

**РАСЧЕТ СЖАТИЯ ДТ-СМЕСИ ЭЛЕКТРИЧЕСКИ ВЗРЫВАЮЩЕЙСЯ
ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКОЙ**

В. И. Афонин, Ю. Д. Бакулин, А. В. Лучинский

(Челябинск, Томск)

Возможный путь решения проблемы управляемого термоядерного синтеза состоит в разогреве мишени с ДТ-смесью при ее сжатии плотной оболочкой, разогнанной до скоростей $\gtrsim 10^7$ см/с [1]. Одним из методов такого сжатия является использование мегагауссных магнитных полей [2]. Этот метод привлекателен возможностью получения сравнительно высокого ($\gtrsim 1\%$) коэффициента передачи в оболочку первоначально запасенной энергии. Набор кинетической энергии происходит при этом как за счет давления магнитного поля, так и за счет разлета вещества с поверхности оболочки. При электровзрыве (ЭВ) оболочки мощным импульсом тока действуют оба механизма ускорения. В работе [3] приводится расчет электровзрыва тонкой цилиндрической оболочки при разряде на нее мегаджоульной конденсаторной батареи. В расчете получены скорости сжатия до $3 \cdot 10^7$ см/с, однако сравнительно малые скорости нарастания тока, обеспечиваемые батареей, привели к необходимости выбора очень малой начальной относительной толщины оболочки $\sim 10^{-5}$. Разогрев заполняющего оболочку газа и условия протекания термоядерных реакций в работе не рассматривались.

В [4] приводятся результаты численного расчета сжатия и термоядерного горения ДТ-смеси при обжатии ее цилиндрической оболочкой. В расчетах получено, что горение ДТ с положительным энергетическим выходом возможно при постоянной мощности, выделяемой в оболочке, $\gtrsim 3 \cdot 10^{14}$ Вт. Упомянута возможность электродинамического способа выделения мощности, однако подробнее этот вопрос не рассмотрен, не рассматривались при этом и магнитогидродинамические эффекты в оболочке и плазме.

Данная работа представляет собой попытку расчетной оценки возможности получения термоядерного синтеза при электровзрывном обжатии оболочки. Учитываются процессы в электрическом контуре установки, магнитогидродинамические процессы в мишени и протекание реакций синтеза. Сжатие оболочки считается идеально симметричным. Вопросы устойчивости сжатия [5] в работе не рассматриваются.

В [6] проведен анализ электрофизических установок с точки зрения их возможностей создать в проводнике при его ЭВ плотность энергии \sim МДж/г. Показано, что такая возможность может осуществиться, если на нагрузку, являющуюся цилиндрической оболочкой, будут разряжаться параллельно подключенные линии с распределенными параметрами. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением ЭВ медных цилиндрических оболочек, расположенных в центре дискового коллектора, к которому параллельно подключена система линий.

Для описания ЭВ цилиндрических оболочек использовалась система одномерных уравнений магнитной газодинамики (МГД) с теплопровод-

ностью, где последняя учитывалась в диффузионном приближении. Коэффициент теплопроводности был взят пропорциональным температуре в степени $5/2$, т. е. считалось, что перенос тепла осуществлялся электронами. Если внутри оболочки находился газ, то энергия тормозного излучения, возникающего при его сжатии, в оболочку не возвращалась, а выводилась из нагрузки при помощи соответствующей функции стока тепла. Не учитывалась также поглощаемая в газе энергия α -частиц термоядерного происхождения.

