

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ И ВЫЧИСЛИТЕЛЬНЫЕ МЕТОДЫ В ТЕОРИИ ПЛАЗМЫ

ЧИСЛЕННЫЙ ЭКСПЕРИМЕНТ В ФИЗИКЕ ПЛАЗМЫ

А. А. Самарский

Институт прикладной математики АН СССР (Москва, СССР)

Роль численного эксперимента в современной физике плазмы. В последние годы во многих странах активизировались исследования по проблеме управляемого термоядерного синтеза (УТС). Достигнут значительный прогресс в реализации известных ранее проектов (установки типа «Токкамак», сильноточные разряды). Выдвинуты и разрабатываются несколько принципиально новых предположений по решению этой проблемы (нагрев и сжатие вещества потоком лазерного излучения, пучком быстрых электронов, сжатие плазмы металлическим лайнером). Проводится предварительная проработка проектов термоядерных реакторов. Обсуждаются перспективы исследований по УТС.

Исключительную роль в развитии исследований по проблеме УТС на современном этапе играет вычислительный эксперимент. Его роль в ближайшее время возрастет еще больше. С помощью математического моделирования на быстродействующих ЭВМ возможно детальное изучение сложных физических процессов в термоядерной плазме, проработка проектов экспериментальных установок, обработка результатов экспериментов, планирование и координация исследований.

Примером вычислительного эксперимента такого типа является ряд расчетов «лазерного термояда», выполненных в последнее время в США различными научными группами. В этих работах исследованы не только физические особенности процесса инициирования термоядерной реакции в результате нагрева и сжатия ДТ-плазмы мощным импульсом лазерного излучения, но и проанализированы способы утилизации выделившейся энергии, рассмотрены некоторые вопросы конструкции реактора и др.

Широкое развертывание вычислительных работ должно предшествовать созданию крупных и дорогостоящих установок, намечаемых на конец нашего столетия. Следовательно, для развертывания и проведения вычислительных работ не так уж много времени.

В связи с этим в национальной программе США свыше половины средств, отпущенных на научные исследования по проблеме УТС, предназначено для проведения вычислительных работ.

Для расчетов трехмерных нестационарных процессов в термоядерной плазме необходимо создание мощных ЭВМ с большим быстродействием и большой памятью. Еще более важной проблемой является подготовка специалистов и создание научных коллективов, способных проводить крупномасштабные численные эксперименты. Необходимо преодолеть консерватизм и предубеждение части физиков, привыкших работать старыми методами.

Особое место занимает разработка и внедрение новых вычислительных методов для математических моделей в физике плазмы.

Успех применения численного эксперимента для исследования конкретных установок, поиск оптимальных условий их работы немыслимы без проведения фундаментальных работ по изучению физики плазмы. Эта физика — принципиально нелинейная. Поскольку принцип суперпозиции отсутствует, то поведение нелинейной среды (плазмы) не может быть описано с помощью набора частных решений. Эта «непредсказуемость» поведения

плазмы, с одной стороны, делает необходимым прямое решение нелинейных уравнений (что возможно лишь приближенно), а с другой — открывает большие возможности получения новых режимов поведения плазмы. Сам численный эксперимент представляет собой последовательные «пробы» поведения системы при изменении условий и описывающих ее параметров.

Сложность математического описания плазмы существенно ограничивает возможности анализа нелинейных явлений с помощью известных аналитических методов.

Тем не менее численному эксперименту должны предшествовать теоретические исследования традиционными методами (размерностный анализ, автомодельные и точные решения для специальных случаев, асимптотические оценки и др.), дающие предварительные качественные сведения о характере физического процесса. Поэтому проведение вычислительных работ в физике стимулирует развитие и аналитических методов исследования.

При построении математической модели большое внимание следует уделять описанию свойств плазмы, т. е. заданию уравнений состояния, коэффициентов теплопроводности, вязкости, электропроводности и др. Работа по составлению атласов таблиц свойств плазмы или, иными словами, по «физическому оснащению» численного эксперимента является самостоятельной теоретической проблемой огромного значения. Это — неотъемлемая часть численного эксперимента. Если достаточно точных данных о свойствах вещества нет, то надо проводить расчеты, варьируя указанные коэффициенты, чтобы выяснить характер зависимости поведения системы от точности задания коэффициентов.

О разностных методах. «Математическое оснащение» численного эксперимента означает прежде всего постановку исходной математической задачи, соответствующей выбранной модели, и выбор метода численного решения ее.

Для решения задач механики сплошных сред, уравнений электромагнитного поля и уравнений переноса основным является метод конечных разностей или метод сеток. Выбор численного метода начинается с написания разностной схемы, аппроксимирующей исходную систему дифференциальных уравнений. Это трудная задача, при решении которой следует опираться на результаты теории разностных схем, так как «нет ничего практичнее хорошей теории».

