

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

533[.95+.6.011.72]

**ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ КУМУЛЯТИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ
В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ****И. В. Соколов**

(Институт общей физики АН СССР)

СОДЕРЖАНИЕ

Введение	143
1. Примеры кумулятивных течений и их роль в физике плазмы	144
1.1. Кумулятивные струи в сжимаемой среде. 1.2. Градиентное ускорение ударной волны. 1.3. Кумуляция при захлопывании полости. 1.4. Кумуляция в многолайнерных системах.	
2. Одномерные сходящиеся ударные волны	149
2.1. Гидродинамическая теория. 2.2. О диссипативных ограничениях кумуляции ударной волны в плазме. 2.3. Излучательные потери в сходящихся ударных волнах. 2.4. Экспериментальные возможности генерации горячей плазмы с помощью кумулятивных ударных волн. 2.5. О возможности использования сходящихся ударных волн для инициирования термоядерного синтеза.	
3. Неоднородная кумуляция ударных волн	157
3.1. Кумуляция осесимметричной нецилиндрической ударной волны. 3.2. Влияние азимутальных возмущений на процесс кумуляции ударной волны.	
Заключение	164
Список литературы	164

Введение. Обзор посвящен кумулятивным гидродинамическим процессам в плазме и возможности их использования для целей управляемого термоядерного синтеза.

Под кумуляцией здесь понимается характерное для некоторых гидродинамических течений свойство резкого (на порядок и более) возрастания локальной плотности энергии в некоторой зоне течения. Известно, например, что при быстром обжатии металлической конической оболочки образуется высокоскоростная струя металла (кумулятивный эффект [1]). Скорость образующейся струи может в несколько раз превышать скорость сжатия оболочки [2, 3], и, следовательно, кумуляция в данном случае проявляется в концентрировании плотности кинетической энергии в кумулятивной струе. Этот эффект иногда обсуждается в связи с задачами управляемого термоядерного синтеза (УТС) — для создания плазменных струй [4] или для ускорения макрочастиц для ударного инициирования УТС [5], но здесь ему уделено лишь минимальное внимание.

Гораздо больший интерес для физики плазмы представляют сходящиеся ударные волны [6], а также другие примеры кумулятивных течений [7], которые приводят к значительному возрастанию температуры плазмы. Некоторые из этих эффектов действуют в реальных физических установках, другие могут быть использованы в перспективе для достижения термоядерных температур. Наиболее захватывающей была бы

возможность создания течения плазмы со сравнительно невысокой начальной температурой (например, $T \sim 1$ эВ), с тем чтобы кумуляция привела к повышению температур до значений, необходимых для термоядерного синтеза. Такой подход к проблеме инерциального термоядерного синтеза имеет как некоторую экспериментальную историю, так и определенные перспективы.

Обсуждение возможности использования идеи кумуляции для решения фундаментальной проблемы нагрева термоядерной плазмы при инерциальном удержании является одной из главных целей настоящего обзора.

Конкретизируя круг рассматриваемых явлений, подчеркнем, что речь будет идти только о случаях, когда кумуляция происходит за счет уплотнения собственной энергии течения, а не за счет неограниченного роста внешнего воздействия. Приведем для сравнения два примера [7–11]. При изэнтропическом сжатии сферической мишени под действием обостренного лазерного импульса (см. [7, 10, 11] и цитированные там работы) плотность энергии максимальна на границе сжимаемой массы. Рост ее обусловлен только нарастанием мощности лазерного излучения, а не гидродинамической кумуляцией.

Нас будут интересовать течения другого рода. Например, распространение ударной волны по среде со степенной зависимостью плотности ρ_0 от координаты x ($\rho_0 \sim x^\delta$, $\delta = \text{const}$) сопровождается ростом температуры за фронтом, когда координата фронта стремится к нулю. Эффект при $x \rightarrow 0$ перестает зависеть от внешнего воздействия (от начальных и граничных условий) [8, 9]. Будем понимать под кумулятивными гидродинамическими процессами именно такие явления, при которых рост плотности энергии имеет чисто гидродинамическую природу, т. е. обусловлен перераспределением энергии среды при ее движении.

Из всех видов кумулятивных течений здесь наиболее подробно рассмотрены сходящиеся ударные волны [12–14]. Такие волны возникают в мишенях для ИТС (сферические сходящиеся ударные волны), в пинчах [15] и в плазме, которая сжимается взрывающейся оболочкой [16] (цилиндрические сходящиеся волны), в плазменном фокусе [17] (осесимметричные нецилиндрические волны). Они могут быть, по-видимому, использованы для получения термоядерных температур [18]. Все это оправдывает интерес к данному виду кумулятивных течений.

Добавим, что кумулятивные ударные волны — особенно неодномерные — являются одним из наиболее интересных объектов исследования для современной теории нелинейных волн [9].

Структура работы такова. В разделе 1 дается краткий обзор возможностей использования в физике плазмы известных кумулятивных течений, кроме сходящихся ударных волн. В разделе 2 рассмотрены одномерные сходящиеся ударные волны (сферически- и цилиндрически-симметричные). Раздел 3 посвящен более сложному случаю неодномерных кумулятивных ударных волн, которые до недавнего времени практически не поддавались исследованию.

1. Примеры кумулятивных течений и их роль в физике плазмы.

Здесь будет обсуждаться роль различных кумулятивных гидродинамических процессов, которые могут происходить в плазме. Нужно отметить, что эти эффекты хорошо известны, но возможность (а чаще — невозможность) их реализации в плазме обсуждается редко.

Далее плазма всюду считается идеальной и рассматривается в гидродинамическом одножидкостном приближении. Последнее справедливо, если линейный размер системы L превышает диссипативный масштаб l_d , связанный с негидродинамическим переносом энергии. В зависимости от условий l_d может быть обусловлен электронной теплопроводностью.

отрывом электронной температуры от ионной, а также вязкостью, лучистой теплопроводностью или переносом α -частиц. Влияние этих процессов на кумуляцию ударных волн обсуждается в разделе 2.

1.1. Кумулятивные струи в сжимаемой среде. Покажем, что в плазме упоминавшийся выше эффект образования кумулятивных струй выражен слабо.

Сначала напомним основную формулу теории кумулятивных струй в несжимаемой жидкости [2, 3]. Пусть два плоских слоя жидкости сталкиваются со скоростями V_0 под углом 2α друг к другу (рис. 1, а). Про-

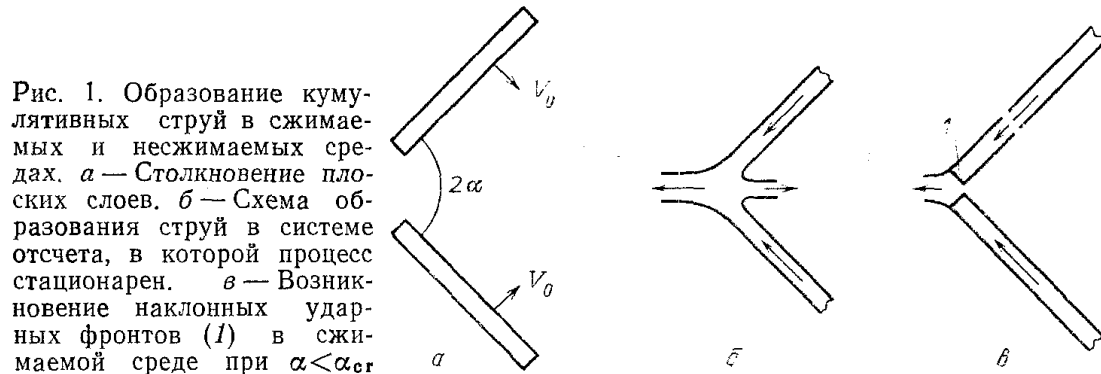


Рис. 1. Образование кумулятивных струй в сжимаемых и несжимаемых средах. а — Столкновение плоских слоев. б — Схема образования струй в системе отсчета, в которой процесс стационарен. в — Возникновение наклонных ударных фронтов (I) в сжимаемой среде при $\alpha < \alpha_{cr}$

цесс является стационарным в системе отсчета, движущейся со скоростью $V_0/\sin \alpha$, в ней сталкивающиеся слои имеют скорость $V_0 \operatorname{ctg} \alpha$ (рис. 1, б). Поскольку интеграл Бернулли постоянен ($2P + \rho V^2 = \text{const}$) и давление P на бесконечности обращается в нуль, скорости всех струй на бесконечном удалении от точки столкновения равны $V_0 \operatorname{ctg} \alpha$. Следовательно, скорость уходящей вперед кумулятивной струи в лабораторной системе отсчета равна

$$V_1 = V_0 \operatorname{ctg} \alpha + \frac{V_0}{\sin \alpha} = V_0 \operatorname{ctg} \frac{\alpha}{2}. \quad (1.1)$$

При малых α имеем $V_1 \gg V_0$, так что кумуляция проявляется в сильной концентрации кинетической энергии в кумулятивной струе.

В плазме аналогичный эффект ограничен сжимаемостью. Рассмотрим, например, столкновение в вакууме двух плоских слоев плазмы, движущихся так же, как в предыдущем примере (см. рис. 1, а), и будем считать, что

$$V_0 \gg c_0; \quad (1.2)$$

c_0 — скорость звука в плазме.

Отметим, что если условие (1.2) нарушается, необходимо учитывать разлет плазмы. При разлете в вакуум газ на границе охлаждается, и скорость звука в нем становится гораздо меньше скорости газа [13]. Поэтому даже если неравенство (1.2) нарушается в объеме плазмы, тем не менее при столкновении граничных слоев неравенство (1.2) неизбежно выполнено.

При выполнении (1.2) режим взаимодействия сталкивающихся слоев зависит только от угла α . Если $\alpha < \alpha_{cr} = \arcsin(1/\gamma)$ ($\gamma = 5/3$ — показатель адиабаты для плазмы), то кумулятивная струя не образуется и потоки в точке столкновения слоев поворачиваются на наклонных ударных волнах (рис. 1, в). При

$$\alpha > \alpha_{cr} \quad (1.3)$$

такая конфигурация невозможна [13]. Именно в этом случае образуется кумулятивная струя, скорость которой оценим по формуле (1.1). Уело-

вие (1.3) приводит к ограничению скорости струи:

$$V_1 < V_0(1 + \cos \alpha_{cr})(\sin \alpha_{cr})^{-1} = V_0[\gamma + (\gamma^2 - 1)^{1/2}] = 3V_0, \quad (1.4)$$

которое есть следствие сжимаемости. Отметим, что для малосжимаемых сред — вода, металлы — типичны высокие значения эффективного показателя адиабаты ($\gamma \sim 3-7$) и условие (1.4) становится для них менее жестким: $V_1 < (10-15)V_0$.

Результаты численного моделирования кумулятивных струй в сжимаемых средах и в газах приведены в [19], расчет критического угла α_{cr} для различных уравнений состояния дан в [20].

Было бы неправильно отрицать возможную роль образования кумулятивных струй (не обязательно плазменных) в некоторых экспериментах с плазмой или пренебрегать интересными физическими эффектами, связанными с высокоскоростными (не обязательно кумулятивными) плазменными струями. Например, в работе [21] струю плазмы из коаксиального магнитоплазменного компрессора предлагалось использовать для ускорения крупинки карбида вольфрама до скоростей $\sim 10^6$ см/с. В [22] отмечена возможность образования струи металлических частиц со скоростью $\sim 10^7$ см/с при взаимодействии плазменного потока с тонкостенной металлической полусферой. Численный расчет сжатия плазмы в конической полости с помощью разогнанного до $\sim 10^6$ см/с медного поршня демонстрирует образование кумулятивных струй металла в месте контакта поршня со стенкой полости и влияние этих струй на сжатие плазмы [23].

