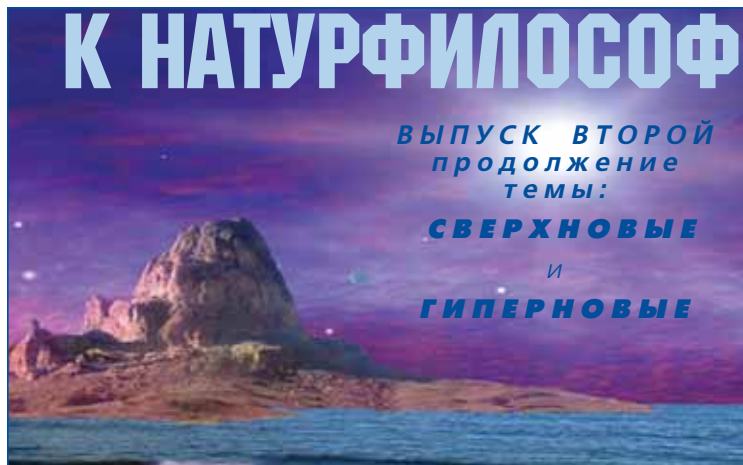


К НАТУРФИЛОСОФИИ УДАРНЫХ ВОЛН

ВЫПУСК ВТОРОЙ
продолжение
темы:

СВЕРХНОВЫЕ
И
ГИПЕРНОВЫЕ



Пролог

Прогресс компьютерного ("цифрового", дискретного) моделирования физических процессов чреват, как это предвидел "САХ", стимулированием некоторого рода атрофии мыслительных способностей. Причём, к сожалению, не только школьников, студентов и аспирантов. Традиционный образ исследователя, стремящегося понять с чем работает (а не только работоподобно "предвычислить") вышел из моды, стал слишком уникален, почти так же, как вышла из моды логарифмическая линейка.

И это характерно, когда имеют дело с исследованием сложных физических процессов. Все еще достаточно свежим сценарием здесь остается, например, поиск "хорошего" описания структуры фронта ударной волны, где происходит поразительно быстрый рост энтропии среды. Казалось бы, что, скажем, мешает довольствоваться "Методом Монте-Карло", при котором применяется "лобовая имитация" ударно-волнового перехода? Но: тогда было бы столь же логичным ограничиться экспериментальным лазерным прецизионным зондированием структуры ударного фронта.

Однако, вряд ли все теоретики отшатнутся от своих игр: некоторые не прекратят попыток описания на уровне уравнения Больцмана, которое уже предполагает некоторое редуцирование молекулярной кинетики. Дальнейшее редуцирование характерно для известной с 1951 года "Модели Мотт-Смита", авторство на которую оспаривал академик Тамм.

Более кардинальное редуцирование характерно для Навье-Стоксовой модели течений сплошной среды - с ее предпосылкой локального термодинамического равновесия, символизированного "тождеством Гиббса", подразумевающим мгновенную перестройку температуры:

$$dE = TdS - pdV.$$

Правда, в модели Навье-Стокса неравновесность замаскирована феноменологией диссипативных коэффициентов.

Континуальная модель среды д'Аламбера-Эйлера при таком "подгоне" слишком прелестительна, удобна для традиционного понимания фундаментальных особенностей структуры фронта ударной волны. Категории феноменологические далеко бесполезны и для объяснения тех результатов, которые достижимы методами изоциркованного эксперимента: и зондировочного (в том числе, лазерного), и при цифровом кинетическом моделировании.

Поучительный пример - модели структуры ударного фронта в излучающем газе (плазме), особенно при смене топологии этой структуры по мере перехода скачка к большим числам Маха. Здесь в роль "фотонного пара" долго не смогли вникнуть даже весьма компетентные теоретики. Некоторые даже и ныне наивно пытаются ограничиться заведомо переупрощенными рассуждениями "на пальцах" (R. Drake и другие).

Кстати, автор данного текста излагал в 1968 году (Конгресс по механике, МГУ) свое "полное" аналитическое решение структуры ударного фронта в излучающем газе. Знаменитый профессор Яненко, оказавшийся среди внимательных слушателей, в каком-то припадке аллегрии к подобной "устаревшей" аналитике, зап-



В.А. Белоконов, 1973 г.