Подобно [7], при расчетах процессов в меди использовалось интерполяционное уравнение состояния [8], описывающее испарение меди и область смеси пара и жидкости. Зависимость электропроводности меди от плотности и тепловой энергии описывалась также подобно [7]. При этом в области температур до нескольких электронвольт и плотностей, больших $0,1 \text{ г/см}^3$, электропроводность подбиралась на основе экспериментов по электрическому взрыву проводников. Заметим, что точность описания электропроводности в этой области состояний определяет начальную фазу процесса — взрыв оболочки — и существенно сказывается на всем сжатии. В области плотностей ниже $0,01 \text{ г/см}^3$ и температур $10\text{--}100 \text{ эВ}$ данные по электропроводности брались из [9], где они рассчитаны по уравнениям Саха и Больцмана с учетом экранировки. В некоторой области состояний меди электропроводность интерполировалась между расчетно-экспериментальными значениями и данными [9], а в отдельных случаях и экстраполировалась на температуры, превышающие рассмотренные в [9]. Точность интерполяции и экстраполяции требует, естественно, экспериментальной проверки. Однако расчеты показывают, что такие состояния меди достигаются лишь на последних фазах сжатия, при этом ошибки в описании электропроводности даже на два порядка не приводят к существенному изменению процесса сжатия. Для расчета газов D_2 или $DТ$, заключенных в оболочку, использовалось уравнение состояния идеального газа с $\gamma = 5/3$. Если же смесь $DТ$ была заморожена, то она рассчитывалась со следующим уравнением состояния:

$$p = p_x + p_T = \frac{\rho_0 c_0^2}{n} (\delta^n - 1) + \Gamma \rho_0 \delta \varepsilon_T,$$

$$\varepsilon = \varepsilon_x + \varepsilon_T, \quad \varepsilon_x = - \int_{v_0}^v p_x dv,$$

$$n = \begin{cases} n_1, & \text{если } \delta < \delta_1, \\ n_2, & \text{если } \delta_1 \leq \delta \leq \delta_2, \\ 5/3, & \text{если } \delta > \delta_2, \end{cases} \quad \Gamma = \begin{cases} \left(1 - \frac{\varepsilon_T}{Q}\right) \Gamma_H + \frac{2}{3} \frac{\varepsilon_T}{Q}, & \text{если } \varepsilon_T < Q, \\ 2/3, & \text{если } \varepsilon_T \geq Q, \end{cases}$$

где ρ_0 и c_0 — начальная плотность и скорость звука; δ — относительная плотность; p — давление; ε — удельная плотность энергии; v — удельный объем. В соответствии с экспериментальными данными, приведенными в [10], константы в этом уравнении состояния полагались равными следующим величинам:

$$\rho_0 = 0,2 \text{ г/см}^3, \quad c_0 = 1,73 \text{ км/с}, \quad n_1 = 3, \quad n_2 = 2, \\ \delta_1 = 10, \quad \delta_2 = 100, \quad \Gamma_H = 2/3, \quad Q = 0,27 \text{ кДж/г}.$$

Обжимающийся внутри оболочки газ считался проводящим. При этом учитывался его разогрев как за счет работы, совершаемой оболочкой, так и за счет джоулева тепла, выделяющегося при прохождении тока. Электропроводность газа определялась по формулам электропроводности полностью ионизованной водородной плазмы из [11]. Возможность возник-

новения отдельных каналов электрического пробоя в расчетах не учитывалась.

Система МГД уравнений для расчета нагрузки решалась на ЭВМ совместно с системой уравнений электротехнического контура. Длину и запас энергии в линиях определяли после окончания расчета процесса, исходя из его времени. Коллектор установки рассматривался в виде дисковой линии с волновым сопротивлением, зависящим от радиуса.

Если время распространения волны по коллектору много меньше времени распространения волны по основным линиям, то ток в системе линия — коллектор — нагрузка (при постоянном сопротивлении нагрузки R_H) изменяется экспоненциально от значения $U_0/(R_K + R_H)$ до $U_0/(R_H + R_0)$, где U_0 — напряжение, до которого заряжены линии; R_0 — волновое сопротивление системы коаксиальных линий; R_K — сопротивление контура, т. е. сумма R_0 и сопротивления коллектора. Поэтому достаточно хорошим приближением эквивалентного контура установки является контур на фиг. 1. В качестве $R_{\text{экв}}$ берется величина

$$R_{\text{экв}} = R_0 + (R_K - R_0)e^{-\frac{t}{\tau}},$$

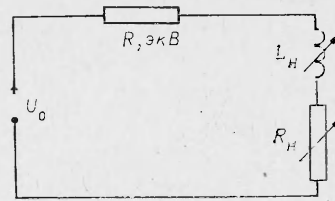
где τ — время прохождения волны по коллектору.