Тем не менее в самой плазме, подчеркнем еще раз, эффект образования кумулятивной струи ограничен сжимаемостью и вряд ли может привести к существенно новым результатам.

1.2. Градиентное ускорение ударной волны. Во введении уже упоминалось, что распространение ударной волны по среде со степенным профилем плотности $\rho_0 \sim x^\delta$, $\delta = \text{const}$ в направлении $x \rightarrow +0$ (против градиента плотности) сопровождается неограниченным ростом скорости волны и, соответственно, температуры за фронтом. Автомодельное решение со ссылкой на оригинальную литературу изложено в [8]. Ряд работ был посвящен профилям плотности другого вида (например, [24–27]).

Простое, но грубое физическое объяснение эффекта градиентного ускорения можно получить, если учесть, что распространение ударной волны сопровождается переносом гидродинамической энергии в направлении распространения. Перенос кинетической энергии в область уменьшающейся плотности приводит к росту скорости плазмы, а следовательно, и скорости ударной волны.

Обобщение большого количества оригинальных результатов, а также некоторые нестрогие аналитические выкладки позволили сделать вывод [9, 24] о том, что рост скорости D ударной волны, движущейся против градиента плотности ρ_0 (градиентное ускорение), является достаточно универсальным эффектом и для сильной волны во многих случаях хорошо описывается простой формулой:

$$D \sim \rho_0^{-k}, \quad k = \left[2 + \left(\frac{2\gamma}{\gamma - 1} \right)^{1/2} \right]^{-1} \approx 0,24. \quad (1.5)$$

Температура за фронтом волны также возрастает:

$$T \sim \rho_0^{-0,48}, \quad (1.6)$$

что может быть важным для многих задач физики плазмы.

Например, в [28] исследовалась роль градиентного ускорения ударной волны при взрывах сверхновых звезд. Было показано, что выход

волны из ядра звезды в звездную атмосферу может сопровождаться ростом энергии частиц за фронтом до ультрарелятивистских значений. Астрофизические следствия этого вывода обсуждались в [8, 29, 30].

В работах [31—34] рассматривалось градиентное ускорение различных типов магнитогидродинамических ударных волн.

Прямое применение идеи градиентного ускорения ударной волны для получения горячей плазмы осуществлено в [35—37]. В эксперименте создавалась лазерная искра в центре газонаполненной стеклянной сферы. После лазерного импульса в центре сферы оставался сферический объем остывающей лазерной плазмы, от которого расходилась сферическая ударная волна (рис. 2). Затем ударная волна отражалась от

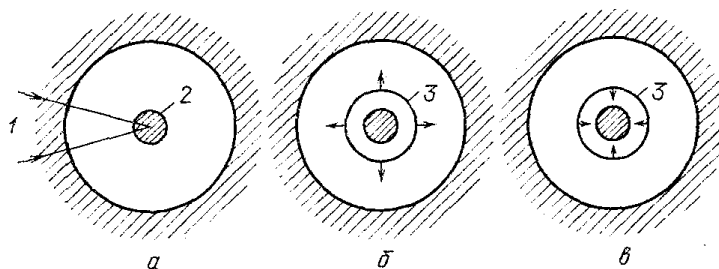


Рис. 2. Лазерная искра в газонаполненной стеклянной сфере. *а* — Луч лазера (1) формирует лазерную искру (2). *б* — Ударная волна (3) отрывается от области горячей плазмы. *в* — Волна отражается от стенки полости и возвращается в центральную область

стеклянной стенки полости и возвращалась в высокотемпературную область, где она ускорялась и дополнительно разогревала плазму.

Для ИТС такая и подобные ей схемы представляются малоперспективными, поскольку за значительное повышение температуры плазмы приходится платить снижением ее плотности, в то время как реализация ИТС требует высоких значений и плотности, и температуры.

1.3. Кумуляция при захлопывании полости. Исторически первым гидродинамическим кумулятивным эффектом является неограниченный рост давления при захлопывании сферической полости в несжимаемой жидкости [7, 13]. Аналогичное явление возникает и в цилиндрически симметричной геометрии, оно широко применяется для генерации импульсных магнитных полей [38]. Высокие давления могут быть созданы при захлопывании сферической полости в твердом веществе при разогреве нейтронным потоком [39].

Из различных факторов, ограничивающих этот эффект [7, 40], для плазмы наиболее существенна сжимаемость. Расчеты для среды с $\gamma=5/3$ показывают, что при захлопывании сферической полости в плазме скорость границы V при уменьшении радиуса полости хотя и возрастает, но исключительно медленно [41]:

$$V \sim r^{-0,064}. \quad (1.7)$$

Таким образом, в плазме данный эффект очень слаб и им можно пренебречь.

1.4. Кумуляция в многолаAYERНЫХ системах. Пусть дана система плоскопараллельных чередующихся слоев легкого и тяжелого вещества, такая, что последовательно пронумерованные толщины тяжелых слоев b_n и последовательно пронумерованные толщины легких слоев a_n образуют геометрические прогрессии:

$$a_n \sim q^n, \quad b_n \sim q^n, \quad 0 < q < 1. \quad (1.8)$$

Теоретическое исследование этой системы, выполненное Е. И. Забабахиным, показало, что в ударной волне, распространяющейся в направлении от более толстых слоев к более тонким, плотность энергии возрастает [42]. Этот вывод был подтвержден экспериментально [43]. Явление подробно обсуждается в [7].

Эффект особенно ясен в предельном случае, когда тяжелые слои (например, металлические) можно считать несжимаемыми, плотность легких слоев ρ_l пренебрежимо мала по сравнению с плотностью тяжелых ρ_h , а скорость ударной волны D удовлетворяет условию

$$\left(\frac{P_0 a_n}{\rho_h b_n} \right)^{1/2} \ll D \ll \left(\frac{P_0}{\rho_l} \right)^{1/2}. \quad (1.9)$$

P_0 — невозмущенное давление в системе, величина a_n/b_n не зависит от n . Нетрудно показать, что в этом случае взаимодействие тяжелых слоев эквивалентно их последовательному парному упругому столкновению через прослойку легкого газа.

Действительно, в силу условия $D \ll (P_0/\rho_l)^{1/2}$ можно считать, что давление в легких слоях при сближении тяжелых слоев изменяется адиабатически: $P = P_0 (s_{n,n-1}/a_n)^{-5/3}$, где $s_{n,n-1}$ — зависящее от времени расстояние между n -м и $n-1$ -м тяжелыми слоями. Таким образом, взаимодействие между тяжелыми слоями препятствует их сближению на бесконечно малое расстояние ($P \rightarrow \infty$ при $s_{n,n-1} \rightarrow 0$). С другой стороны, дальнейшее взаимодействие слоев пренебрежимо мало: в силу условия $P_0 a_n / \rho_h b_n \ll D^2$ давление P_0 за характерное время сжатия легкого слоя a_n/D не может существенно изменить импульс тяжелого слоя $\rho_h b_n D$. Следовательно, тяжелые слои движутся свободно все время за исключением коротких периодов сильного парного взаимодействия при сближении какого-нибудь из $s_{n,n-1}$ к нулю.

Это замечание позволяет выразить скорость n -ного тяжелого слоя V_n через V_{n-1} с помощью законов сохранения $b_n V_n + b_{n-1} V'_{n-1} = b_{n-1} V_{n-1}$ и $b_n V_n^2 + b_{n-1} V'^2_{n-1} = b_{n-1} V_{n-1}^2$, где V'_{n-1} — скорость $n-1$ -го слоя после столкновения с n -ным (после отражения). Отсюда получаем

$$V_n = \frac{2\rho_h b_{n-1}}{\rho_h b_{n-1} + \rho_h b_n} V_{n-1} = V_1 \left(\frac{2}{1+q} \right)^{n-1}. \quad (1.10)$$

V_n увеличивается с ростом n .

Замена плоскопараллельных слоев концентрическими сферическими оболочками приводит к хорошо известной концепции многооболочечных мишеней для ИТС, которые позволяют значительно увеличивать плотность потока энергии на внутренней оболочке и широко применяются в экспериментах по получению горячей плазмы. Для разгона наружной оболочки помимо традиционных пучковых и лазерных способов предлагалось использовать энергию химических взрывчатых веществ [44].

Подробный обзор работ по оболочечным мишеням не входит в нашу задачу, хотелось только подчеркнуть их идейную связь с работой [42].

Отметим еще, что кумулятивный процесс в многолайнерной системе сильно неустойчив. Причина в том, что распространение ударной волны по многослойной системе сопровождается неоднократным отражением и прохождением ударной волны через контактные разрывы, а это вызывает и усиливает неустойчивость Рихтмайера—Мешкова [45—47].

При первом прохождении волны через границу раздела двух сред граница испытывает импульсное ускорение, и малые возмущения на ней начинают возрастать. В отличие от неустойчивости Рэлея — Тейлора

возмущения нарастают как в случае перехода из легкого газа в тяжелый, так и наоборот. Повторное (после отражения) взаимодействие ударной волны с возмущенной границей может значительно исказить форму фронта.

Итак, здесь рассмотрены некоторые известные кумулятивные эффекты и отмечены трудности, связанные с реализацией этих эффектов в плазме.

Завершая главу, хочется еще раз подчеркнуть, что здесь принят ограниченный взгляд на кумуляцию только как на самоуплотнение собственной энергии газодинамического течения. По этой причине не рассматриваются такие интересные явления, как многократное сжатие плазмы последовательностью ударных волн при схождении двух плоских параллельных стенок [48], аналогичный эффект при схождении стенок под малым углом [49, 50], имеющий практическое значение [51], многие явления при сжатии плазмы оболочкой [52] и другие.

2. Одномерные сходящиеся ударные волны. Здесь будет обсуждаться кумулятивное течение, которое представляется наиболее интересным для целей физики плазмы и УТС — сходящиеся ударные волны, обладающие сферической или цилиндрической симметрией.

2.1. Гидродинамическая теория. Хорошо известно, что в приближении геометрической оптики линейная сходящаяся волна со сферически- или цилиндрически-симметричным фронтом усиливается по закону

$$A^2 \sim S^{-1}, \quad (2.1)$$

где A — амплитуда волны, S — площадь волнового фронта. В частности, рост параметров (например, скачка температуры T) на фронте слабой сферической ударной волны подчиняется соотношению (2.1):

$$T(R) \sim R^{-1}; \quad (2.2)$$

соответственно, для цилиндрической ударной волны

$$T(r) \sim r^{-0,5}; \quad (2.3)$$

здесь и далее R — сферическая, а r — цилиндрическая радиальные координаты.

Формула (2.1) выражает просто закон сохранения энергии волны. В линейной волне энергия переносится с постоянной скоростью распространения волны (в акустике — со скоростью звука). Поскольку энергия в объеме, ограниченном двумя бесконечно близкими волновыми фронтами, для линейной волны пропорциональна площади фронта и квадрату амплитуды, условие сохранения энергии непосредственно приводит к (2.1).