© Валентин Анатольевич Белоконов, выпускник ФТФ МГУ/МФТИ, член Нац. Комитета теоретич. и прикл. механике, академик Академии космонавтики, участник "спецгруппы ФИЗТЕХов" во главе с САХ

Посвящается незабвенной памяти
Сергея Алексеевича Христиановича - "САХ" а.

Структура светящихся ударных волн в плазмоподобных средах в применении к астрофизике. Применение к астрофизике звёзд

The radiative shock waves in plasmalike environments. Their application for star explosions and beyond.

Ключевые слова: ударные волны, сверх- и гиперновые звёзды, энтропия.

Keywords: shock waves, super- and hypernew stars, entropy.

ротестовал, резко заявив о "безусловном преимуществе" компьютерного моделирования таких сложных течений. Доклады АН СССР в том же 1972 опубликовали мой доклад [1972, №6] с подзаглавием Я.Б. Зельдовича.

Справедливости моей позиции подтвердилась грандиозная статья главного теоретика ЦИАМ - профессора МФТИ Александра Крайко [ПММ № 5 (2011)].

Ценным вкладом в описание структуры светящегося ударного фронта являются новые исследования российско-японского коллектива: А. Толстов, С. Блинные, S. Nagataki, K. Nomoto.

Впрочем, модель Навье-Стокса - не самая "прозрачная". Полагая, что и эйлерово описание нельзя считать "выпитым до дна". Несмотря на столь характерное игнорирование диссипативных процессов, эйлеров континуум - предельно редуцированное описание сплошной среды - заслуживает внимания теоретиков-аналитиков и их студентов.

Публикация в ЖЭТФ (1959 год: тогда письма в редакцию печатались под одной обложкой с регулярными статьями) моего аналитического точного решения для той амплитуды скачка в излучающем газе, при которой исчезает изотермический субскачок Рэлея (1910), вызвала острый интерес в Объединенном Институте Лабораторной Астрофизики (США, Колорадо, д-р Томас и проф. Буземанн), а также в ИХФ АН СССР (Я.Б. Зельдович). Зельдович считал, что моим предшественником был Беленький (ЦАГИ), который говорил о неизбежности исчезновения изотермического субскачка при доминировании светового давления. Но аналитической формулы - критерия такого исчезновения Беленький не указал: не получил.

Мой критерий гласит, что изотермический субскачок исчезает при скачковом отношении давления света (фотонного газа) к давлению вещества $(P_{ph}/P_{matter})_+ \geq 4.45$. Пренебрежимое световое давление $P_{ph}/P_{matter} = 0$ при сильном (адиабатическом) скачке в веществе $\gamma = 5/3$ соответствует изотермическому уплотнению $= 2/(\gamma - 1) = 3$.

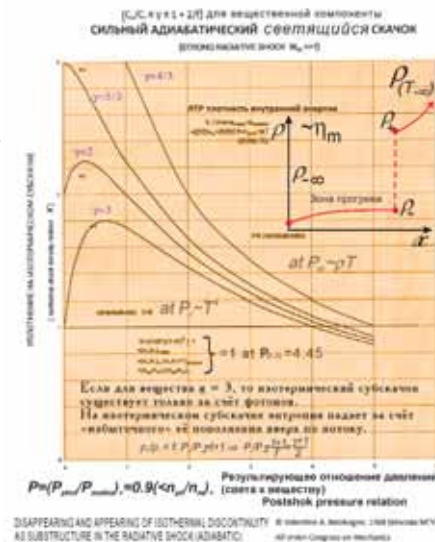
Поскольку число степеней свободы молекул одноатомного газа равно:

$$f = 2/(\gamma - 1) = 3$$

при равномерном приближении, то максимальное сжатие на изотермическом субскачке всего на единицу слабее итогового максимально возможного сжатия адиабатическим скачком, равного:

$$p_+/p_- = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = f_+ + 1 = 4.$$

Таким образом, в простейшем случае плазмы в "газовом" приближении (принятом за основу в обзоре Тома Уивера 1976 г. и др.) ослабевающая светящаяся ударная волна, вы-



ходящая наружу из "Сверхновой" или "Гиперновой" звезды, не минуя диапозона условий существования изотермического субскачка, сначала светит умеренно, поскольку весьма оптически толста (глубока) передняя зона прогрева. Но нарастание степени сжатия оптически тонким изотермическим субскачком дает наблюдаемую вспышку интенсивности посылаемого вперед излучения, это - повод назвать этот эффект (в стиле Георгия Гамова) "**Ударно-волновой стриптиз**" (а "Radiative Shock Striptease"). Иными словами, чем относительно слабее уплотнение в зоне прогрева, тем эта зона прозрачнее. Тем более, при тепловой неравновесности.