К разностным схемам обычно предъявляют требования однородности (единообразия разностных уравнений во всех узлах сетки), консервативности (схема должна выражать закон сохранения на сетке), экономичности (минимум затрат операций для получения решения с требуемой точностью), устойчивости и др. Однородность схемы для уравнений газодинамики достигается, как известно, введением псевдовязкости для «размазывания» ударных волн. Хотя теория разностных схем развита в основном для линейных задач, однако, она позволяет формулировать некоторые общие методы построения разностных схем, носящие эвристический характер и нашедшие в нелинейном случае практическое подтверждение; это, прежде всего, 1) интегроинтерполяционный метод или метод баланса, 2) метод суммарной аппроксимации.

Следует подчеркнуть, что мнение о том, что разностную схему для задач физики плазмы может написать каждый, даже не специалист, и для этого не требуется специальных знаний теории — глубоко ошибочно. Можно указать ряд ситуаций, когда «естественный», «простой» способ написания дискретных аппроксимаций приводит к численным методам, дающим неверную количественную и качественную картину изучаемого процесса. Напомним непреходящую ценность принципа «разностная схема должна быть консервативной», т. е. выражать закон сохранения в дискретной форме (это требование может совпадать с требованием «дивергентности» схемы, если исходное

уравнение дивергентно), когда закон сохранения для любой сеточной области есть следствие разностных уравнений.

Если разностная схема неконсервативна, то может оказаться, что решение разностной задачи при сгущении сетки стремится к функции, ничего общего не имеющей с точным решением исходной задачи (см. [3], гл. II).

Поясним это на примере стационарного одномерного уравнения теплопроводности $Lu = (ku')' = 0$, $0 < x < 1$, $x \neq \xi$; $u(0) = 1$, $u(1) = 0$ с кусочно-постоянным коэффициентом $k(x)$: $k(x) = k_1$ при $0 < x < \xi$, $k(x) = k_2$ при $\xi < x < 1$, $k_1 \neq k_2$. Записав разностный аналог уравнения $Lu = (ku')' = 0$, получим консервативную схему. Почленно аппроксимировав эквивалентное выражение $Lu = ku'' + k'u'$ со вторым порядком аппроксимации, получим неконсервативную схему. Ее решение при сгущении сетки стремится к предельной функции $\tilde{u}(x)$, которая не совпадает с точным решением $u(x)$ (рис. 1).

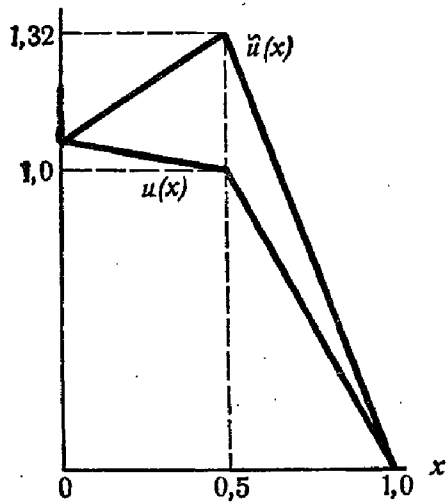


Рис. 1.

решение при сгущении сетки стремится к предельной функции $\tilde{u}(x)$, которая не совпадает с точным решением $u(x)$ (рис. 1).

Дело в том, что переход к разностной схеме («дискретизация среды») приводит к появлению на каждом сеточном интервале фиктивных источников и стоков тепла; если схема неконсервативна, то источники и стоки не компенсируются и могут привести к искажению решения. Так, функция $\tilde{u}(x)$ на рис. 1 соответствует появлению фиктивного источника тепла в точке $x = \xi$ разрыва коэффициентов. Принципом сгущения сетки в качестве способа проверки качества схемы следует пользоваться с известной осторожностью, так

как при сгущении сетки может наблюдаться сходимость к предельной функции, отличной от искомого решения.

К сожалению, приходится констатировать, что неконсервативные схемы, без достаточного исследования, часто используются на практике. Их применение особенно опасно в случае разрывных или негладких решений.

Можно привести пример, когда схема для уравнений газовой динамики, в которой выполняется закон сохранения полной энергии, дает большие погрешности в определении внутренней и кинетической энергии. Это особенно четко проявляется для задач магнитной гидродинамики (например, для задач о сильноточном разряде). Здесь требование консервативности должно быть усилено. Однако, очевидно, не только в настоящее время, но и в будущем решение двумерных и трехмерных задач радиационной и магнитной газодинамики можно будет искать на не слишком подробных сетках по пространству (число узлов по каждому пространственному переменному вряд ли превысит 100—200). В то же время, численный эксперимент должен давать не только качественные, но и количественные характеристики физического процесса.