В противоположном предельном случае очень сильной ударной волны ($T \gg T_0$, T_0 — температура перед фронтом) также следует ожидать усиления волны по мере схождения к центру (или оси) симметрии. Действительно, перенос части гидродинамической энергии в направлении распространения ударной волны (к центру или к оси) сопровождается перераспределением энергии на все уменьшающуюся площадь фронта, и интенсивность ударной волны должна возрастать.

Математически это выражается в существовании автомодельных решений системы газодинамических уравнений сферически- или цилиндрически-симметричного движения газа, полученных Гудерлеем [14], Ландау и Станюковичем [12, 13]. Эти решения включают сильную сходящуюся ударную волну, распространяющуюся по невозмущенному холодному однородному газу, и дают степенные законы роста амплитуды

волны ($\gamma=5/3$):

$$T(R) \sim R^{-0,9} \quad (2.4)$$

для сферического и

$$T(r) \sim r^{-0,45} \quad (2.5)$$

для цилиндрического случая [7, 8, 12, 13]. Показатели степени в (2.4) и (2.5) выражаются через показатель автомодельности, который в свою очередь определяется из условия физически осмысленного решения гидродинамических уравнений и зависит от γ .

Поскольку показатель автомодельности определяется не из соображений размерности и выражается иррациональным числом, включение новых физических эффектов без потери автомодельности возможно лишь в особых случаях. Так, в [53] цилиндрически симметричное решение для сходящейся ударной волны найдено с учетом магнитного поля, включая действие сосредоточенного тока I на оси симметрии со специальной зависимостью I от времени t . Исследовался также случай, когда сходящаяся волна отражается от цилиндрического поршня, который расширяется по степенному закону, подобранному так, чтобы сохранялась автомодельность. Однако и без обобщений решения Гудерлея.—Ландау—Станюкорича весьма интересны и были предметом многих исследований. Например, в [41] обсуждалась проблема многозначности решения при $\gamma > 1,7$. В численных расчетах [54—56] исследовался выход неавтомодельных сходящихся волн на автомодельный режим.

При всей значимости автомодельных решений наличие простых соображений, трактующих рост амплитуды сходящейся волны как следствие перераспределения энергии волны на уменьшающуюся площадь фронта S , наводит на мысль о возможности построения теории, которая непосредственно связывала бы амплитуду волны с S . Важный шаг в этом направлении был сделан Честером [57], Чизнеллом [24], Уиземом [9]. Они предложили на основе анализа большого числа частных и предельных случаев общее и достаточно точное выражение для усиления ударной волны за счет уменьшения площади фронта S при сжатии:

$$T \sim S^{-2/n}, \quad n = 1 + \frac{2}{\gamma} + \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \right)^{1/2} \approx 4,5 \quad (2.6)$$

($T \gg T_0$, T_0 — температура перед фронтом). В частности, (2.6) хорошо аппроксимирует (2.4) и (2.5), ее можно применять для расчета усиления ударной волны в медленно сужающихся каналах с твердыми стенками [57, 58].

Этот подход можно обобщить на ударные волны, сходящиеся в неоднородной среде, когда усиление волны за счет сжатия усугубляется градиентным ускорением [59, 60]. Объединяя формулы (1.6), (2.6), получим

$$T \sim S^{-0,45} \rho_0^{-0,48}. \quad (2.7)$$

Хороший обзор, посвященный расчетам сходящихся волн автомодельными приближенными численными методами, дан в [61, 62].

Сходящаяся волна повышает не только температуру за фронтом. Плотность тоже возрастает, хотя и не по неограниченному закону типа (2.4), а в конечное число раз. После сжатия сферической волны в центр она отражается, и плотность за фронтом достигает $\rho_2 \approx 30 \rho_0$, ρ_0 — начальная плотность плазмы.

Попытаемся оценить, какой начальный радиус R_0 должна иметь сходящаяся сферическая ударная волна, чтобы инициировать зажигание в D—T-смеси, если начальная температура за фронтом волны $T_{in} = T(R_0) \sim 1$ эВ, плотность $\rho_0 = 0,2$ г/см³ (конденсированный D—T). Что-

бы инициировать зажигание, необходимо повысить температуру плазмы до ~ 10 кэВ в области с пространственным масштабом R_e , причем параметр (ρR_e) должен превышать, согласно различным источникам, примерно $0,3-0,5$ г/см². Определяя конечный радиус R_e из соотношения

$$R_e \sim \frac{0,5 \text{ г/см}^2}{\rho_2} \sim 10^{-1} \text{ см}, \quad (2.8)$$

находим

$$R_0 \sim \left(\frac{10 \text{ кэВ}}{T_{in}} \right)^{1,1} R_e \sim 10^3 \text{ см}. \quad (2.9)$$

Оценка впечатляющая, но все равно заниженная, так как при принятых R_0 и T_{in} закон (2.4) теряет силу раньше, чем достигаются термоядерные температуры. Соответствующие физические эффекты обсуждаются ниже.

2.2. О диссипативных ограничениях кумуляции ударной волны в плазме. Ограничение применимости кумулятивных законов роста температуры (2.4), (2.5) связано, во-первых, с учетом различных физических процессов, выходящих за рамки одножидкостного приближения — излучения, теплопроводности, вязкости. Во-вторых, законы получены из одномерных решений, а реальные неодномерные течения всегда в какой-то степени отличаются от их одномерных моделей.

Оценка относительной роли этих факторов в последнее время постепенно меняется. Ранее в [63, 64] подчеркивалось, что учет диссипации в тех случаях, когда его удавалось проследить до конца, не давал ограничения кумуляции. Наоборот, обсуждаемая в разделе 3 неустойчивость сходящихся сферической и цилиндрической ударных волн представлялась универсальным механизмом ограничения кумуляции.

Однако в противовес этим утверждениям в [65] (а ранее в [15, 17] и других работах тех же авторов) было окончательно показано, что учет плазменных диссипативных процессов ограничивает рост параметров сходящихся ударных волн. Роль же неодномерных эффектов неустойчивости сейчас представляется более скромной, хотя с крайним утверждением, что сходящаяся волна устойчива [37], все же трудно согласиться.

Физические ограничения, вносимые диссипацией, связаны с тем, что когда радиус фронта сходящейся ударной волны сравнивается с длиной свободного пробега, негидродинамический перенос энергии начинает преобладать над гидродинамическим и подавляет механизм кумулятивного роста амплитуды волны.

Приведем оценки, характеризующие ограничение кумуляции в равнокомпонентной D—T-плазме на масштабах порядка длины пробега. Напомним, что структура ударной волны включает скачок ионной температуры, ширина которого порядка длины свободного пробега в ионных столкновениях [8]:

$$l_{ii} \sim \frac{(T/1 \text{ эВ})^2}{\Lambda \cdot 4,4 \cdot 10^{-14} (4N_0)} \sim 10^{-5} \text{ см} \cdot \frac{4,5 \cdot 10^{22}}{N_0} \left(\frac{T}{1 \text{ кэВ}} \right)^2, \quad (2.10)$$

где Λ — кулоновский логарифм, а в качестве характерной концентрации N_0 приведено ее значение для конденсированной D—T-смеси. Впереди скачка ионной температуры во фронте ударной волны распространяется волна электронного прогрева, ширина которой λ_e превышает в несколько раз l_{ii} :

$$\lambda_e \sim 10^{-2} D\tau_{ei} \sim (10^{-4} - 10^{-3}) \text{ см} \cdot \frac{4,5 \cdot 10^{22}}{N_0} \left(\frac{T}{1 \text{ кэВ}} \right)^2, \quad (2.11)$$

τ_{e1} — время выравнивания электронной и ионной температур (подробный расчет приведен в [8, 66]).

Из-за разницы масштабов l_{11} и λ_e ограничение кумулятивного роста электронной и ионной температур происходит при различающихся значениях радиуса фронта x_f . Именно для электронной температуры соотношения (2.4), (2.5) теряют силу при

$$x_f \approx \lambda_e, \quad (2.12)$$

когда перенос энергии электронов за счет электронной теплопроводности преобладает над гидродинамическим. В области (2.12) кумулятивный рост электронной температуры сменяется более медленным. Максимальное значение T_e превышает $T_e(\lambda_e)$ в ~ 3 раза в цилиндрическом случае [15] и в ~ 5 раз в сферическом случае [18] (первая цифра для дейтерия, вторая — для D—T).

При $x_f < \lambda_e$ продолжается кумуляция ионной ударной волны. Закон роста скачка ионной температуры $T_i(x_f)$ должен быть несколько более медленным, чем (2.4), (2.5), из-за охлаждения ионной компоненты на электронной. Кумуляция прекращается при

$$x_f \sim l_{11}. \quad (2.13)$$

Из-за продолжения кумуляции в области между (2.12) и (2.13) максимальная ионная температура в 2—4 раза превышает электронную [15, 18].

Ограничение кумуляции ударных волн вследствие различных диссипативных процессов обсуждалось также в [56, 67].

Интересно отметить, что при расчете возможностей использования кумулятивных ударных волн для поджигания D—T-смеси, по-видимому, можно пренебречь рассмотренным здесь механизмом ограничения кумуляции. Причина в том, что размер R_e , на котором должны быть достигнуты термоядерные температуры T , существенно превышает диссипативный масштаб.

Действительно, согласно (2.8) размер R_e удовлетворяет условию: $R_e \gg \lambda_e \gg l_{11}$ при $T < 5$ кэВ. Начиная же с температур $T > 5$ кэВ, перенос тепла в термоядерных α -частицах начинает преобладать над электронной теплопроводностью и становится доминирующим механизмом ограничения кумуляции в D—T.

2.3. Излучательные потери в сходящихся ударных волнах. Этот эффект анализировался в работе [68], подробные исследования с привлечением численных методов выполнены в [18, 69—71].

Роль излучения сильно зависит от константы в законах роста амплитуды (2.4), (2.5). Эта константа определяет величину амплитуды волны при заданном значении радиуса фронта. Действие излучения на ограничение кумуляции имеет качественно различный характер в зависимости от того, какое из двух условий в ходе процесса кумуляции, т. е. при уменьшении x_f и роста $T(x_f)$, будет выполнено первым:

$$x_f = l_r(T) \quad (2.14)$$

или

$$T = T_c; \quad (2.15)$$

здесь $l_r(T)$ — средний пробег для равновесного излучения, а T_c — так называемая критическая температура [8], которая определяется соотношением

$$\sigma T_c^4 = D(T_c) e_*(T_c), \quad (2.16)$$

т. е. равенством гидродинамического и лучистого потоков энергии.

В уравнении (2.16) σ — константа Стефана — Больцмана, $D(T)$ — скорость ударной волны. В D—T-смеси

$$D(T) = 0,64 \cdot 10^8 \text{ см/с} \cdot \left(\frac{T}{1 \text{ кэВ}} \right)^{1/2}. \quad (2.17)$$

$e_*(T)$ определяется как плотность энергии в плазме при концентрации N , равной концентрации N_0 перед фронтом ударной волны, и при температуре T . Расчет T_c в некоторых средах дан в п. 2.5, в частности, в конденсированном D—T $T_c \approx 190$ эВ.

