

ФОКУСИРОВКА УДАРНОЙ ВОЛНЫ В ТРЕХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕ

Н. А. Бардин

(Челябинск)

Развитие и совершенствование численных методов позволили выполнить в последнее время расчеты о схождении к центру и фокусировке сферической ударной волны (УВ) в трехтемпературной плазме. В отличие от однотемпературного [1, 2] и двухтемпературного (T_e, T_i) [3, 4] расчетов обнаружены новые закономерности, проявляющиеся на достаточно малых расстояниях от центра.

1. Качественная интерпретация, характерные оценки. Схождение и фокусировка УВ в полностью ионизованной плазме характеризуются специфическими особенностями. Прежде всего к ним относятся исключительно сильное отличие температур ($T_i/T_e \sim 3, T_e/T_f \sim 30$) на фронте УВ вблизи центра, связанное с тем, что на достаточно малых расстояниях от центра вещество не успевает остывать излучением, т. е. кумуляция энергии на фронте УВ осуществляется быстрее, чем ее диссипация. Это приводит к еще большему усилению кумуляции на фронте УВ и скачку температур. Скачок температур, в свою очередь, вызывает резкое увеличение мощности тормозного излучения, которое все равно не в состоянии остановить кумуляцию.

Данное явление назовем трехтемпературной короной (T -корона), так как эффекты трехтемпературны, а термин «корона», обозначающий обычно яркое свечение разреженного газа, связан в данном случае с усиленными тормозными потерями (прозрачного к своему излучению) разреженного (перед фронтом УВ) вещества. Правда, корона бывает снаружи, а не внутри, однако соответствие физическим процессам (а это и есть самое главное) достаточно полное.

Существование T -короны не является принципиально новым. В теории плоских стационарных волн известен ее аналог — тонкий пик температуры (размер его пренебрежимо мал по сравнению с величиной размытия фронта УВ за счет теплопроводности) [5] $T_+ = (3 - \gamma)T_1$, где T_1 — температура за фронтом УВ.

Радиус фронта УВ R_k , на котором возникает T -корона, по порядку величины сравним с линейным масштабом релаксации температур вещества и излучения $L_{mf} \sim A^{3/2} Q_{mf}^{-1} \rho_0^{-1} T_1$ за фронтом УВ, так как именно эта величина является той мерой линейного масштаба, меньше которого излучение не успевает охлаждать разогреваемое вещество.

Отметим, что T -корона в виде тонкого пика температуры существует и на больших радиусах, но говорить о ней имеет смысл только на тех расстояниях от центра, когда в ней начинается существенный рост температур.

Используя приближенную формулу роста давлений на фронте $p = aR^{-k}$ [6], получим оценку для нашего сферического случая:

$$(1.1) \quad R_k = 0,213 \left[\frac{A^{1/2} \rho_0}{Q_{mf} \rho_0^2} \right]^{\frac{1}{1+k_T}},$$

где $a = (1/2)(\gamma + 1) \rho_0 u_0^2 R_0^k$ — условная интенсивность автотемпературной УВ; Q_{mf} — коэффициент релаксации температур за счет обратного тормозного процесса; A — коэффициент уравнения $p = A \rho T$; $u_0 \rho_0 R_0$ — начальные значения скорости, плотности, радиуса. Из численного расчета $k_T = 0,6$. Это меньше, чем для адиабатической УВ, где $k = 0,90536$, так как учет теплопроводности уменьшает k . В формуле (1.1) безразмерный численный коэффициент определен из самого расчета.

В момент появления T -короны происходит еще одно интересное явление, связанное с расщеплением первоначальной УВ на две (малая и глав-

ная), сходящиеся к центру. По-видимому, данное расщепление есть не что иное, как распад разрыва.

Отметим, что расщепление УВ, так же как и образование T -короны, обусловлено одной и той же причиной — резким превышением кумуляции над тормозными потерями. В результате чего в малой УВ фотонная теплопроводность ($S_f \sim T_f^m \rho^{-n} \partial T_f / \partial r$) незначительна, а в главной УВ ее действие определяющее. В соответствии с этим поступающее во фронт вещество адиабатически сжимается сначала в малой УВ ($h_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$), а затем происходит основное сжатие в главной УВ ($h_2 \sim 20$), так что полное сжатие $h \sim 10^2$.

Отметим, что влияние ионной вязкости на данное расщепление никак не сказывается. Это проверялось в дополнительном расчете. Действительно, характерный масштаб задачи $L_x \gg L_i$, где L_i — размытие фронта под действием нелинейной ионной вязкости. Отметим также, что максимум температур в T -короне соответствует фронту малой УВ, за фронтом же главной УВ температуры всегда выравниваются.