Проведенная серия расчетов подтвердила справедливость зависимостей, полученных в [6]. МГД-расчеты показали, что зависимость скорости разгона взрывающейся медной оболочки и энерговклада в нее от напряжения U_0 сравнительно слабая. При росте U_0 от 0,75 до 2 МВ происходит небольшое уменьшение времени схождения оболочки и увеличения энерговклада в нее. Дальнейшее увеличение U_0 практически не изменяет эти величины, но, по-видимому, должно приводить к усложнению конструкции установки. Уменьшение величины R_0 увеличивает скорость возрастания тока в нагрузке, а следовательно, и скорость энерговклада в нее. Последнее является определяющим моментом для получения термоядерного синтеза. К сожалению, существует предел, изменяя R_0 ниже которого, нельзя добиться увеличения скорости энерговклада. Таким пределом является сопротивление нагрузки R_H , которое начинает определять скорость энерговклада в проводник при $R_0 < R_H$. Снижать R_0 ниже R_H неразумно и с точки зрения энергетических затрат, ибо энергия, запасенная в линиях при фиксированных U_0 и времени процесса Θ , обратно пропорциональна значению R_0 , а процесс энерговклада определяется величиной R_H .

Уменьшить R_H можно лишь за счет либо уменьшения длины цилиндрического проводника, либо увеличения его радиуса. Особенно существенным для процесса является увеличение радиуса оболочки. Оно приводит к увеличению ускорения (из-за увеличения скорости роста тока) при разгоне оболочки магнитным полем;

увеличению базы разгона оболочки (при сохранении массы постоянной); резкому увеличению максимальной скорости полета оболочки (из-за первых двух факторов); уменьшению тепловых потерь в газе (из-за сокращения времени его сжатия). Совокупность этих моментов создает резко нелинейное возрастание максимальной температуры обжимаемого газа при увеличении радиуса и уменьшении относительной толщины медной оболочки.

Из расчетов следовало, что при прочих фиксированных параметрах величина максимальной температуры обжимаемого газа самым существенным образом зависит от его начальной плотности ρ_0 . Для получения



Ф и г. 1

в газе температур порядка нескольких килоэлектронвольт, необходимых для начала термоядерной реакции, проводник надо было заполнять газом при давлении порядка или меньше атмосферного, т. е. $\rho_0 \leq 0,0002$. Увеличение ρ_0 на два порядка приводило практически к холодному сжатию газа.

Как показывают результаты расчетов, длину линий можно брать такой, чтобы удвоенное время прохождения волны по линиям было несколько меньше времени сжатия оболочки. При этом вторая часть (по времени) процесса проходит с несколько меньшим напряжением на линиях, но это слабо влияет на конечный результат, так как большая часть энергии, потребляемой нагрузкой, уже находится в ее магнитном поле.

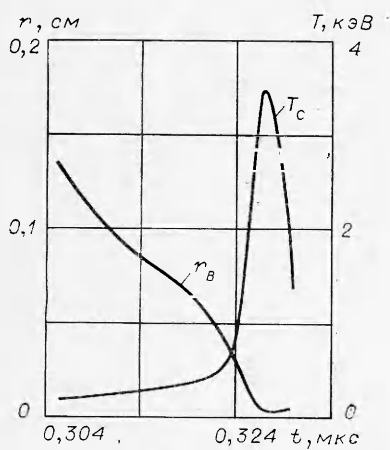
Проведенные расчеты носили поисковый характер и не преследовали цель оптимизации нагрузки на той или иной установке. Основная задача расчетов состояла в том, чтобы выявить закономерности процесса сжатия вещества при ЭВ цилиндрической оболочки и показать возможности этого метода с точки зрения получения термоядерного синтеза. Ниже приводятся несколько вариантов расчетов различных систем.

Вариант 1. Медная оболочка длиной 1 см и толщиной 0,01 см с наружным радиусом $r_n = 1,25$ см заполнена газообразной смесью ДТ с начальной плотностью $\rho_0 = 3 \cdot 10^{-5}$ г/см³. Оболочка подключена через коллектор к системе линий, заряженных до $U_0 = 2$ МВ с общим волновым сопротивлением $R_0 = 0,005$ Ом.