Предположим сначала, что равенство (2.14) достигается раньше, чем (2.15), т. е. при условии (2.14) выполнено соотношение $T \ll T_c$. Отсюда получаем, что мощность объемных потерь на излучение $\sigma T^4/l_r$, умноженная на характерное время x_t/D , мала по сравнению с плотностью энергии:

$$\frac{x_t}{l_r} \frac{\sigma T^4}{De_*(T)} \ll 1, \quad (2.18)$$

причем по мере уменьшения x_t и роста T левая часть (2.18) продолжает уменьшаться: $l_r \sim T^{7/2}$ и к тому же $x_t < l_r$. Это означает, что излучательные потери из области кумуляции имеют объемный характер и что эти потери пренебрежимо малы и не влияют на кумуляцию вплоть до момента, когда $x_t \rightarrow 0$.

Здесь, правда, нужно отметить, что левая часть (2.18) пропорциональна N и может возрастать при $x_t \rightarrow 0$, если невозмущенная концентрация N_0 неоднородна и сильно возрастает вблизи центра (оси) симметрии. Расчет сходящейся ударной волны для этого случая дан в [72].

Теперь пусть, наоборот, температура T за фронтом достигает критического значения T_c при $x_t > l_r(T_c)$. В этом случае можно считать, что характерный пространственный масштаб течения значительно превышает длину пробега фотонов и справедливо приближение лучистой теплопроводности. Известно [8], что в сверхкритических ударных волнах ($T > T_c$) лучистая теплопроводность размазывает фронт волны на ширину

$$r_* \sim \frac{l_r \sigma T^4}{De_*(T)} \sim l_r(T_c) \left(\frac{T}{T_c} \right)^6. \quad (2.19)$$

Отсюда следует, что превышение температуры над критической сопровождается исключительно быстрым ($\sim (T/T_c)^6$) ростом ширины фронта r_* , и когда r_* сравнивается с x_t , кумулятивный рост температуры прекращается (и сменяется кумулятивным ростом плотности). В частности, в численном примере п. 2.1 максимально достижимая температура равна не 10 кэВ, а $\sim 0,3$ кэВ.

Оценка энергии, которую нужно вложить только в область ограничения кумуляции:

$$\mathcal{E} \sim e_*(T) r_*^3 \sim e_*(T_c) l_r^3(T_c) (TT_c')^{1-9}, \quad (2.20)$$

показывает, что достижение температур $T \gg T_c$ представляется в этом режиме нереальным по энергетическим соображениям.

Можно заключить, что излучательные потери ограничивают возможность достижения температур $T \gg T_c$. Во втором режиме реализация таких температур требует невообразимых энергетических затрат ($\sim (T/T_c)^{10}$), а в первом режиме эти температуры могут быть достигнуты лишь в малой области, а именно в сферическом случае при

$$x_t < l_{r*}(T_c) \left(\frac{T_c}{T} \right)^{1,1} \quad (2.21)$$

(иначе не может быть выполнено условие $T < T_c$ при $x_t = l_r(T)$). Для конденсированной D—T-смеси (2.21) имеет вид $x_t < (T/200 \text{ эВ})^{-1,1}$, и значение параметра ρx_t оказывается явно недостаточным для зажигания реакции в D—T.

Напомним, что реализация первого или второго режима определяется значением константы пропорциональности в (2.4), (2.5). Закон роста в случае, разграничивающем режимы, есть

$$T \approx T_c \left(\frac{l_r(T_c)}{R} \right)^{0,9}. \quad (2.22)$$

В соответствии со сказанным выше, в ударных волнах, более слабых, чем (2.22), излучательные потери несут существенны, а в более сильных волнах излучение ограничивает рост температуры значением, несколько превышающим T_c .

Завершая обсуждение роли излучательных потерь, необходимо сделать две оговорки. Во-первых, здесь неявно предполагалось, что в начале процесса кумуляции $T_{in} < T_c$ и $x_t > l_r(T_{in})$. Оба эти предположения могут оказаться неприменимыми к ударным волнам в мишенях для УТС, и в этом случае приведенные здесь выводы потребуют уточнения. Так, если начальный радиус мишени достаточно мал ($R_{in} \ll l_r(T_{in})$), то условие (2.18) может оказаться выполненным и для ударных волн с интенсивностью, превышающей (2.22). Далее, если начальная температура за фронтом ударной волны, созданной сжимающейся оболочкой, превышает T_c , а радиус мишени R_{in} удовлетворяет условию $R_{in} \ll r_*$, то излучательные потери сильно влияют на ударную волну, но энергетическая оценка (2.20) несправедлива (нужно заменить r_* на R_{in}).

Вторая оговорка: даже в сверхкритических ударных волнах имеется узкая зона течения (температурный пик [8]), в которой излучение не равносильно с веществом и не предотвращает кумулятивный рост температуры плазмы [18].

Однако при всех замечаниях достижение сверхкритических температур $T \gg T_c$ с помощью одного лишь эффекта кумуляции сходящихся ударных волн представляется проблематичным.

2.4. Экспериментальные возможности генераций горячей плазмы с помощью кумулятивных ударных волн. Экспериментам с кумулятивными ударными волнами посвящено значительное количество работ, многие из которых не связаны с плазмой. Потому здесь дан только беглый обзор методов генерации ударных волн, и чуть более подробно излагаются лишь работы, которые ориентированы на получение горячей плазмы, производящей термоядерные нейтроны.

В первой из опубликованных экспериментальных работ [73] сходящаяся ударная волна создавалась в зазоре между двумя плоскими стенками с помощью сложного преобразования плоской ударной волны. Такой метод использовался и в более поздних работах [74]. В зазоре между двумя дисками цилиндрическую волну можно создавать и с помощью периферийного взрыва тонкого кольца из химического детонирующего вещества или электровзрыва металлической фольги [75—77].

Сходящаяся цилиндрическая волна с большей протяженностью вдоль оси создавалась с помощью индукционного электрического разряда в цилиндрической газонаполненной трубке [78—80]. Такую же волну можно генерировать в цилиндрических зарядах взрывчатого вещества при поверхностном инициировании. В детонирующих смесях газов создают и изучают сходящиеся детонационные волны [81]. В [82] предлагалось использовать цилиндрическую волну, возникающую при пробое газа кольцевым лучом лазера.

Наиболее серьезные технические приложения сходящихся ударных волн связаны с использованием сферического заряда твердого взрывчатого вещества, инициируемого с поверхности [83]. Такая или сходная схема генерации сферической волны иногда используется и в физическом эксперименте [84, 85]. Интересно, что сама сферическая ударная волна до настоящего времени экспериментально почти не исследована (исключая работы [35—37]), поскольку источник этой волны непрозрачен для диагностик.

Если ударная волна распространяется в клиновидной (или конической) полости по направлению к ребру (вершине) (рис. 3), то в грубом приближении можно рассматривать эту волну как часть цилиндрической (соответственно, сферической) сходящейся волны. Для клиновидной полости такой эксперимент осуществлен в [85]. Теоретические исследования показывают [86, 87], что механизм усиления ударной волны в полости имеет значительное сходство, но и некоторые отличия от кумуляции в цилиндрически- и сферически-симметричных случаях.

Эксперименты по коническим мишеням описаны в работах [88—92]. Коническая полость с характерным размером $\sim 0,1$ см создавалась в тяжелом материале (обычно свинце) и заполнялась дейтерием при давлении ~ 1 атм. Сходящаяся ударная волна возникала при вдавливании в полость поршня, который разгонялся под действие рентгеновского [88] или лазерного [90, 91] излучения или с помощью взрыва [89, 92] до скоростей порядка нескольких десятков км/с.

Зарегистрированный выход термоядерных нейтронов на уровне 10^4 — $10^{7,5}$ имп $^{-1}$ свидетельствует о том, что температура плазмы в мишени достигает 0,3—1 кэВ. Неясно, можно ли связывать генерацию нейтронов только с кумуляцией первой ударной волны — например, данные численного счета в [91] показывают, что после того, как фронт ударной волны сходится к вершине конуса и отражается, поршень еще продолжает некоторое время сжимать плазму и нагревать ее.

Отметим, что выполненная в Польше (ИФПиЛМ) работа [89] по сжатию плазмы в конической мишени лайнером, разогнанным с помощью взрывного устройства, имеет принципиальное значение. Это первая публикация, которая экспериментально доказала возможность использования обычных взрывчатых веществ для целей ИТС. Ранее о такой возможности только кратко упоминалось в 1958 г. в докладе Л. А. Арцимовича [93].

Лишь после работы [89] было опубликовано сообщение о советском эксперименте по регистрации термоядерных нейтронов, возникающих при кумуляции сходящейся сферической ударной волны (информация приведена в [94] со ссылкой на данные А. С. Козырева, В. А. Александрова, Н. А. Попова). Волна создавалась сферическим взрывным устройством с внешним радиусом 70 см. В мишенях, заполненных газобразным дейтерием или дейтеридом урана D_3U , выход нейтронов достигал $3 \cdot 10^{11}$.

Можно еще упомянуть, что в популярной литературе встречаются утверждения о проведении аналогичного эксперимента в Германии в годы Второй мировой войны.

В последнее время был опубликован ряд предложений по экспериментальным схемам реализации сходящейся сферической ударной волны специально для целей УТС — например, [119, 120]. В них предусматривается создание сходящейся сферической волны в сферической

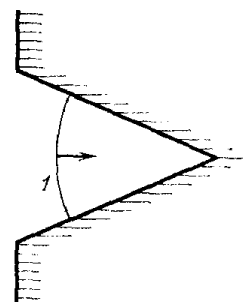


Рис. 3. Ударная волна (1), входящая в клиновидную (или) коническую полость, может приближенно рассматриваться как часть цилиндрической (соответственно, сферической) волны

камере с помощью энергосвечения на периферии плазмы (например, посредством газового разряда) [119], или с помощью магнетогидродинамического ускорения плазмы к центру. Такое ускорение может быть, в принципе, реализовано с помощью системы фонтанирующих пинчей, способных отбрасывать плазму от стенки с высокой скоростью [120].

2.5. О возможности использования сходящихся ударных волн для инициирования термоядерного синтеза. Приведенные здесь результаты с точки зрения их возможного применения для ИТС представляются бесперспективными. Действительно, учет излучательных потерь указывает на трудность достижения сверхкритических температур $T \gg T_c$ за счет эффекта кумуляции сходящейся волны. Здесь просматриваются два выхода — или создавать волну с помощью высокоскоростных оболочек, чтобы уже в начальный момент она имела сверхкритическую температуру, или повысить саму критическую температуру до нескольких кэВ путем предварительного сжатия D—T-смеси в 10^3 — 10^4 раз ($T_c \sim N_0^{2/5}$, как видно из (2.16)). Однако и то, и другое трудно реализовать. Экспериментальные результаты, имеющиеся в литературе, тоже, как мы видели, нельзя назвать обнадеживающими.

Широкие возможности, по-видимому, дает соединение эффекта кумуляции ударных волн с наиболее перспективной современной концепцией ИТС — конверсией энергии в рентгеновское излучение.

Обычно преобразование лазерного излучения [10] или энергии релятивистского электронного пучка [88] в мягкий рентген позволяет повысить давление на термоядерную мишень. Кроме того, конверсия обеспечивает более равномерное облучение и обжиг мишени [95].

Обсудим вопрос о том, можно ли в качестве источника для облучения мишени использовать тепловое излучение сходящейся сферической ударной волны. В [70] отмечалось, что излучение сходящейся ударной волны может создавать высокое давление на поверхности металлической сферы. Здесь предлагается рассмотреть сходящуюся сферическую ударную волну в веществе (например, в том же D—T, что дает дополнительные возможности) как генератор рентгеновского излучения для обжигания термоядерной мишени.