В начальной стадии ($T_m = T_e = T_i \neq T_f$) максимум температуры в T -короне описывается формулой

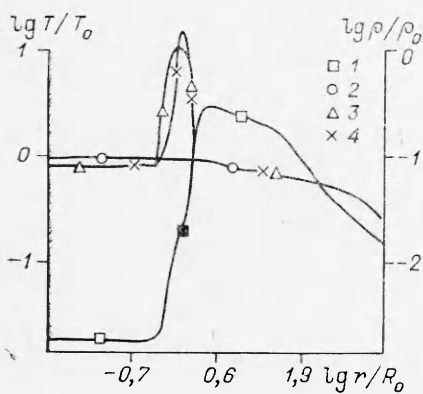
$$(1.2) \quad AT_m/(\gamma - 1) = u^2/2,$$

где u — скорость на фронте малой УВ. Эта формула известна и выводится из условий на бесконечно тонком разрыве при отсутствии теплопроводности.

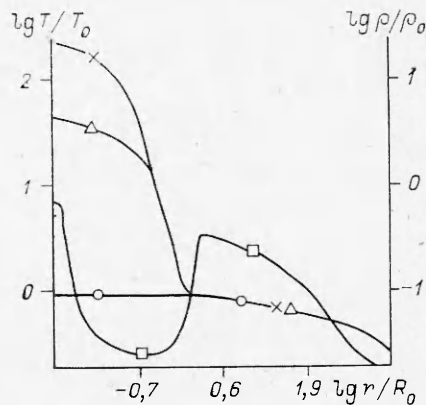
Формулы (1.1), (1.2) хорошо согласуются с численными расчетами, приведенными на фиг. 1, где 1 — ρ , 2 — T_f , 3 — T_e , 4 — T_i . Точка зарождения малой УВ помечена на профиле плотности темным квадратиком. На фиг. 1 представлена также зарождающаяся электронная тепловая волна (ТВ). Последующими этапами ее развития будут усиление и фокусировка. Профиль ионной температуры при этом такой же, как на фиг. 1. Затем происходит аномальный отрыв T_i от T_e ($T_i/T_e \sim 3$) и фокусировка ионной ТВ. Далее фокусируется малая УВ (фиг. 2).

Отметим, что электронная и ионная теплопроводности ($S_e \sim T_e^{5/2} \partial T_e / \partial r$, $S_i \sim T_i^{5/2} \partial T_i / \partial r$) по мере схождения малой УВ становятся существенными, поэтому сжатие на фронте малой УВ увеличивается (см. фиг. 2). В момент фокусировки малой УВ ионная вязкость ограничивает кумуляцию, так как фронт УВ имеет конечные размеры и не может неограниченно приблизиться к центру, как это имеет место при неограниченной кумуляции. Аналогичный результат получен в [4].

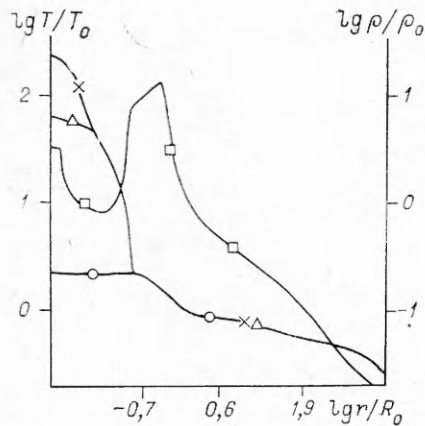
Отметим, что в сильной УВ всегда $L_i \sim L_T \sim \lambda_i$, где L_i — размытие фронта УВ за счет ионной вязкости, L_T — размытие из-за ионной теплопроводности, λ_i — пробег ионов. Данное утверждение следует из анализа уравнений движения и переноса энергии. В первом случае ионы переносят импульс на расстояние свободного пробега, а во втором — энергию.



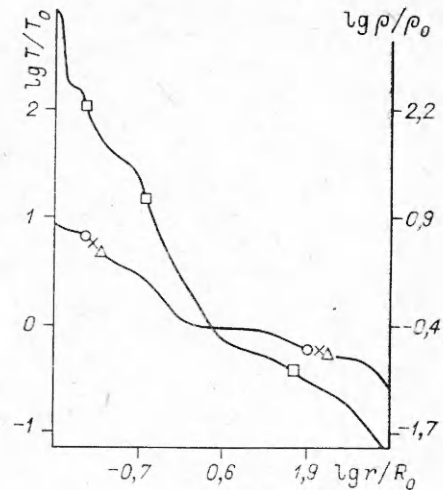
Ф и г. 1



Ф и г. 2



Ф и г. 3



Ф и г. 4

Исходя из этих рассуждений фокусировка ионной тепловой волны и фокусировка малой УВ должны происходить одновременно, что подтвердилось в численном расчете. Ионная тепловая волна и передняя часть размытого ионной вязкостью фронта малой УВ касаются центра одновременно. При этом основная масса вещества (максимум плотности) малой УВ находится еще на некотором расстоянии от центра.

Затем вещество перед этим максимумом начинает равномерно сжиматься (из-за давления на него основной массы движущегося к центру вещества малой УВ и из-за действия ионной вязкости) и достигает значения максимума плотности в малой УВ. В завершающей стадии фокусировки малой УВ профиль плотности в некоторой достаточно протяженной окрестности центра имеет форму «полочки». Описанный способ фокусировки указывает на существенную роль ионной вязкости.