Таким образом, перед теорией численных методов стоит проблема получения достаточной точности на «грубых» сетках. Решить ее возможно лишь более совершенным моделированием (аппроксимацией) основных свойств сплошной среды, которой соответствует разностная схема. Поскольку переход к дискретной среде означает некоторый способ усреднения, то важно добиваться, чтобы при этом схема обладала достаточной разрешающей способностью, позволяющей передавать характерную структуру процесса.

Одним из примеров более жесткого дискретного моделирования уравнений магнитной газодинамики могут служить полностью консервативные схемы [4, 5].

Работы по численному эксперименту должны развиваться посредством как усложнения и уточнения математических моделей, так и построения более простых, «грубых» моделей интерполяционного характера, использующих результаты численных экспериментов с более сложными моделями.

В настоящее время в физике плазмы используется два типа математических моделей:

1) кинетическая модель разреженной плазмы на основе уравнений Власова и Ландау;

2) модель сплошной среды, основанная на описании плазмы с помощью уравнений газодинамики и магнитной газодинамики с учетом процессов переноса излучения; здесь работы ведутся в направлениях решения одномерных нестационарных задач, учитывающих весь комплекс физических процессов и позволяющих оценить влияние различных факторов и выявить основные физические закономерности; решения двухмерных (или трехмерных) задач для более простых физических приближений с целью выяснения вопросов устойчивости, влияния красных эффектов и др. (конечно, есть задачи по существу двух- или трехмерные).

Задачи бесстолкновительной плазмы. Коротко остановимся на характеристике современного состояния и тенденций развития математических моделей физики плазмы и методов их численного исследования.

В бесстолкновительной плазме продолжается развитие и успешное применение метода дискретного моделирования плазмы. Получены определенные методические достижения:

а) разработаны схемы с высоким порядком движения макрочастиц (основанные на идеях «пространственного взвешивания» — Лэнгдон и Денавит);

б) широко распространен прямой метод решения уравнения Пуассона, основанный на быстром преобразовании Фурье;

в) появились попытки прямого решения уравнений Власова разностными методами как для одномерных, так и для двухмерных задач.

Что касается полученных результатов, то, по-видимому, можно считать полностью решенной задачу (в одномерной постановке) по выяснению механизма аномального нагрева плазмы высокочастотным полем (Даусон, Круер, Ю. С. Сигов).

Проведены двухмерные расчеты задач, связанных с явлением аномальной диффузии плазмы во внешнем магнитном поле (Даусон) теории подвижного зонда (М. В. Масленников, Ю. С. Сигов).

Дискретное моделирование в ближайшее время, вероятно, будет развиваться в направлении решения релятивистских задач и задач с самосогласованным магнитным полем. Примером задач подобного рода может служить задача об отражении электромагнитной волны от неоднородной плазмы. Более подробно эти вопросы рассматриваются в докладе Ю. С. Сигова.

Однако в таких сильнонелинейных задачах, как динамика солитонов, ленгмюровский коллапс, сильная ленгмюровская турбулентность, использование уравнений Власова в качестве исходной математической модели неудобно, особенно, если учесть реальное отношение m/M . Кинетический подход, требующий даже в одномерном случае для реального m/M очень больших затрат машинного времени, в двухмерном случае не реализован. При этом основная часть машинного времени расходуется на расчет колебательного движения электронов, в то время как основные нелинейности связаны с движением ионов. Отсюда следует возможность построения более простых моделей плазмы, чем уравнения Власова. Усредняя движение электронов по быстрому времени, связанному с их колебаниями; получаем уравнение огибающей ленгмюровских волн. Построены различные модели, с помощью которых аналитически и численно решен ряд задач, относящихся к динамике солитонов и ленгмюровскому коллапсу (В. Е. Захаров, Л. И. Ру-

даков, Л. М. Дегтярев). Более подробно эти задачи описаны Л. М. Дегтяревым.

Для построения эффективных приближенных методов решения системы уравнений Власова необходимо знать свойства этой системы. В настоящее время построена математическая теория системы многомерных уравнений Власова (Арсеньев А. А. [6]). Доказаны теоремы о существовании (обобщенного и классического) решения и о единственности и непрерывной зависимости классического решения от начальных данных (на достаточно малом интервале времени). Решение нелинейного уравнения сведено к решению линейного уравнения для некоторой функции меры (статистического решения). Зная меру, находим среднее значение некоторого функционала от решения уравнений Власова. Возможно, для этого будут построены удобные для численной реализации математические модели.