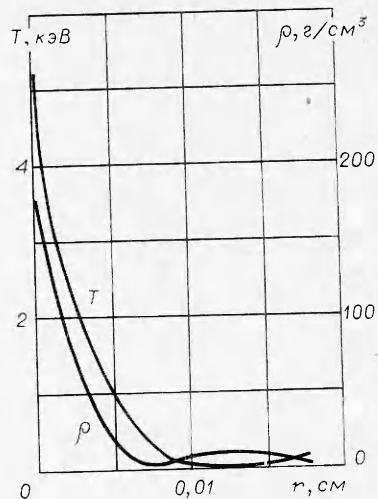
Предварительный расчет показал, что максимальное сжатие газа наступает к моменту $t = 0,33$ мкс. Исходя из этого, длину линий выбрали равной 280 см, что соответствует запасу энергии в них 34 МДж. При этом в момент $t = 0,17$ мкс напряжение на линиях снижалось до 1,8 МВ. Из расчета следует, что максимальная скорость оболочки была достигнута на ее внутренней границе и составила 20 см/мкс. На фиг. 2 представлены графики зависимости от времени внутреннего радиуса оболочки r_b и средней температуры газа T_c . Профили температуры T и плотности ρ в системе оболочка — газ, приведенные на фиг. 3, относятся к моменту времени, близкому к моменту максимального сжатия газа. В газе температура и плотность практически постоянны. Так как в меди теплопроводность сильно падает с увеличением плотности, то высокий пик плотности вблизи внутренней границы меди резко уменьшает теплоотвод из газа. Этим объясняется быстрое падение температуры в узком слое меди, прилегающем к границе. Величиной r_b на фиг. 2 отмечено положение границы газа и оболочки.

В оболочку и газ было передано соответственно 10 и 0,06 МДж энергии. Максимальная энергия в оболочке равнялась 20 МДж/г. Нейтронный выход системы составил $6 \cdot 10^{17}$ нейтронов, а энергия α -частиц, поглощенных в газе, в 3 раза превзошла энергию газа, переданную ему оболочкой. Однако сколько-нибудь интенсивной термоядерной вспышки ожидать здесь нельзя (см. [12]), так как максимум $\int \rho dr$ в газе составил величину, равную 0,03 г/см².

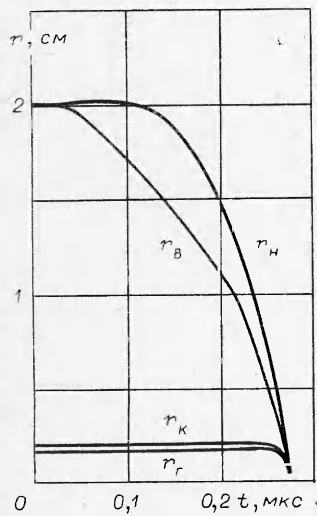
Вариант 2. По сравнению с вариантом 1 в медной оболочке уменьшена масса. Ее наружный радиус увеличен до 2 см при толщине оболочки 0,001 см, длина оболочки оставлена равной 1 см. Внутри оболочки до радиуса $r = 0,17$ помещен газ ДТ с плотностью 10^{-4} г/см³, окруженный замороженным слоем ДТ ($0,17 \leq r \leq 0,2$) с плотностью 0,2 г/см³. Между этим слоем и оболочкой оставлен зазор, заполненный газом с малой плотностью $\rho = 2 \cdot 10^{-6}$ г/см³. Напряжение на линиях было взято 2 МВ и волновое сопротивление линий $R_0 = 0,0075$ Ом. В момент $t = 0,135$ мкс напряжение снижалось до 1,71 МВ.