Наряду с аналитическим исследованием и численным моделированием течений "сплошной среды" с целью описания искомым эффектов или нахождения рациональных (в том числе оптимальных) инженерных сценариев, небезынтересно изучение особенностей формализма самого по себе. И в том немалая истина! Например, фундаментальна математическая проблема "существования" искомым решений, адекватно описывающих ударную волну. Таков - формализм "существования ударной волны", вводимой феноменологически (то есть полуэмпирически) в эйлеровы течения. Хотя на уровне навье-стоксовой среды математическое существование ударной волны выводится вполне правдоподобно, по крайней мере для умеренно высоких значений числа Маха (M_{shock}). Но даже при столь высоких M_{shock} , когда ширина структуры ударного фронта не во много раз превосходит средний пробег молекул газа, скажем, феноменология сплошной среды не только методически интересна, но может оказаться практически бесполезна, указывая на новые реальные эффекты, и стимулируя более глубокое понимание особенностей математического аппарата, логику данного формализма.

Так, обратившись к континууму Д'Аламбера - Эйлера (при понимании физической нереальности этой модели многих реальных сред), обнаруживаем некую чрезмерность простоты в общепринятом использовании уравнений Эйлера для течений с ударными волнами.

Конечно, эйлеровская модель оказалась удивительно продуктивной - вопреки ее предельной редуцированности. Но разве при этом логически оправданно традиционное игнорирование (ради простоты как таковой?) вопроса о значении параметров континуальной среды в точке разрыва - и ударно-волнового, и контактного?

Даже столь видный автор, как Рихард Курант (ближайший ученик великого Давида Гильберта) этот внятный вопрос абсолютно игнорирует, несмотря на всю претенциозность его глобального катехизиса "Теория ударных волн и сверхзвуковых течений".

Мне довелось лично задать этот вопрос Рихарду Куранту в мае 1969 года. И он с готовностью отпарировал: "А зачем это нужно?". Действительно: остальное было очень нужно при срочном решении проблем "Манхэттенского Проекта", ради которого Рихард Курант читал лекции, рассекреченные в форме книги в 1947 г.

Но его величайший предшественник Кларк Максвелл, читая свой курс лекций в Кембридже, недаром высказался: "Наука возникла, когда перестали начинать с вопроса - зачем это нужно"... Но об этом - в следующей части этого цикла.

Феноменология изотермического субскачка внутри адиабатического ударного фронта в излучающем газе.

Следуя феноменологии Артура Эддингтона, описывавшего (1926/30) внутреннее строение звезд на уровне соблюдения локального термодинамического равновесия, предположим соблюдение его уравнения состояния звездной плазмы как однотемпературной смеси вещества (m) с тепловым излучением (r):

$$P = P_m + P_r = n_m kT + 0.902 n_{ph} kT = 2E_m / V + CT^4 = (\gamma - 1) E_m / V + E_r / 3V. [EOS]$$

Эволюция среды (здесь трактуемой как континуум) подчиняется одномерному соблюдению первого закона термодинамики в форме $dQ - dE = dW = p^* dx \Rightarrow (\Delta V / \Delta p^*) \Delta(p^*)^2 / 2 = \Delta Q - \Delta E$, где подразумевается локальная стационарность структуры ударного фронта ($\partial / \partial t = 0$) $\Rightarrow u / V = \rho u = \text{const}$, то есть баланс внутренней энергии среды в форме

$$\Delta E = \Delta Q - [1/2](P_{+}^{*} - P_{-}^{*})$$

Явную форму диссипации далее предположим ($P_r \Rightarrow 0$, как у W. Rankine 1870) только в виде теплопроводности, причем "коэффициент χ теплопроводности допускается зависимым от состояния газообразной

среды, здесь - от одной переменной" [Rayleigh 1910]:

$$\partial Q = (1/\rho u) \partial (\chi dT/dx).$$

На основе таких общих и частных предпосылок автором [цикле работ, опубликованном в 1958/59/68 и 1972] найдено аналитическое решение для амплитуды изотермического субскачка, степень сжатия вещества среды в котором (при резком снижении энтропии!)