Следует отметить, что не решен вопрос о сходимости метода макрочастиц при увеличении числа N частиц ($N \rightarrow \infty$); можно ли рассматривать этот метод как дискретную аппроксимацию некоторой исходной системы дифференциальных (интегро-дифференциальных) уравнений, например, уравнений Власова?

Задачи магнитной радиационной газодинамики. Рассмотрим некоторые из решенных в последнее время задач магнитной радиационной газодинамики (МРГД).

Численное моделирование задач МРГД еще более сложно, чем магнитной, и тем более обычной газодинамики. Основная трудность заключается в том, что уравнение переноса света содержит больше независимых переменных и входной физической информации, чем уравнения газодинамики, что эквивалентно увеличению числа измерений. Поэтому объем расчетов, необходимых для решения уравнения переноса, часто в десятки раз превышает объем расчетов, связанных с остальными уравнениями системы МРГД.

Рассмотрим задачу о сжатии дейтериевой плазмы. В [7] экспериментально изучался разогрев дейтериевого (из CD_2) шарика лазерным излучением. Вложенная в шарик энергия определялась по ударной волне, образовавшейся в окружающем шарик воздухе. На фотоснимках наблюдались две волны.

Проведенные В. Я. Гольдиным и Б. Н. Четверушкиным [8] расчеты показали, что внешняя волна образуется вследствие прогрева воздуха излучением нагретой мишени. Она является не ударной волной, а волной ионизации (фронтом, на котором степень ионизации резко возрастает от очень малых значений до величин ~ 1). По-видимому, во многих экспериментах некоторые из наблюдаемых волн именно такого типа.

Внутренняя волна — ударная, образующаяся вследствие давления разлетающейся мишени. Интересно, что несмотря на сильное высвечивание, ее движение хорошо описывается автомодельным решением задачи о точечном взрыве. Это позволяет использовать эту волну для определения вложенной в мишень энергии (до выполнения численных расчетов последнее не было очевидно).

Изучение сильноточных излучающих разрядов можно привести как пример совместной работы математиков и физиков.

В первых работах была принята сравнительно грубая модель (эксперименты тоже не отличались высокой точностью). Естественно, расчеты неважно согласовывались с экспериментами. Это заставило уточнить как математическую модель, так и экспериментальные измерения. В результате удалось получить правильное качественное описание основных явлений в разряде [9]. Следует отметить, что в ряде случаев именно анализ численных расчетов показывал, какие измерения следует провести в эксперименте.

В ходе дальнейших работ математическая модель была взята еще более

полной и точной; в частности, в расчете были более аккуратно переданы оптические свойства веществ, получено хорошее качественное и количественное совпадение не только с основными стадиями процесса, но и с деталями.

На этом этапе работы расчеты дают точность, сравнимую с экспериментом, но содержат гораздо больше информации и более дешевы. Они уже в состоянии заменить большую часть экспериментов и могут использоваться в конструкторских работах.

Физический анализ результатов расчетов всегда необходим, и особое внимание приходится обращать на то, не выходим ли мы в ходе расчета за пределы применимости принятой модели. Однако это в равной мере относится к традиционным методам теоретической физики.

Задача о магнитной кумуляции. Рекордно большие магнитные поля (до 25 Мгс) получают, сжимая поле металлической оболочкой, которую разогнал сходящийся взрыв. В последние годы подобные магнитно-кумулятивные конструкции усиленно изучаются в связи с проблемами исследования вещества в сильных магнитных полях, почти адиабатического сжатия вещества и осуществления управляемого термоядерного синтеза. Эти эксперименты дороги, а возможности измерений при этом очень невелики. Поэтому серьезно исследовать работу таких конструкций можно только на основе анализа численных результатов с использованием немногочисленных экспериментальных цифр лишь для контроля правильности математической модели. Достаточно полная модель магнитной кумуляции применялась в расчетах Н. Н. Калиткина [10]. Из этих расчетов были сделаны некоторые конструктивные выводы: работу конструкций можно улучшить применением специальной двухслойной оболочки (для мощных конструкций — очень тяжелый металл, изнутри покрытый медью).

Задачи динамики плазмы в токамаках. Задачи, решаемые численно и связанные с динамикой плазмы в токамаках, удобно разбить на две группы:

- 1) гидродинамическое равновесие и устойчивость;
- 2) моделирование баланса энергии и частиц.

В настоящее время широко решаются как численно, так и аналитически две задачи, связанные с равновесием плазменного шнура: о равновесии внутри заданного кожуха и равновесии в поле заданных сторонних токов.

Представляет интерес, но не решена задача о нахождении токов в плазме по распределению магнитного поля на кожухе.