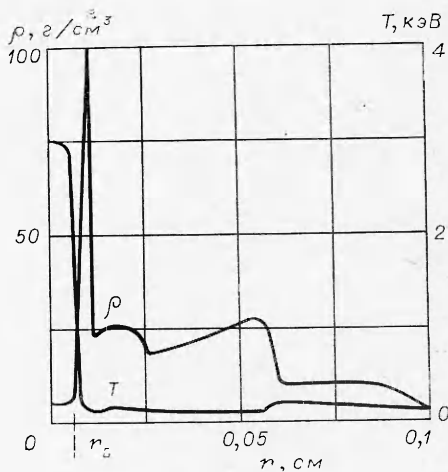
Ф и г. 2



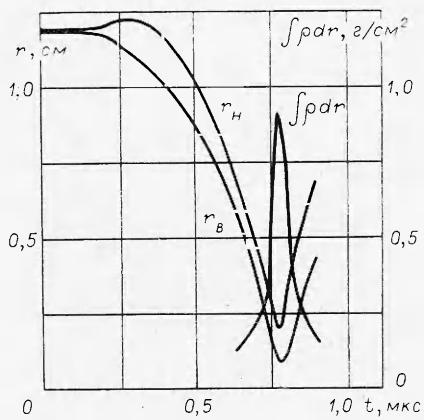
Ф и г. 3



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

На фиг. 4 представлены зависимости от времени наружного r_n и внутреннего r_v радиусов оболочки, а также наружного r_k и внутреннего r_r радиусов замороженного слоя ДТ. После удара оболочки по слою ДТ скорость их совместной границы составила 37 см/мкс, а внутренняя поверхность слоя разоглась до 42 см/мкс. Через 3 нс после удара происходит сжатие газа до $r_r = 4,3 \cdot 10^{-5}$ см и его средняя температура поднимается до 8,5 кэВ. Несколько ранее этого момента температура и плотность в слое ДТ имеют профили, представленные на фиг. 5. Заметим, что через 0,4 нс слой ДТ сжимается, профили в нем выравниваются и средние значения плотности и температуры составляют 40 г/см³ и 0,6 кэВ. В оболочку и ДТ переходят соответственно 7 и 1 МДж из 21 МДж первоначального запаса в линиях. Максимальные значения внутренней энергии в меди вблизи ее внутренней границы достигают 70 МДж/г. Энергия α -частиц, поглощенных в газе, в 7 раз превзошла энергию от сжатия газа оболочкой, величина $\int \rho dr$ составила 0,4 г/см², нейтронный выход был порядка 10^{17} , причем половина его приходится на газ ДТ, а половина — на первоначально замороженный слой ДТ.

Вариант 3. Газ ДТ с плотностью $\rho_0 = 0,07$ г/см³ заключен в медную цилиндрическую оболочку толщиной 0,012 см с наружным радиусом $r_n = 1,2$ см. Длина оболочки 3 см. На оболочку разряжается система линий с напряжением $U_0 = 2$ МВ и волновым сопротивлением $R_0 = 0,03$ Ом. Задача считалась с целью выяснения, к чему приведет сжатие газа высокой начальной плотности.

Процесс сжатия происходил сравнительно медленно: скорость полета оболочки не превысила 4 см/мкс. Максимальное сжатие составило всего 220. Газ практически не нагревался. К моменту максимального сжатия газ представлял собой тонкий шнур холодного вещества высокой плотности. Величина $\int \rho dr$ поднялась до 0,92 г/см². На фиг. 6 представлены графики зависимости от времени наружного r_n , внутреннего r_v радиусов оболочки и величины $\int \rho dr$. Из расчета следует, что из 26 МДж начального запаса энергии 21 МДж переходит в систему оболочка + газ. Из них 4,2 МДж составляют энергию оболочки, 3,5 МДж — энергию газа, а остальная энергия находится в магнитном поле системы. Следует отметить, что требуемый начальный запас энергии в линиях существенно зависит от максимального значения величины $\int \rho dr$. Так, для получения значения этой величины 0,67 требуется всего 12 МДж начального запаса энергии.

Общим для всех расчетов является то, что в них при достаточно хорошем согласовании сопротивлений нагрузки и линий в нагрузку и ее магнитное поле переходит большая часть запасенной в линиях энергии. При расчете одной из систем с запасом энергии 2,5 МДж эта часть составила свыше 90%. Причем собственно энергия нагрузки превосходила 30% этого запаса. Заметим, что для этой системы саморазогрева газа за счет термоядерной реакции ожидать нельзя, однако полученный в расчете выход нейтронов оказался достаточно велик: $\sim 10^{15}$.