$$X = (p_{+}/p_{-})_m = (n_{+}/n_{-})_m = [f + 6P]/(1 + P)^2 \geq 1, \quad [Bel\ 68/72]$$

$$\text{где } P = P_{phot}/P_{matter} = 0.9 \langle n_{pl} \rangle / n_m,$$

$$\text{причем } (n_{+}/n_{-})_{phot} = 1, \text{ поскольку } n_{phot} = \text{const } T^3, \text{ а скачок изотермичен.}$$

Таким образом, если вещество звездной плазмы характеризуется типичным значением $5/3 = \gamma = (f + 2)/f$, то при распространении сильной ударной волны из недр сверхновой звезды (SN, тем более Hyper-N!), по мере ослабления энергетического вклада излучения, при $P_{phot}/P_{matter} = P = 4.45$ возникает изотермический скачок плотности, способный усилиться до максимума $X(P_{phot}/P_{matter} \ll 1) = f = 3$, что повлечет возможное временное усиление видимой мощности светового излучения Сверхновой (SN) или Гиперновой (Hyper-N).

Проблема визуальной регистрации SN и HYPER-N связана с зоной доскачкового прогрева. Для достаточно сильной ударной волны, можно пренебречь значением (C_p/C_v) перед ударной волной. Более того: если не вся зона прогрева, то ее начало вполне может оказаться лишенным локального термодинамического равновесия. Далее, умеренное сжатие среды даже при довольно большой протяженности зоны прогрева дает неглубокую оптическую толщину, а экстремально быстрое сжатие в вязком субскачке соответствует пренебрежимой оптической его толщине, что и дает повод говорить о своеобразном "стриптизе", то есть наблюдаемой вспышке. Этот изотермический "вязкий" скачок замыкает в целом адиабатическую структуру фронта ударной волны. И параметр $(C_p/C_v)_+$ вещества данного течения, как раз фигурирует в теоретической формуле работ автора, в том числе от 1972 года.

Далее по потоку следует зона высвечивания, которая реально может соответствовать настолько существенной потере тепла, что в итоге составная структура ударной волны окажется в целом изотермической. У некоторых авторов этот простой факт приводит к путанице в терминологии, поскольку изотермическим уже объявлен вязкий скачок внутри адиабатического фронта, а процесс в целом может оказаться изотермическим в силу простейшей потери тепла вниз по потоку.

Небесполезно подчеркнуть, что наша трактовка допускает произвол в значениях $(C_p/C_v)_-$ и даже отсутствие ЛТР (LTE) в предскачковой зоне прогрева. Заметим, кстати, что, вообще говоря, ΔQ - категория более обобщенная, нежели $\int^* TdS$.

В итоге: подчеркнем вечную актуальность точных аналитических решений в качестве идеала при тестировании численных программ. 

Селективная хронология публикаций

- 1958 В. Белоконов: ТРУДЫ МФТИ, Москва.
- 1959 В. Белоконов: ЖЭТФ; V. Belokon': JETPh v. 6 p. 235.
- 1968 В. Белоконов: доклад на Всесоюзном Конгрессе Теоретической и Прикладной Механики (MGU).
- 1972 В. Белоконов: Доклады АН СССР т. 202 № 6; английский перевод американского физического общества (V. Belokon': vol. 17 n 2 оказался безграмотен).
- 1976 T. Weaver: SN-shock, Astrophys. J. Suppl. October.
- 1978 S. Bruenn et al: Shock structure and **neutrino** radiation in stellar collapse. Astrophys. J. April 15, pp 183-186.
- 1984 G. Chapline, A. Granik: Phys. Fluids v. 27, n. 8 August 84.
- 1986 Л. Ландау, Е. Лифшиц: Гидродинамика, М. ФМ в тексте об изотермическом скачке, последняя формула напечатана перевернутой
- 2000 S. Bouquet et al: A.J. Suppl. April, p 245 (ложное суждение о якобы линейном приближении в работе автора 1959 года).
- 2011/10 А.Н. Крайко: "Прикладная математика и механика", № 5 (обобщение теории автора)/"Газовая динамика" - курс лекций МФТИ, изд. как книга.
- 2014 В.А. Белоконов: "К натурфилософии ударных волн". научно-технический журнал "Двигатель" № 1/Инженерная физика №№ 1, 4, 8