Что касается устойчивости плазменного шнура в токамаке, то наиболее интересно исследование эволюции винтовых возмущений со свободной границей. Результаты численного моделирования плазмы с конечной проводимостью рассмотрены на этой конференции Н. М. Зуевой, Л. С. Соловьевым.

Из второй группы задач, требующих решения, следует отметить задачи об инжекции быстрых атомов для нагрева плазмы и взаимодействия частиц со стенкой. Здесь возникают задачи как бесстолкновительной плазмы, так и МРГД. Работам по динамике плазмы в токамаках посвящен доклад Д. П. Костомарова.

Автомодельные режимы в задаче о сжатии и нагреве плазмы. Для понимания нелинейных явлений в плазме, а также для проверки точности численной методики широко используются автомодельные аналитические и стационарные решения. В связи с общей проблемой взаимодействия излучения с веществом был построен ряд таких решений для задач газодинамики и магнитной газодинамики. В частности, С. П. Курдюмову и Н. В. Змитренко [11] удалось найти режим сжатия сферической капли без ударной волны.

Рассмотрим задачу о сферически-симметричном сжатии конечной массы плазмы. На поршне задаются скорость и тепловой поток как степенные

функции от времени. Несмотря на достаточно полный учет нелинейных диссипативных процессов (электронной и ионной теплопроводности, ионной вязкости и др.), удалось найти решение уравнений двухтемпературной газодинамики, пользуясь методом разделения переменных. Предполагается, что каждую искомую функцию можно представить в виде

$$t^{n_k} f_k \left(\frac{x}{M_0} \right),$$

где t — время; x — массовая координата; M_0 — полная масса; k — число.

С помощью решений такого типа можно описать как процесс разлета конечной массы плазмы (в этом случае безразмерные константы κ_i в выражении для коэффициентов диссипации положительны, а t меняется в пределах от 0 до ∞ , $0 \leq t < \infty$), так и процесс сжатия плазмы (в этом случае $\kappa_i < 0$, $-\infty < t < 0$, $t = 0$ — момент кумуляции).



Рис. 2.

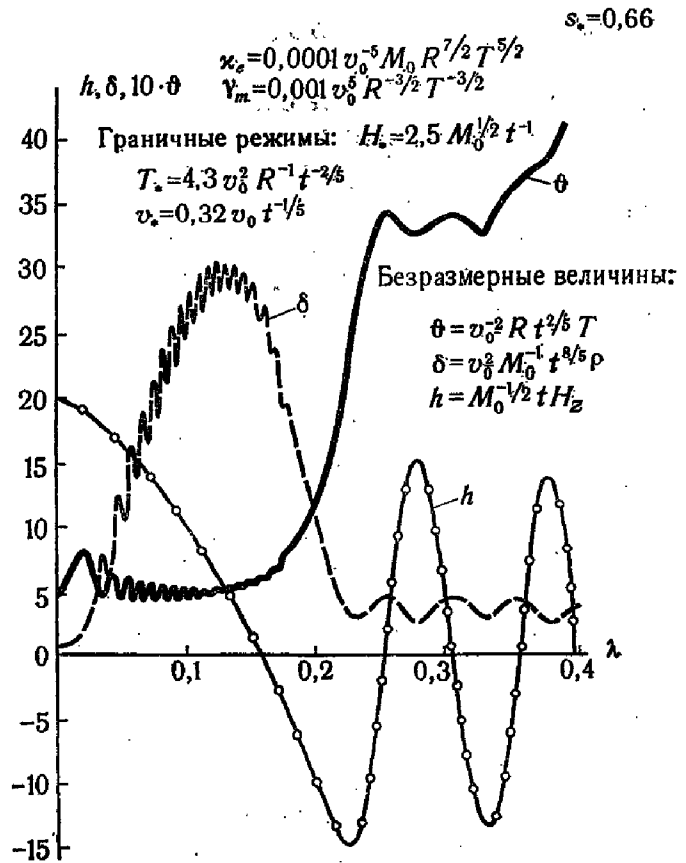


Рис. 3.

Приведем пример численного решения этой задачи для коэффициентов диссипации и уравнений состояния, соответствующих полностью ионизованной плазме.

Для задач адиабатического сжатия, гомотермического сжатия (температура зависит только от времени) и сжатия плазмы с постоянной во времени скоростью получены аналитические решения (рис. 2), особенность которых состоит в том, что фронты ударных и температурных волн остаются все время на определенной массе газа (вследствие разделения переменных).