Интересно отметить характерную особенность сжатия газа при ЭВ оболочек, связанную с изменением распределения проводимости в проводнике в процессе ЭВ. В начальной стадии из-за эффекта скинирования максимальное значение плотности тока приходится на область проводника, примыкающую к его внешней границе. Магнитное поле сдерживает разлет проводника наружу, однако небольшое уменьшение плотности и вклад джоулева тепла все же приводят к падению проводимости внешней части проводника примерно на два порядка. Это усиливает процесс проникновения магнитного поля и максимальной плотности тока внутрь

проводника. К внутренней границе медной оболочки магнитное поле под-
ходит с большим градиентом. Быстрое возрастание магнитного и гидро-
динамического (вследствие большой плотности тока и выделения джоуле-
ва тепла) давлений приводит к резкому разгону и разгрузке внутренней
части оболочки. Газ с малыми плотностью и давлением, находящийся
внутри оболочки, это движение не задерживает. С падением плотности
внутренней части проводника проводимость ее уменьшается и становится
минимальной (по сечению). Причем кривая плотности тока круто падает
при уменьшении радиуса. Этому способствует установившееся в оболочке
распределение плотности (и соответственно проводимости), падающее
от внешней границы к внутренней. Примерно с этого момента внутренние
слои оболочки продолжают лететь по инерции, внешние же слои, а посте-
пенно и вся масса оболочки начинают разгоняться магнитным полем.
Так происходит до тех пор, пока внутренние слои не начинают тормозить-
ся из-за сопротивления сжимаемого газа. После этого происходит выравни-
вание плотностей, а следовательно, проводимости и плотности тока по
сечению проводника. Большой градиент плотности тока остается лишь
в узкой окрестности внутренней границы проводника. Он создает допол-
нительный удар по газу вблизи момента максимального сжатия. Иллюст-
рацией к сказанному может служить фиг. 2, где видно, что внутренний
радиус оболочки получает дополнительное ускорение внутрь вблизи мо-
мента его остановки.

Остановимся еще на вопросе о влиянии тока, протекающего по газу,
на процесс обжатия газа оболочкой. Картина процесса во всех расчетах
была одна и та же. Заметная проводимость в газе появлялась при вре-
менах, близких ко времени предельного сжатия газа, когда его темпера-
тура поднималась до величины 1 кэВ. По мере дальнейшего сжатия газа
проводимость его быстро возрастала и становилась на несколько порядков
больше проводимости меди. По газу начинал течь ток, но, несмотря на
указанное выше различие в проводимости материалов, величина плотно-
сти тока в газе из-за малых радиусов и, следовательно, большого индук-
тивного сопротивления была сравнима с величинами плотности тока, те-
кущего по меди. А так как площадь сечения газа в эти моменты времени
была на несколько порядков меньше площади сечения меди, то практи-
чески весь ток шел по медному проводнику. Разница максимальных тем-
ператур, достижимых в газе, с учетом его проводимости и без учета не
превышала нескольких процентов.

Сравнительно высоким может оказаться КПД установок. Например,
в варианте 2 для получения общего КПД (по отношению к начальному
запасу энергии в линиях) больше единицы достаточно, чтобы прореаги-
ровала сравнительно небольшая часть ДТ (около 1%).