Напомним, что интенсивность кумулятивной волны характеризуется константой пропорциональности в законе (2.4). В качестве источника излучения представляется оптимальным использовать сходящуюся сферическую волну со значением константы, которое соответствует формуле (2.22).

Действительно, в менее мощных ударных волнах поток энергии излучения всегда меньше потока гидродинамической энергии (см. (2.18)), что тождественно утверждению о низком КПД ударной волны как излучателя. В более мощных волнах, как уже подчеркивалось, повышение температуры плазмы — и излучения — несоразмерно с энергетическими затратами.

Наконец, в волне с законом роста (2.22) достигается критическая температура $T = T_c$, т. е. выполняется условие (2.16) и поток гидродинамической энергии эффективно перерабатывается в излучение, причем $T \sim T_c$ при радиусе фронта $x_f = l_r(T_c)$.

Приведем результаты расчета критической температуры T_c с учетом ионизационных потерь для ударных волн в конденсированных веществах — замороженном водороде, дейтерии, D—T-смеси, дейтериде лития и в алмазе. Данные для T_c и $J_c = \sigma T_c^4$ приведены в таблице.

Перед скачком плотности в ударной волне критической амплитуды (подробности приведены в [8]) плазма прогревается до температуры

T_c , а сжимается слабо, что позволяет оценить пробег $l_r(T_c)$ по известной формуле

$$l_r(T_c) \approx 2,5 \left(\frac{T_c}{100 \text{ эВ}} \right)^{7/2} \left(\frac{N_0}{10^{22}} \right)^{-3} z^{-2} \quad (2.23)$$

с температурой и концентрацией T_c и N_0 соответственно. Значения тоже приведены в таблице.

	Н	D	D—T	Li	DLi	C
T_c , эВ	220	190	185	240	310	520
J_c , Вт/см ²	$2 \cdot 10^{14}$	10^{14}	10^{14}	$3 \cdot 10^{14}$	$9 \cdot 10^{14}$	$7 \cdot 10^{15}$
$l_r(T_c)$, см	2	1	1	0,1	0,1	10^{-2}

Для газа (изотопы водорода), состояние которого перед фронтом ударной волны соответствует комнатной температуре и давлению P_0 , критическая температура, поток J_c и пробег $l_r(T_c)$ описываются формулами

$$T_c \approx 100 \text{ эВ} \cdot \left(\frac{P_0}{130 \text{ атм}} \right)^{0,4} M^{-0,2}, \quad J_c \approx 10^{13} \text{ Вт/см}^2 \cdot \left(\frac{P_0}{130 \text{ атм}} \right)^{1,6} M^{-0,8}, \quad (2.24)$$

$$l_r(T_c) \approx 7 \text{ см} \left(\frac{P_0}{130 \text{ атм}} \right)^{-0,6} M^{-0,7},$$

M — атомный вес.

Результаты расчета свидетельствуют о возможности достижения высоких (10^{13} — 10^{14} Вт/см²) значений потока излучения на мишень, которая находится в области $R < l_r(T_c)$. В конденсированном D—T на мишень радиусом 1 см поступает ~ 4 МДж излучения за 3 нс, мишень радиусом 0,7 см принимает более 20 МДж излучения, но за большее время. Этих значений, по-видимому, достаточно, чтобы термоядерная мишень давала значительный выход энергии.

Если сходящаяся ударная волна создается в D—T, то способность D—T смеси к зажиганию [96] создает исключительную возможность для умножения энергетического выхода термоядерной мишени. Действительно, кумулятивная сферическая ударная волна не только дает излучение для обжата мишени, но еще и сжимает в ~ 30 раз D—T-смесь. Если теперь выделение энергии $\mathcal{E}$ в мишени достаточно, чтобы разогреть до ~ 10 кэВ объем D—T-смеси с радиусом (2.8) ($\mathcal{E} \geq 30$ МДж), то снаружи мишени в D—T возникает волна горения, повышающая выход энергии.

Возможно, добавка Li в D—T смесь позволит несколько уменьшить энергетику сходящейся волны за счет снижения $l_r(T_c)$. Однако добавка должна быть малой, иначе смесь теряет способность к зажиганию. При оптимистических предположениях оценки общей энергии эксперимента (генерация волны — синтез в мишени — зажигание смеси снаружи мишени) дают 10^8 — 10^9 Дж.

3. Неоднородная кумуляция ударных волн. Использование в теории и на практике кумулятивных законов роста амплитуды сходящихся ударных волн всегда сопряжено с вопросом, насколько применимы эти законы, выведенные из одномерных (сферически- или цилиндрически-симметричных) решений, к реальным неоднородным ударным волнам. Для плазмы и других газов проблема осложнена неустойчивостью одно-

мерных решений для сходящихся волн по отношению к малым неоднородным возмущениям.

Другой вопрос связан с возможностью кумуляции нецилиндрической (и не сферической) осесимметричной ударной волны. Например, сжимающаяся токовая оболочка Z -пинча может порождать сходящуюся ударную волну и, поскольку оболочка подвержена неустойчивости

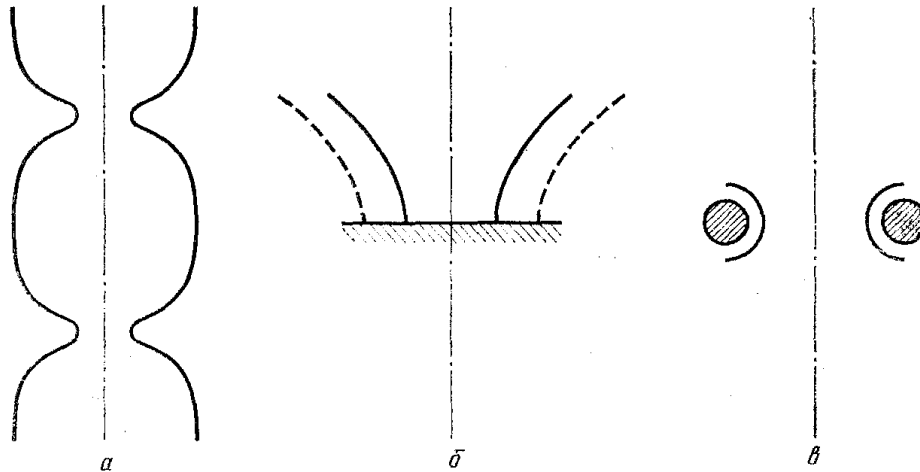


Рис. 4. Осесимметричные нецилиндрические сходящиеся ударные волны. a — Цилиндрический фронт с возмущениями типа перетяжки. b — Ударная волна в плазменном фокусе. $в$ — Кольцевая (тороидальная) ударная волна

по отношению к образованию перетяжек, аналогичные возмущения возникают и на ударной волне (рис. 4). Удобно начать обсуждение кумуляции неоднородных ударных волн именно с этой проблемы.

3.1. Кумуляция осесимметричной нецилиндрической ударной волны. Для теоретического описания неоднородных кумулятивных ударных волн Дж. Уизем предложил специальный метод геометрической динамики [9]. Если описывать положение фронта в каждый момент времени соотношением

$$\Phi(x, y, z) + t = 0 \quad (3.1)$$

(x, y, z — координаты) и применить соотношение (2.6) для каждого элемента площади фронта, то для неизвестной функции Φ получается нелинейное уравнение (n из (2.6))

$$\operatorname{div} \frac{\operatorname{grad} \Phi}{|\operatorname{grad} \Phi|^{n+1}} = 0. \quad (3.2)$$

В частности, цилиндрическая сходящаяся ударная волна описывается функцией [9]

$$\Phi \sim r^{1+(1/n)}. \quad (3.3)$$

Скорость фронта, выведенная из (3.1), (3.3), находится в согласии с формулой (2.6), если учесть, что $T \sim D^2$.

Пусть теперь на цилиндрическую сходящуюся волну в начальный момент времени наложены малые возмущения типа перетяжки: $r = r_0(1 + \varepsilon \cos qz)$, где r, z, Φ — цилиндрические координаты, r_0, ε и q — константы, причем $\varepsilon \ll 1$. Линеаризация (3.2) относительно (3.3) позволяет получить решение для сходящейся возмущенной цилиндрической волны в виде [97]

$$\Phi = \left[\left(\frac{r}{r_0} \right)^{1+(1/n)} - \frac{n+1}{n} \varepsilon \cos(qz) \right] \cdot \text{const.} \quad (3.4)$$

Из (3.1), (3.4) следует, что по мере схождения волны к оси (в область малых r) возмущение растет как $r^{-1/n}$ и в момент прихода на ось амплитуда становится порядка $r_0 \varepsilon^{n/(n+1)}$. Таким образом, возмущение возрастает в бесконечное число раз ($\varepsilon^{n/(n+1)} \gg \varepsilon$), хотя и остается бесконечно малым ($\varepsilon^{n/(n+1)} \ll 1$).

Физическая причина неустойчивости непосредственно связана с кумулятивным, ускоренным характером движения фронта: ближайшие к оси участки фронта ускоряются сильнее, чем отдаленные, в результате амплитуда возмущения фронта нарастает.

Неустойчивость приводит к тому, что фронт возмущенной волны, в отличие от невозмущенной, достигает оси в отдельных изолированных точках (см. рис. 4, а). Такое же свойство присуще ударной волне в плазменном фокусе (см. рис. 4, б), а также кольцевой ударной волне в газе, которая образуется при выделении энергии в области, имеющей форму тонкого кругового кольца (см. рис. 4, в).

Поведение осесимметричной сходящейся волны вблизи изолированной точки, где она приходит на ось, впервые изучалось в [98] численными методами для случая ударной волны в плазменном фокусе. В работах [99, 100] на примере кольцевой ударной волны в газе (воздухе) экспериментально доказана кумуляция сходящейся нецилиндрической волны (рис. 5). Теоретический анализ уравнения (3.2) показывает, что

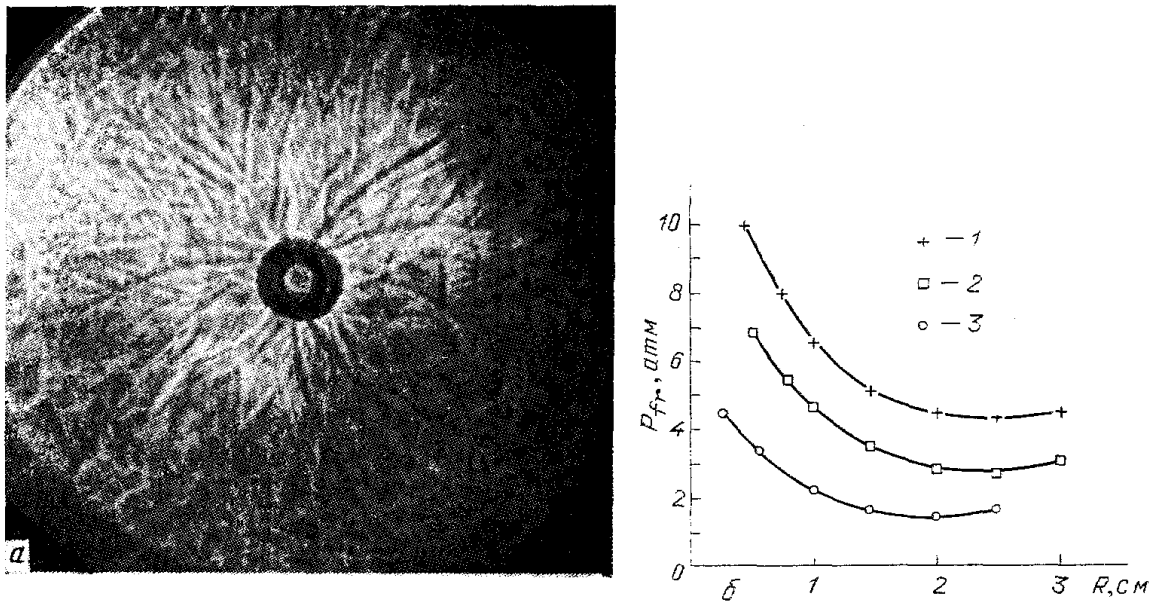


Рис. 5. Результаты исследования кольцевой ударной волны, созданной в воздухе с помощью специального кольцевого разрядника. Радиус разрядника 5 см. а — Форма волны вблизи оси (тенивая фотография, плоскость рисунка совпадает с плоскостью кольца). б — Давление P_{fr} за фронтом волны в зависимости от расстояния до оси r при различных давлениях невозмущенного газа P . Нарастание P_{fr} при малых r свидетельствует о кумуляции. $P(\text{ат})=1$ (1), 0,4 (2) и 0,1 (3)

такая кумуляция в пренебрежении диссипацией имеет неограниченный характер и закон роста амплитуды ударной волны вблизи оси асимптотически переходит в (2.5) [101].