Аналитическое решение в случае адиабатического сжатия $p\rho^{-\gamma} = \text{const}$:

температура $T = \frac{(v_0 t^{n_*})^2 (N+1)(\gamma-1)(c_1 + \lambda^2)}{\gamma R t^2 [(N+1)(\gamma-1) + 2]^2}$;

плотность $\rho = \frac{M_0}{(v_0 t^{n_*})^{N+1}} \left\{ \frac{(N+1)(\gamma-1)(c_1 + \lambda^2)}{\sigma_0 \gamma [(N+1)(\gamma-1) + 2]^2} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}}$;

скорость $v = \frac{(v_0 t^{n_*})}{t} n_* \lambda$;

$\lambda = \frac{r}{v_0 t^{n_*}}$, $\sigma_0 = p\rho^{-\gamma} v_0^{-2/n_*} M_0^{\gamma-1}$, $n_* = \frac{2}{(N+1)(\gamma-1) + 2}$;

константа c_1 определится из условия

$$\left\{ \frac{(N+1)(\gamma-1)}{\sigma_0 \gamma [(N+1)(\gamma-1) + 2]^2} \right\}^{\frac{1}{\gamma-1}} \int_a^{\frac{1}{n_*}} (c_1 + \lambda^2)^{\frac{1}{\gamma-1}} \lambda^N d\lambda = 1.$$

Граничные условия:
в центре $v = 0$;

на поршне при $\lambda = \frac{1}{n_*} v = v_0 t^{n_*-1}$.

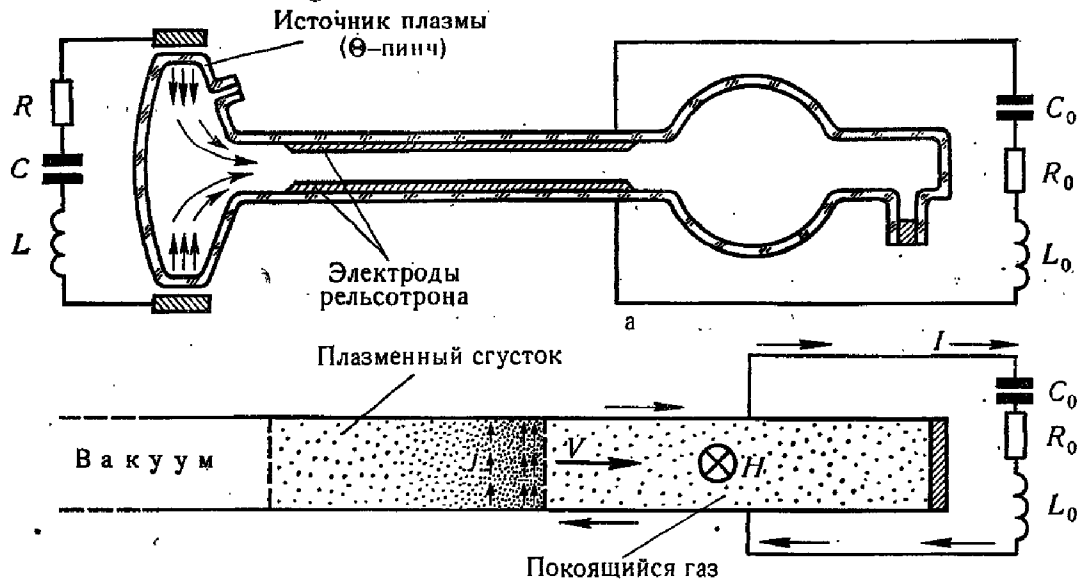


Рис. 4.

Изучение указанного типа автомодельных решений позволило обнаружить существование в сжимаемой плазме немонотонных профилей температуры — своеобразных структур, вызванных развитием диссипативной неустойчивости. Показан немонотонный профиль температуры θ , обязанный своим происхождением наличию ионной вязкости; максимум θ находится не в центре (здесь по оси абсцисс откладывается безразмерная пространственная координата $\lambda = r/v_0 t^n$).

Возникновение таких температурных слоев может существенно повлиять на условия возникновения термоядерной реакции, например, преждевременно инициировать ее, помешав большому сжатию плазмы. Немонотонные профили температуры (и плотности) возникают вследствие различного типа диссипативных неустойчивостей, вызванных наличием ионной вязкости или резкой зависимости объемного излучения от плотности (слой сжатия и охлаждения) или за счет зависимости проводимости от температуры в аналогичных задачах с магнитным полем. Следует подчеркнуть, что плазма со структурами указанного типа обладает рядом новых физических свойств — существенно изменяются средняя проводимость, теплопроводность плазмы, а также ее характеристики переноса излучения. Таким образом, показано, что нелинейные процессы в плазме могут приводить к режимам квантования плазмы, образования в ней структур, поддерживающихся превращением энергии направленного гидродинамического движения в тепловую.

