочетов И.В., Напартович А.П., Трушкин Н.Н. // Физика плазмы. 1994. Т. 20. № 6. С. 585–592.
- [26] Радциг А.А., Смирнов Б.М. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Атомиздат, 1980. 240 с.