Приведем найденное в [101] локальное разложение решения уравнения (3.2) вблизи изолированной точки, в которой ударная волна достигает оси:

$$\Phi = \frac{R_0}{V_0} \left[\frac{n}{n+1} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{1+1/n} - \frac{1}{2} \left(\frac{z}{R_0} \right)^2 - \frac{1}{2n-2} \left(\frac{r}{R_0} \right)^2 \right], \quad (3.5)$$

где V_0 и R_0 — произвольные константы, причем V_0 имеет размерность скорости, а R_0 — размерность длины. Из (3.5), в частности, следует, что

в момент прихода на ось локальное (справедливое вблизи оси) уравнение поверхности фронта есть

$$r \sim z^{2n/(n+1)}, \quad (3.6)$$

и она представляет собой неквадратичный параболоид вращения $r \sim z^k$, где $1 < k < 2$. Радиус кривизны параболы в вершине ($z=0$) обращается в нуль. Такое обострение вызвано ускоренным характером движения фронта к оси, на что уже обращалось внимание выше.

Закон обращения скорости ударной волны в вершине в бесконечность при приближении волны к оси ($r \rightarrow 0$) следует из (3.1), (3.5) ($D = -(d\Phi/dr)^{-1}$):

$$D = V_0 \left(\frac{r}{R_0} \right)^{-1/n} \left[1 + \frac{1}{n-1} \left(\frac{r}{R_0} \right)^{1-(1/n)} \right]. \quad (3.7)$$

Скорость возрастает несколько медленнее, чем в случае цилиндрической ударной волны (для которой $D \sim (r/R_0)^{-1/n}$, как ясно из (2.5)). Отличие связано с нецилиндрической формой фронта (3.6). Однако главные при $r \rightarrow 0$ члены оказываются одинаковыми.

Факт кумуляции нецилиндрической волны, достигающей оси в изолированной точке (рис. 4), нетривиален, поскольку в отличие от цилиндрической волны возможен вынос гидродинамической энергии в направлении вдоль оси [99] и поскольку локальная форма фронта вблизи оси существенно отличается от цилиндрической.

Численный расчет кольцевой ударной волны дан в [100, 102, 103]. Отметим, что, ввиду универсального характера поведения ударной волны вблизи точки кумуляции [101] закономерности поведения возмущенной цилиндрической волны, волны в плазменном фокусе и кольцевой волны вблизи оси полностью аналогичны. Поэтому эксперимент с кольцевой ударной волной [99, 100] и численный расчет можно также рассматривать как гидродинамическое моделирование ударной волны в плазменном фокусе [104].

Данный подход позволяет, например, подтвердить гипотезу работы [97] о том, что сходящаяся ударная волна в плазменном фокусе порождает струю плазмы в осевом направлении, скорость которой в несколько раз превышает скорость сходящейся волны. Появление такого плазменного потока могло бы объяснить как выход термоядерных нейтронов, так и их анизотропию. Подробное экспериментальное исследование отражения кольцевой волны от оси симметрии [104, 105] действительно позволило обнаружить такую струю (рис. 6).

Было показано, что появление струй связано со специфическим («маховским») характером отражения кольцевой (и, вообще, нецилиндрической) осесимметричной ударной волны от оси [106]. Проблема такого отражения более известна для случая конической ударной волны [107—110]. К сожалению, здесь невозможно сколь-нибудь подробно изложить достаточно сложную физику маховского взаимодействия ударных волн [58, 107], а тем более — особенности этого взаимодействия в осесимметричной геометрии [106, 107, НО]. Отметим только, что температура струи за маховской ударной волной (рис. 6) примерно в 2—3 раза превышает температуру за отраженной ударной волной.

На примере нецилиндрической осесимметричной ударной волны проявляется сложная связь между одномерной и неодномерной кумуляцией. Действительно, амплитуда осесимметричных возмущений типа перетяжки возрастает, но остается бесконечно малой. Оставаясь бесконечно малым, возмущение качественно изменяет тип кумуляции. Измененный закон роста амплитуды оказывается более медленным, чем закон для цилиндрической волны, но асимптотически переходит в последний. Наконец, более слабая нецилиндрическая кумуляция сопровождается

образованием струй с более высокой температурой, чем в цилиндрическом случае.

3.2. Влияние азимутальных возмущений на процесс кумуляции ударной волны. Уже упоминалось, что по вопросу о влиянии неоднородных возмущений фронта на кумуляцию ударных волн в литературе высказывались сильно различающиеся мнения. Они варьируются от утверждения об устойчивости сходящейся волны относительно возмущений [37] до вывода о том, что неустойчивость

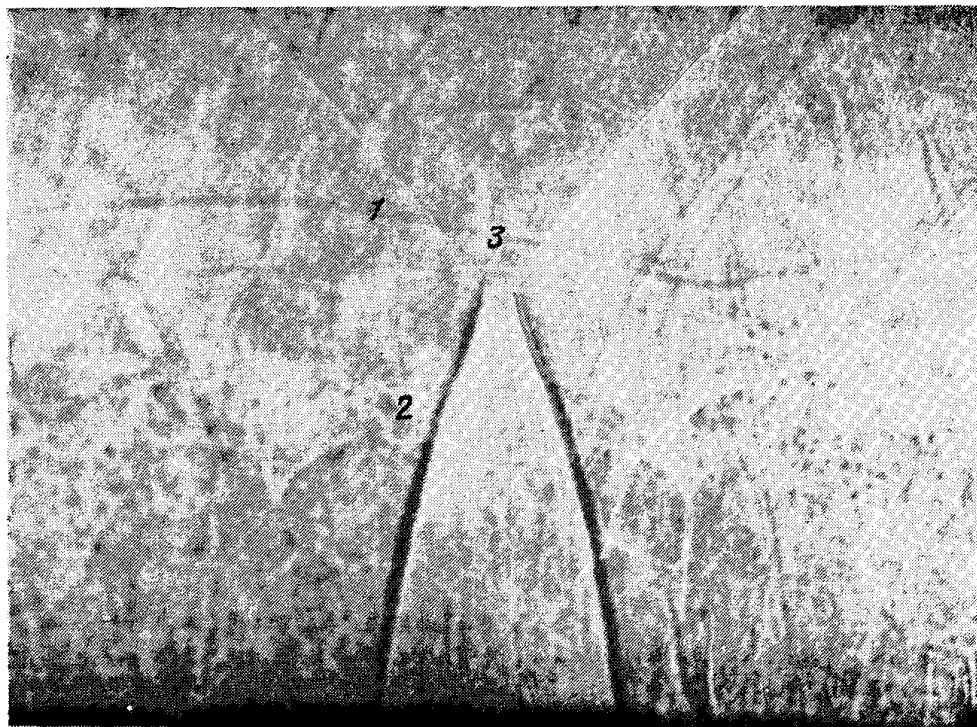


Рис. 6. Возникновение маховской конфигурации при отражении кольцевой ударной волны от оси: теневая фотография в направлении, перпендикулярном оси. 1 — сходящийся фронт кольцевой волны, 2 — отраженная волна, 3 — распространяющаяся вдоль оси высокоскоростная струйка газа

относительно неоднородных возмущений дает универсальный механизм ограничения кумуляции [7, 63, 64].

Можно считать доказанным, что сходящаяся цилиндрическая и сферическая ударные волны неустойчивы по отношению к бесконечно малым возмущениям, зависящим от азимутального угла [9, 59, 97, 111]. Для цилиндрической волны, линеаризуя уравнение (3.2) на фоне (3.3) и решая его, легко найти закон эволюции, зависящей от возмущения по мере схождения волны к оси. Решение имеет вид

$$\Phi = \text{const} \cdot \left[1 + \varepsilon \left(\frac{r}{r_0} \right)^{-1-(1/n)} \Psi \right] \left(\frac{r}{r_0} \right)^{1+(1/n)}, \quad \varepsilon \ll 1, \quad (3.8)$$

где

$$\Psi \propto \cos(m\varphi) \cdot \exp \left[\left(\ln \frac{r}{r_0} \right) \frac{n+1}{2n} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{4m^2 n}{(n+1)^2} \right]^{1/2} \right\} \right]. \quad (3.9)$$

Если ввести величину δr — малое отклонение искаженной поверхности фронта от цилиндрической поверхности радиуса $\langle r \rangle$ (рис. 7), то по мере уменьшения $\langle r \rangle$ искажение формы, характеризующееся

отношением $\delta r / \langle r \rangle$, нарастает:

$$\left| \frac{\delta r}{\langle r \rangle} \right| \propto \langle r \rangle^{-0,6} \quad (3.10)$$

($\gamma = 5/3$, $n \approx 4,5$). Для сферической волны

$$\left| \frac{\delta r}{\langle r \rangle} \right| \propto \langle r \rangle^{-0,7}. \quad (3.11)$$

Очень важна работа [111], где результат (3.11) был получен в рамках строгого газодинамического подхода без привлечения приближенного уравнения (3.2). Этот вывод подтверждает применимость теории Уизема для описания неоднородных кумулятивных ударных волн.

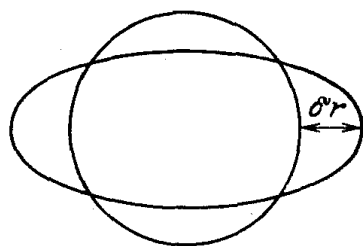


Рис. 7. Величина δr характеризует отклонение формы фронта от цилиндрически симметричной.