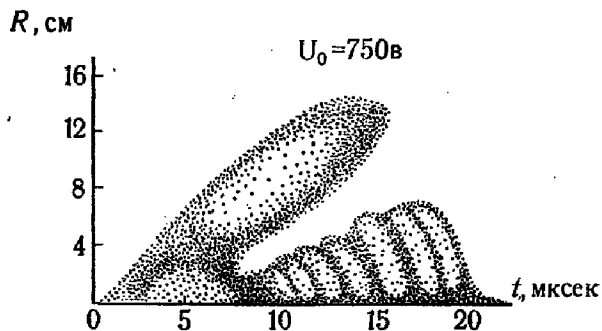


Рис. 5.

Явление образования структур (тепловых слоев) в плазме за счет джоулева тепла (при наличии магнитного поля в аналогичной автомодельной задаче в цилиндрической геометрии сжатой плазмы с магнитным полем тяжелым лайнером) показано на рис. 3.

Из него видно, что вблизи оси цилиндра ($\lambda = 0$) плазма при монотонном сжатии распалась на температурные слои θ , вызванные перегревной неустойчивостью за счет джоулева тепла (см. [11]). Магнитное поле h также немонотонно по пространству, что приводит к возникновению пиков плотности δ в точке, где $h = 0$. Характерно, что T -слои (температурные, токовые слои) возникают как в высокотемпературной, так и в низкотемпературной плазме.

Более подробно затронутые здесь вопросы изложены С. П. Курдюмовым.

Физический и численный эксперименты по изучению тепловых слоев (T -слоев). Поскольку в высокотемпературной плазме наблюдение структур T , эВ

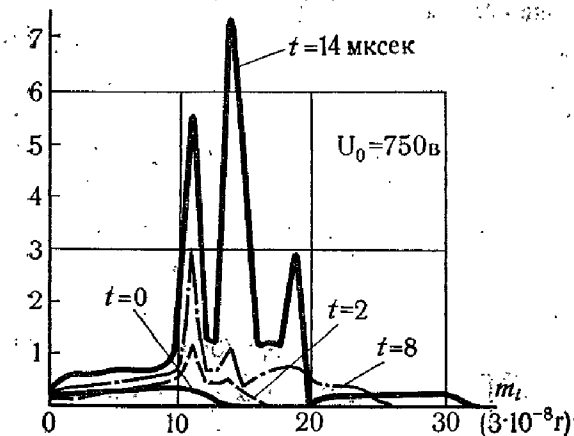


Рис. 6.

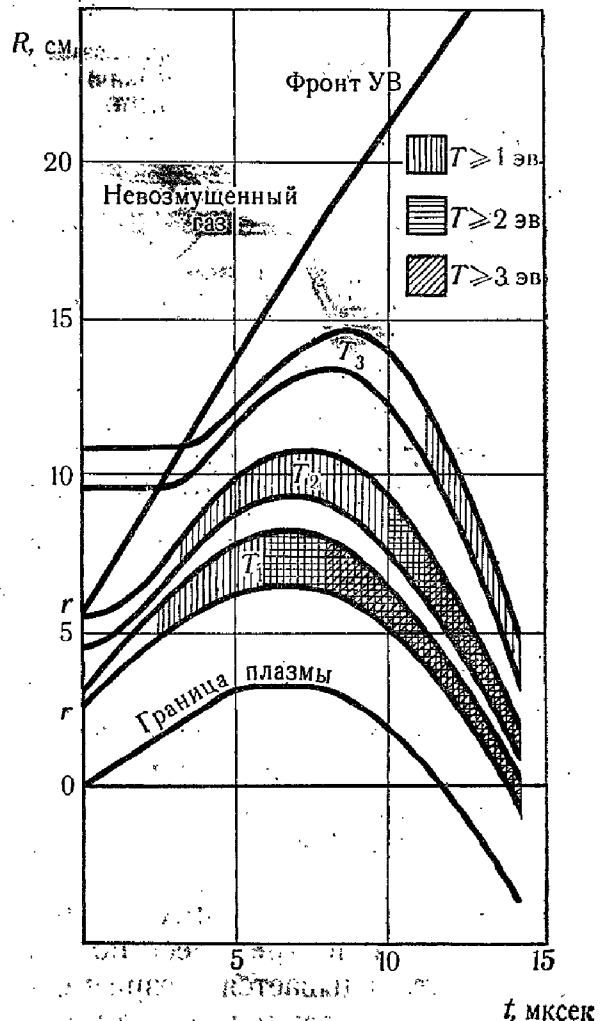


Рис. 7.

T -слоев осуществить трудно, приведем пример, поясняющий, как последовательно образуются эти слои в низкотемпературной плазме, и сравним физический и численный эксперименты, выполненные для одномерной математической модели.