Отметим, что в расчетах без учета ионной вязкости вместо «полочки» наблюдался резко выраженный максимум плотности в центре схождения УВ.

На фиг. 3 показана фокусировка отраженной УВ, которая возникла после отражения малой УВ от центра, а затем от главной УВ. Полное сжатие за фронтом главной УВ продолжает нарастать ($h \sim 10^4$). Далее фокусируется главная УВ (фиг. 4). Температуры за фронтом главной УВ совпадают как при фокусировке, так и при завершающей стадии отражения. Действительно, S_e , S_i велики, значит, T_e , T_i почти не увеличиваются. Плотность же вещества, а следовательно, и теплообмен Q_{ei} , Q_{ef} нарастают, т. е. вещество остывает излучением.

В двухтемпературном расчете (T_e , T_i) была обнаружена D -корона (double) без соответствующего расщепления УВ. Строго говоря, D -корона — более поздний этап эволюции T -короны (когда в T -короне $T_e \neq T_i \neq T_f$), соответствующий фокусировке электронной ТВ и началу аномального отрыва T_i от T_e , но, как мы видели, это не приводило к расщеплению малой УВ. Отсутствие расщепления УВ в D -короне объясняется существенным электронно-ионным теплообменом и существенной электронной теплопроводностью (ионная теплопроводность в момент появления D -короны пренебрежимо мала), поэтому момент появления D -короны несколько условен, в противоположность T -короне, хотя явление в целом достаточно яркое и заслуживает того, чтобы иметь самостоятельное название.

Отметим, что в достаточно слабых УВ ($a \sim 10^5$ эрг·см^{h-3}) возникает не T -, а D -корона, поскольку в таких УВ размытие фронта первоначальной УВ осуществляется не фотонной, а электронной теплопроводностью. Излучение в такой D -короне всегда будет несущественно, так как разогревание электронов невелико.

2. Расчет энергосвечения, область применимости решения. Явление T -короны (и расщепление УВ) учитывалось в расчетах по разгоранию однородной DT -мишени. Отмечено, что при этом снижается требуемая энергия. Так, по предварительным данным величина a уменьшилась на 50%.

Возможно, что энергию иницирования будет удобно измерять величиной a , зависящей от плотности, размера мишени и величины начальной скорости.

В данных расчетах отсутствовала отраженная УВ, так как энергия первоначальной УВ была меньше ($a \sim 10^{14}$ эрг·см^{h-3}). Кроме того, максимальные температуры всего процесса соответствовали фокусировке малой УВ ($T_i \sim 30$ кэВ), причем если фокусировка главной УВ ($h \sim 10^4$) осуществляется прежде, чем T_i успевает уменьшиться, то разгорание происходит после фокусировки главной (для больших a разгорание можно ожидать после фокусировки малой УВ).

Отметим, что введение примесей с большим z увеличивает рост плотности в главной УВ, снижая a . Кроме того, по-видимому, совмещать пики плотности и температуры можно также для некоторой последовательности первоначальных УВ.

Обсудим область применимости математической модели. Очевидно, что ионную вязкость и ионную теплопроводность в T -короне необходимо изучать с учетом физической кинетики, поскольку характерным масштабом служит пробег ионов $L_x \sim L_i$, однако за фронтом УВ целесообразно применять газовую динамику ввиду большой плотности ($h \sim 10^5$, $L_x \gg L_i$), т. е. дискретная структура вещества несущественна, а характер процесса макроскопический.

Отметим необходимость изучения спектральной задачи, так как образование T -короны сопровождается рождением квантов в рентгеновском диапазоне.

Описание математической постановки рассмотренной в данной работе задачи приведено в [7]. Отметим лишь, что введение температуры T_f подразумевает применимость планковского спектра.

В заключение автор выражает благодарность В. А. Лыкову и А. И. Зуеву за полезные обсуждения и советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Забабахин Е. И., Симоненко В. А. Сходящаяся ударная волна в теплопроводном газе. — ПММ, 1965, т. 29, вып. 2.
2. Махмудов А. А., Попов С. П. Влияние теплопроводности на сходящуюся к центру симметрии сильную ударную волну. — Изв. АН СССР. МЖГ, 1979, № 1.
3. Барченко Е. А., Коробейников В. П. Численное исследование сходящихся ударных и тепловых волн. — ДАН СССР, 1976, т. 230, № 6.
4. Имшенник В. С. Кумуляция сходящихся ударных волн с учетом диссипативных процессов. — ПМТФ, 1980, № 6.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений. М.: Физматгиз, 1963.
6. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции. — В кн.: Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М.: Наука, 1970.
7. Аврорин Е. Н., Зуев А. И., Карлыханов Н. Г., Лыков В. А., Черняков В. Е. О требованиях к мишеням и параметрам лазерной установки для получения термоядерной вспышки. Препринт ИПМ АН СССР, 1980, № 48.

Поступила 30/VI 1983 г.