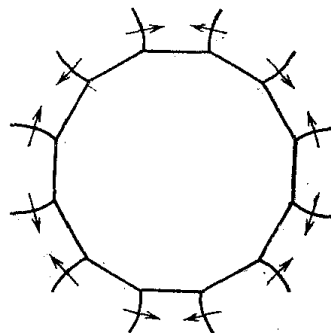


Рис. 8. Возникновение поперечных ударных волн при возмущении осесимметричной сходящейся ударной волны

Факт нарастания линейного возмущения приводит к необходимости анализа нелинейных эффектов, первый из которых — образование ударных волн, поперечных к основному фронту сходящейся волны [9, 112—114]. Причина эффекта проста: поскольку скорость ударной волны относительно среды за ее фронтом является дозвуковой, то за фронтом могут распространяться волны сжатия и разрежения в направлении, поперечном к фронту. Поэтому рост искажений фронта кумулятивной волны приводит к распространению волн сжатия и разрежения поперек фронта, и опрокидывание волн сжатия — хорошо известный в гидродинамике эффект [13] — формирует ударные фронты, поперечные к основной волне (рис. 8; взят из [113]).

Работа [112] экспериментально продемонстрировала образование поперечных фронтов на искусственно возмущенной сходящейся цилиндрической волне. Численные расчеты слабо возмущенной сходящейся волны [113] свидетельствуют о возможности образования нелинейных структур с формой сходящегося фронта, близкой к многогранной призме. Закон усиления такой волны в среднем совпадает с формулой (2.4) для цилиндрической волны.

В эксперименте [114] показано, что сходящаяся эллиптическая волна порождает в области фокусов эллипса сложную конфигурацию фронтов, по форме напоминающую геометрию линейных волн вблизи каустики, но модифицированную нелинейными эффектами (прекрасное исследование нелинейной каустики ударного фронта проведено в [115]) (рис. 9). Амплитуда ударной волны при этом остается ограниченной вместо неограниченного роста по формуле (2.4). Таким образом, достаточно сильные возмущения с азимутальным числом $m=2$ (т. е. зависящие от φ как $\cos 2\varphi$) могут, в принципе, предотвращать неограниченную кумуляцию.

Однако там же показано, что даже сильные возмущения с большим m не препятствуют неограниченной кумуляции. Вообще есть основания полагать, что образование поперечных ударных фронтов является фактором, сильно стабилизирующим неустойчивость сходящейся ударной волны относительно азимутальных возмущений [116].

С практической точки зрения кумуляция кольцевой волны оказалась довольно устойчивой. При радиусе источника и, соответственно, начальном радиусе ударной волны $R_0=5$ см в [114] кумуляция волны

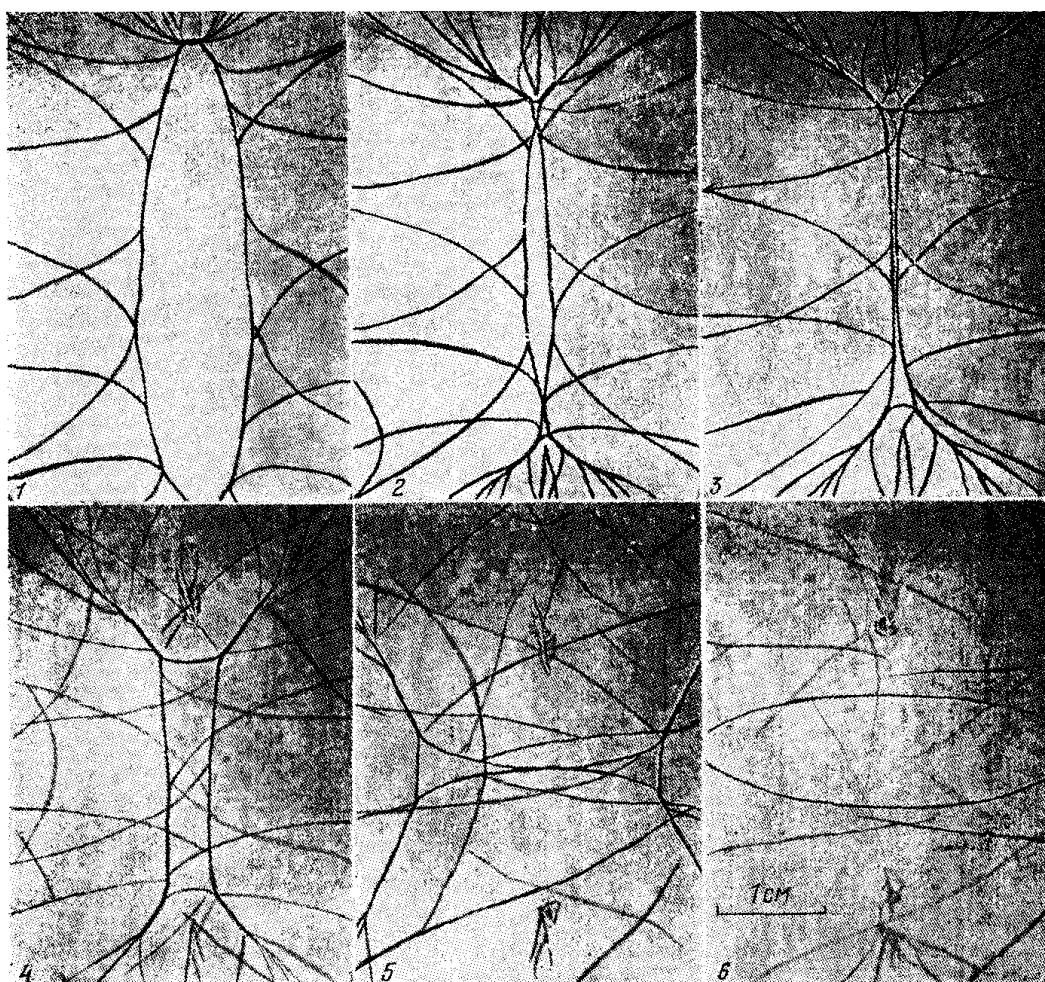


Рис. 9. Тенеграммы сходящейся эллиптической ударной волны. 1—6 — последовательные стадии преобразования сходящегося фронта (1) в расходящийся (6)

наблюдалась вплоть до расстояния от оси $r < 10^{-1}$ см, а в [104], по косвенным данным, зафиксирована кумуляция при $r < 10^{-2}$ см. Иными словами, достигнуты 50- и 500-кратная степени устойчивого схождения фронта (под степенью схождения понимается отношение R_0/r). Отметим в связи с этим, что для создания сферической сходящейся волны в D—Т с критической амплитудой необходимо, чтобы устойчивость кумуляции сохранялась при степени схождения $R_{in}/R_e \sim 10^2$.

Что касается уже упомянутого выше общего вывода об универсальной роли неоднородных возмущений в ограничении кумуляции, который был сделан в работах [7, 63, 64], то он представляется не вполне доказанным. Во-первых, имеются частные результаты, которые явно противоречат этому общему выводу. Например, известны модели сред (жидкость с $\gamma=7$ [117] и идеально неупругая среда [118]), в которых сходящаяся ударная волна устойчива даже в линейном приближении, и бесконечно малые возмущения заведомо не могут ограничивать куму-

ляцию. Во-вторых, кажется спорной возможность отождествления доказанного в работе [7] математического свойства кумулятивного течения (доказано, что отображение множества начальных состояний течения на множество состояний, в которых достигнута неограниченная кумуляция, не может быть взаимно однозначным и взаимно непрерывным) со свойством устойчивости кумуляции.

В любом случае, как мы видели, для эксперимента неустойчивость оказалась не катастрофичной.

Заключение. Итак, здесь была сделана попытка привлечь внимание к кругу интересных явлений — кумулятивных гидродинамических процессов — и к перспективам их использования в физике плазмы.

Можно надеяться, что изложенные здесь результаты представляют самостоятельный научный интерес, независимо от приложений. Однако в обзоре неоднократно затрагивался вопрос о возможности использования кумулятивных ударных волн для инициирования ИТС, что обязывает нас сформулировать здесь заключительный вывод по этой проблеме.

Следует признать, что окончательное решение задачи поджига плазмы с помощью сходящихся ударных волн в литературе пока не дано. Вместе с тем видны возможности преодоления основных трудностей (излучение, неустойчивость), препятствующих достижению результата. По-видимому, несмотря на неоднократные попытки действия в этом направлении, путь еще не пройден до конца.

Я признателен всем, кто способствовал написанию настоящей статьи, и особенно благодарен С. В. Буланову, Г. А. Аскарьяну, В. С. Имшеннику, Л. М. Коврижных, И. А. Коссоу, Л. И. Рудакову и К. Яху (K. Jach) за критические замечания и советы, а также Э.М. Бархударову и В. Е. Терехину, предоставившим для обзора оригинальные фотографии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Физический энциклопедический словарь.— М.: Наука, 1983.
2. Лаврентьев М. А., Шабат Б. В. Проблемы гидродинамики и их математические модели.— М.: Наука, 1973.
3. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П. и др. Физика взрыва.— М.: Наука, 1975.
4. Арцимович Л. А. Управляемые термоядерные реакции.— М.: Физматгиз, 1963.
5. Манзон Б.//УФН. 1981 Т. 134. С. 611.
6. Колб А.//Физика плазмы и магнитная гидродинамика.— М.: ИЛ, 1961.
7. Забабахин Е. И., Забабахин И. Е. Явления неограниченной кумуляции.— М.: Наука, 1988.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
9. Уизем Док. Линейные и нелинейные волны/Пер, с англ.— М.: Мир, 1977.
10. Накколс Дж. Г.//УФН. 1984. Т. 143. С. 467.
- [11] Змитренко Н. В., Курдюмов С. П.//ДАН СССР. 1974. Т. 218. С. 1306.
12. Станюкович К. П. Неустановившиеся движения сплошной среды.— М.: Гостехтеориздат, 1955.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986. 736с.
14. Guderley G.//Luftfahrtforschung. 1942. Bd. 19. S. 302.
15. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.//Вопросы теории плазмы. Вып. 5.— М.: Атомиздат, 1967.—С. 394.
16. Афонин В. И., Бакулин Ю. Д., Лучинский А. В.//ПМТФ. 1980. № 6. С. 3.
17. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.//Вопросы теории плазмы. Вып. 8.— М.: Атомиздат, 1974.—С. 164.
18. Бардин Н. А.//ПМТФ. 1984. № 4. С. 52.
19. Шуршалов Л. В.//Изв. АН СССР. Сер. «Механика жидкости и газа (МЖП)». 1975. № 4. С. 116.
20. Терновой В. Я.//ПМТФ. 1984. № 5. С. 68.
- [21] Гурович В. Ц., Десятков Г. А., Спектров В. Л. и др.//ДАН СССР. 1987. Т. 293. С. 1102.