Упрощающие проведение расчетов предположения: одномерное при-
ближение, учет теплопроводности в диффузионном приближении, одно-
температурность плазмы и некоторые другие — делают описываемые ре-
зультаты идеализированными. Поэтому расчеты лишь иллюстрируют
максимальные возможности рассматриваемых систем. Более полный учет
физических явлений, происходящих при ЭВ цилиндрических оболочек,
может внести существенные коррективы как в результаты расчетов, так
и в выбор параметров систем. Однако полученные расчетным путем,
а также опубликованные в [1—5] данные указывают на целесообразность
дальнейшего изучения процессов сжатия при ЭВ цилиндрических обо-
лочек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Linhart J. G. Very-high-density plasmas for thermonuclear fusion.— Nucl. Fusion, 1970, vol. 10, N 3.
2. Linhart J. G. Rocket-driven liners for fusion triggers and for very-high-density reactors.— Nucl. Fusion, 1973, vol. 13, N 3.
3. Turchi P. J., Baker W. L. Generation of high-energy plasmas by electromagnetic implosion.— Appl. Phys., 1973, vol. 44, N 11.
4. Varnum W. S. Electrically imploded cylindrical fusion targets.— Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, N 6.
5. Harris E. G. Rayleigh — Taylor instabilities of a collapsing cylindrical shell in a magnetic field.— Phys. Fluids, 1962, vol. 5, N 9.
6. Бакулин Ю. Д., Лучинский А. В. Оценки возможности получения высоких плотностей энергии при электровзрыве цилиндрических оболочек.— ПМТФ, 1980, № 1.
7. Бакулин Ю. Д., Куропатенко В. Ф., Лучинский А. В. Магнитогидродинамический расчет взрывающихся проводников.— ЖТФ, 1976, т. 46, № 9.
8. Куропатенко В. Ф., Нечай В. З., Сапожников А. Т., Севастьянов В. Е. Докл. на Всесоюз. семинаре по моделям механики сплошной среды. Новосибирск, 1973.
9. Калиткин Н. Н., Кузьмина Л. В., Рогов В. С. Таблицы термодинамических функций и транспортных коэффициентов плазмы. ИПМ АН СССР, 1972.
10. Григорьев Ф. В., Кормер С. Б., Михайлова О. Л., Толочко А. П., Урлин В. Д. Уравнение состояния молекулярной фазы водорода в твердом и жидком состояниях при высоком давлении.— ЖЭТФ, 1975, т. 69, вып. 2(8).
11. Брагинский С. И. Вопросы теории плазмы. Госатомиздат, 1963.
12. Mason B. J., Morse R. L. Tamped thermonuclear burn of DT-microspheres.— Nucl. Fusion, 1975, vol. 15, N 5.

УДК 533.6.01

КУМУЛЯЦИЯ СХОДЯЩИХСЯ УДАРНЫХ ВОЛН
С УЧЕТОМ ДИССИПАТИВНЫХ ПРОЦЕССОВ

В. С. Имиенник

(Москва)

1. Одномерные (сферически- и цилиндрически-симметричные) сходящиеся ударные волны являются одним известным примером кумулятивных газодинамических процессов, играющих столь важную роль в природе и технике [1]. Асимптотическим решением в окрестности центра или оси симметрии для задачи о сходящейся ударной волне служат известные автомодельные решения, указанные независимо Гудерлеем [2] и Ландау и Станюковичем [3]. Область применимости этих решений зависит от начальных и граничных условий (простейшие начальные и граничные условия — холодный неподвижный газ с постоянной плотностью ρ_0 и сходящийся с постоянной скоростью поршень), но практически всегда в достаточно тесной окрестности осуществляется автомодельное решение [4]. В этом решении к моменту кумуляции ударного фронта (обычно он выбирается за $t=0$) и только в центре или на оси симметрии неограниченно возрастает скорость фронта $\dot{r}_\Phi \sim (-t)^{1/k-1} \sim r_\Phi^{1-k} (r_\Phi^k \sim -t)$, давление и температура на фронте $p_\Phi \sim T_\Phi \sim (-t)^{2(1-k)} \sim r_\Phi^{2(1-k)}$, где показатель автомодельности $k = k(\gamma) \geq 1$ при показателе изэнтропии газа $\gamma \geq 1$ [4, 5]. Автомодельная переменная, от которой зависят все искомые функции автомодельного решения, при этом имеет вид $\xi = r/r_\Phi = \xi_0 r^k / (-t)$, причем на фронте ударной волны $\xi=1$ и $r_\Phi = (-t/\xi_0)^{1/k}$. Постоянная размерности $\text{см}^{\frac{2}{k}} \text{с}$ — единственная произвольная постоянная в автомодельном решении, характеризующая количественно «интенсивность» начального толчка. На стадии отраженной ударной волны автомодельное решение имеет продолжение. Кумуляция энергии, заключенной между фронтом ударной волны $\xi=1$ и любым значением переменной $\xi^* > 1$ позади фронта (обычно ξ^* совмещается с особой ξ -линией,