С помощью численных экспериментов было обнаружено и исследовано явление T -слоя [12—15], затем поставлены эксперименты по торможению плазменного сгустка магнитным полем в канале рельсотрона для обнаружения эффекта T -слоя [16—17].

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 4. Плазменный сгусток, полученный сжатием газа (водорода) в θ -пинче, инжестировался в рельсотрон, представляющий собой два параллельных электрода, подключенных к мощной батарее конденсаторов C_0 . Пространство между электродами в начальный момент заполнено однородным холодным водородом при давлении $P_0 \approx 0,3$ тор. Плазменный сгусток, войдя в межрельсовое пространство, замыкает цепь. Возникающее магнитное поле тормозит движение сгустка.

В эксперименте при определенных условиях наблюдается возникновение в плазме сложной структуры, образованной, как показывают измерения, чередующимися горячими и холодными слоями газа, которые движутся в направлении, противоположном начальному направлению сгустка (рис. 5).

Важная особенность слоистой картины состоит в пороговом характере условий ее образования; она наблюдается лишь при напряжении на батарее конденсаторов, превышающем некоторое критическое значение (400—500 в).

В случае проведения численных экспериментов [18] выбиралась математическая модель одномерной нестационарной магнитной гидродинамики. Плазменный сгусток моделировался ударной волной, распространяющейся по покоящемуся холодному газу, заполняющему канал рельсотрона. Скорость движения фронта ударной волны, размер сгустка и другие параметры согласовывались с экспериментом.

Плазменный сгусток, двигаясь от источника плазмы к электродам, «сгребает» газ, так что за ним образуется разреженное пространство. Это обстоятельство моделировалось в расчете левыми краевыми условиями — равенством нулю давления. На правой границе закон изменения во времени напряженности магнитного поля вычисляется с помощью электротехнического уравнения для внешней цепи.

На рис. 6 представлены некоторые результаты одного из расчетов ($U = 750$ в) — профили температуры по пространству на последовательные моменты времени. Они позволяют подробно проследить динамику образования в плазме температурных неоднородностей. Левый конец сгустка граничит с вакуумом. Поэтому отсюда в глубь сгустка распространяется волна разрежения, охлаждающая газ. С течением времени, по мере нарастания магнитного поля и прогрева газа джоулевым теплом, ток, прежде равномерно распределенный по пробке, локализуется в ее передней части. Это приводит к мощному взрывоподобному выделению джоулева тепла и, как следствие, к образованию здесь зоны высокой температуры, т. е. T -слоя. При этом исходная ударная волна усиливается. В области T -слоя сосредоточена и электромагнитная сила, приводящая к торможению T -слоя и даже к его остановке и обратному движению. Вследствие этого возникает волна разрежения, движущаяся вслед за ударной волной и понижающая температуру газа. Ток через рельсотрон продолжает нарастать и в некоторый момент времени за фронтом ударной волны образуется новый T -слой. Все описанные выше процессы, сопровождающие развитие T -слоя, повторяются. В приведенном расчете в потоке возникает система из трех слоев.

На рис. 7 изображены траектории движения T -слоев и фронта ударной волны. Эта картина хорошо согласуется с СФР-диаграммой, полученной в эксперименте. Хорошо соответствуют эксперименту и другие параметры, найденные численно. В целом сопоставление экспериментальных данных с результатами расчетов дает основание утверждать, что эффект T -слоя подтвержден экспериментально.

ЛИТЕРАТУРА

1. Teller E. Seventh Internat. Quantum Electronic Conf. Montreal, 1972, May.
2. Nuckolls I. et al.— Laser compression of Matter to Super-High Densities. University of California Lawrence Livermore Laboratory; VII Internat. Quantum Electron. Conf. Montreal, 1972, May.
3. Самарский А. А. Введение в теорию разностных схем. М., «Наука», 1971.
4. Попов Ю. П., Самарский А. А.— ЖВММФ, 1969, 9, 4.
5. Попов Ю. П., Самарский А. А.— ЖВММФ, 1970, 10, 4.
6. Басов Н. Г. и др.— ЖЭТФ, 1972, 62, 203.
7. Гольдин В. Я., Четверушкин Б. Н. Препринт ИПМ АН СССР № 95, М., 1974.
8. Гольдин В. Я. и др. Препринт ИПМ АН СССР № 36, М., 1971.
9. Калиткин Н. Н., Царева Л. С. Приближенная теория магнитной кумуляции.— ЖТФ, 1969, 39, 8, 1397—1404.
10. Змитренко Н. В., Курдюмов С. П. Препринт ИПМ АН СССР № 16, М., 1973.
11. Змитренко Н. В., Курдюмов С. П. Препринт ИПМ АН СССР № 19, М., 1974.