22. Бархударов Э. М., Мдивнишвили М. О., Соколов И. В., Тактакишвили М. И.// Письма ЖТФ. 1989. Т. 15. С. 50.
23. Бушман А. В., Красюк И. К., Крюков Б. П. и др.//Ibidem. 1988. Т. 14. С. 1765.
24. Chisnell R. F.//J. Fluid Mech. 1957. V. 2. P. 286.
25. Райзер Ю. П.//ПМТФ. 1964. № 4. С. 49.
26. Румянцев А. А.//ЖТФ. 1972. Т. 42. С. 2435.
27. Глатман Р. А.//ЖТФ. 1974. Т. 44. С. 2250.
28. Golgate S. A., White R. H.//Astrophys. J. 1966. V. 143. P. 626.
29. Гинзбург В. Л., Сыроватский С. И. Происхождение космических лучей.— М.: Изд-во АН СССР, 1963.
30. Березинский В. С., Буланов С. В., Гинзбург В. Л. и др. Астрофизика космических лучей.— М. Наука, 1984.
- [31] Войтенко А. Е.//ПМТФ. 1968. № 2. С. 51.
32. Калмыков Ю. К., Румянцев А. А.//ПМТФ. 1972. № 3. С. 24.
33. Закайдаков В. В., Исаков В. П., Курков В. И., Сынах В. С.//ПМТФ. 1976. № 5. С. 46.
34. Павлов В. А.//Изв. вузов СССР. Сер. «Радиофизика». 1987. Т. 30. С. 797.
35. Einaudi G., Giammanko F., Giuletti A., Vaselli M.//Nuovo Cimento. Ser. B. 1979. V. 51. P. 280.
36. Giuletti A., Vaselli M., Giammanko F.//Opt. Commtm. 1980. V. 33. P. 25,
37. Harith M. A., Palleschi V. et al.//J. Phys. Ser. D. 1989. V. 22. P. 1451.
38. Сахаров А. Д.//УФН. 1966. Т. 88. С. 725.
39. Аскарьян Г. А., Намиот В. А.//Письма ЖЭТФ. 1974. Т. 20. С. 332.
40. Ермаков В. В.//ПМТФ. 1986. № 2. С. 28.
- [41] Брушлинский К. В., Каждан Я. М.//УМН. 1963. Т. 18, вып. 2. С. 3.
42. Забабахин Е. И.//ЖЭТФ. 1965. Т. 49. С. 642.
43. Козырев А. С., Костылева В. А., Рязанов В. Т.//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 427.
44. Kaliski S.//J. Techn. Phys. 1978. V. 19. P. 291.
45. Richtmyer R. D.//Commun. Pure and Appl. Math. 1960. V. 13. P. 297.
46. Мешков Е. Е.//Исследование гидродинамической устойчивости с помощью ЭВМ/ Под ред. Бабенко К. И.—М.: ИПМ АН СССР, 1981.—С. 163.
47. Алейшин А. Н., Гамалий Е. Г., Зайцев С. Г. и др.//Письма ЖЭТФ. 1988. Т. 14. С. 1063.
48. Белоконь В. А.//ДАН СССР. 1975. Т. 222. С. 575.
49. Войтенко А. Е.//ПМТФ. 1966. № 4. С. 112.
50. Исаков В. П., Нурждов А. С.//ПМТФ. 1986. № 5. С. 5.
- [51] Минцев В. Б., Фортков В. Е.//ТВТ. 1982. Т. 20. С. 745.
52. Гамалий Е. Г.//ДАН СССР. 1988. Т. 301. С. 603.
53. Великович А. Л., Либерман М. А.//ЖЭТФ. 1985. Т. 89. С. 1205.
54. Киселев А. С., Липицкий Ю. М., Панасенко А. В.//Письма ЖТФ. 1990. Т. 16. С. 82.
55. Пархоменко В. П.//Изв. АН СССР. Сер. «МЖГ». 1979. № 1. С. 194.
56. Берченко Е. П., Коробейников В. П.//ДАН СССР. 1976. Т. 230. С. 1306.
57. Честер У.//Проблема механики. Вып. 4/Пер. с англ. Под ред. Х. Дрейдена, Т. Кармана.—М.: ИЛ, 1963.
58. Баженова Т. В., Гвоздева Л. Г. Нестационарные взаимодействия ударных волн.— М. Наука, 1977.
59. Вахрамеев Ю. С.//Прикл. мат. и мех. 1966. Т. 30. С. 774.
60. Kaliski S.//Bull. Acad. Sci. Pol. Ser. Sci. Tech. 1978. V. 26. P. 55.
- [61] Tyl J., Wlodarczyk E.//J. Techn. Phys. 1984. V. 25. P. 35.
62. Tyl J., Wlodarczyk E.//Ibidem. 1985. V. 26. P. 3.
63. Забабахин Е. И.//УФН. 1965. Т. 85. С. 721.
64. Забабахин Е. И.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 30. С. 97.
65. Имшенник В. С.//ПМТФ. 1980. № 6. С. 10.
66. Имшенник В. С.//Физ. плазмы. 1975. Т. 1. С. 202.
67. Махмудов А. А., Попов С. М.//Изв. АН СССР. Сер. «МЖГ». 1980. № 2. С. 167.
68. Забабахин Е. И., Симоненко В. А.//Прикл. мат. и мех. 1966. № 4. С. 774.
69. Gas K., Jack K.//J. Techn. Phys. 1984. V. 25. P. 241.
70. Немчинов И. В., Трубецкая И. А., Шувалов В. В.//ПМТФ. 1986. № 2. С. 112.
- [71] Марченко А. И., Урбан В. В.//ПМТФ. 1988. № 6. С. 15.
72. Bud'ko A. B.//Proc. of the XIXth Intern. Conference on Phenomena in Ionized Gases/Ed. J. M. Labat.—Belgrade: Univ. of Belgrade, 1989.—P. 70.
73. Perry R. W., Kantrowitz A.//J. Appl. Phys. 1951. V. 22. P. 878.
74. Ву Дж. Х. Т., Нимех Р. А., Островский П. П.//Ракетн. техн. и космонавтика. 1980. Т. 18, № 3. С. 55.
75. Matsuo H., Nakamura Y.//J. Appl. Phys. 1980. V. 51. P. 3126.
76. Matsuo H., Ebihara K., Nagayama K.//J. Appl. Phys. 1984. V. 55. P. 271.
77. Matsuo H., Ebihara K., Ohya Y., Sanematsu H.//J. Appl. Phys. 1985. V. 58. P. 2487.
78. Баронцец П. Н., Сапрыкин А. И., Якушин М. И.//Изв. АН СССР, Сер. «МЖГ». 1981. № 1. С. 129.

79. Баронец П. Н. Цилиндрические ударные волны в импульсном индукционном разряде.—Препринт Института проблем механики АН СССР № 212.—Москва, 1983.
80. Баронец П. Н.//ЖТФ. 1985. Т. 55. С. 2054
- [81] Lee J. H., Lee B. H. K.//Phys. Fluids. 1965. V. 8. P. 2148
82. Аскарьян Г. А.//Письма ЖЭТФ. 1969. Т. 10. С. 392.
83. Компанеев А. С. Ударные волны,—М.: Физматгиз, 1963.
84. Альтицлер Л. В.//УФН. 1965. Т. 85. С. 197
85. Фортвов В. Е.//УФН. 1982. Т. 138. С. 361.
86. Белоконов В. А., Петрухин А. И., Проскуряков В. А.//ЖЭТФ 1965. Т. 48. С. 50.
87. Setchell R. E., Storm E., Sturtevant B.//J. Fluid Mech. 1972. V. 56. P. 505.
88. Боголюбовский С. Л., Герасимов Б. П., Ликсанов В. И. и др.//Письма ЖЭТФ. 1976. Т. 24. С. 206.
89. Derentowicz H., Kaliski S., Wolski J., Zolowski Z.//Bull. Acad. Sci. Pol. Ser. Sci. Tech. 1977. V. 25. P. 897.
90. Вовченко В. И., Гончаров А. С., Касьянов Ю. С. и др.//Письма ЖЭТФ. 1977. Т. 26. С. 628.
- [91] Анисимов С. И., Вовченко В. И., Гончаров А. С. и др.//Письма ЖТФ. 1978 Т. 4 С. 388.
92. Анисимов С. И., Беспалов В. Е., Вовченко В. И. и др.//Письма ЖЭТФ 1980. Т. 31. С. 67.
93. Арцимович Л. А.//Тр. Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии: Доклады советских ученых. Т. 1.—М.: Атомиздат, 1959.—С. 5.
94. Galkowski A., Swierczynski R., Wlodarczyk E.//J. Techn. Phys. 1981. V. 22. P. 349.
95. Mochizuki T., Sakabe S., Yamanaka Ch.//Japan. J. Appl. Phys. 1983. V. 22, No. 2. P. 2.
96. Аврорин Е. Н., Бунамян А. А., Гаджиев А. Д. и др.//Физ. плазмы. 1984. Т. 10. С. 514.
97. Соколов И. В. Сходящиеся осесимметричные ударные волны. Поведение волн вблизи точки кумуляции,—Препринт ИОФАН СССР. № 244.—Москва, 1986.
98. Дьяченко В. Ф., Имшенник В. С.//ЖЭТФ. 1969. Т. 56. С. 1776.
99. Бережецкая Н. К., Большаков Е. Ф., Голубев С. К. и др.//ЖЭТФ. 1984. Т. 87. С. 1726.
100. Косый И. А., Краснобаев К. В., Соколов И. В., Терехин В. Е.//Кр. сообщ. физ., ФИАН СССР. 1987. № 11. С. 3.
- [101] Соколов И. В.//ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 1331.
102. Худяков В. М.//ДАН СССР. 1986. Т. 287. С. 802.
103. Захаров Н. С., Коробейников В. П.//Изв. АН СССР, Сер. «МЖГ». 1988. № 6. С. 179.
104. Sokolov I. V., Terekhin V. E.//Proc. of the 1989 Intern. Conf. on Plasma Phys./Eds A. Sen & P. K. Kaw.—New Delhi: Univ. of Delhi, 1989.—P. 293.
105. Barkhudarov E. M., Mdivnishvili M. O., Sokolov I. V. et al. Mach reflection of ring shock wave from the axis of symmetry — Preprint of Inst. Phys. of Acad. Sci. Georgian SSR No. PP-13.—Tbilisi, 1989.
106. Соколов И. В.//Изв. АН СССР. Сер. «МЖГ». 1989. № 4. С. 148.
107. Курант Р., Фридрихе К. Сверхзвуковое течение и ударные волны/Пер, с англ.—М.: ИЛ, 1950.
108. Аскарьян Г. А., Дацкевич Н. П., Карлов Н. В. и др.//Письма ЖТФ. 1978. Т. 4. С. 966.
109. Базанов О. В., Беспалов В. Е., Жарков А. П. и др.//ТВТ. 1985. Т. 23. С. 976.
110. Соколов И. В.//ТВТ. 1988. Т. 26. С. 560.
- [111] Брушлинский К. В. Об устойчивости сходящейся сферической ударной волны//Препринт ИПМ АН СССР № 81.—Москва, 1980.
112. Ву Дж. Х. Т., Нимех Р. А., Островский П. П.//Ракетн. техн. и космонавтика. 1981. Т. 19, № 4. С. 3.
113. Schwendeman D. W., Whitham O. B.//Proc. Roy. Soc. London. Ser. A. 1987. V. 413. P. 297.
114. Бархударов Э. М., Косый И. А., Мдивнишвили М. О. и др.//Изв. АН СССР. Сер. «МЖГ». 1988. № 2. С. 176.
115. Sturtevant B., Kulkarny V. A.//J. Fluid Mech. 1976. V. 73. P. 651.
116. De Rosa M., Fama F., Harith M. A. et al. Mutual Interaction of Spherical Shock Waves in Air: Mach Waves Generation.//Preprint of IFAM.—Pisa, Italy, 1990.
117. Зайдель Р. М., Лебедев В. С.//ДАН СССР. 1960. Т. 135. С. 277.
118. Симонов И. В.//ПМТФ. 1975. № 5. С. 82.
119. Raparella E.//J. Fusion Energy. 1987. V. 6. P. 285.
120. Комельков В. С., Имшенник В. С., Палейчик В. В.//Физ. плазмы. 1988. Т. 14. С. 1341.