

## МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМОЯДЕРНОГО ГОРЕНИЯ И РАЗЛЕТА МИШЕНИ ДЛЯ ИНЕРЦИОННОГО СИНТЕЗА

*С.И.Анисимов, А.М.Опарин*

*Институт теоретической физики им. Ландау РАН  
117334 Москва, Россия*

*Max-Planck-Institut fuer Quantenoptik, D-8046 Garching, BRD.*

Поступила в редакцию 19 апреля 1993 г.

Метод частиц в ячейках для плазмы со столкновениями применен для решения кинетического уравнения, описывающего взаимодействие высокоэнергетических продуктов термоядерных реакций с плазмой. На основе этого метода разработана программа, моделирующая горение и разлет мишеней для инерционного термоядерного синтеза. Приведен пример расчета.

Теоретический анализ различных схем инерционного термоядерного синтеза (ИТС) включает расчет энергии, выделяющейся в мишени в результате термоядерных реакций. Этот расчет достаточно сложен, поскольку плазма мишеней сильно неоднородна и нестационарна. Средняя длина свободного пробега быстрых заряженных частиц, возникающих в результате термоядерных реакций, часто оказывается сравнимой с радиусом мишени, а пробег нейтронов, как правило, много больше размера мишени. Чтобы учесть нелокальность энерговыделения, обычно решают в том или ином приближении уравнения переноса для быстрых частиц. Примеры таких расчетов были опубликованы еще в 70-е годы (см., например, [1,2]), где было показано, что основными параметрами, определяющими степень выгорания топлива и термоядерный выход, являются величина  $\langle \rho R \rangle = \int \rho dR$  и температура ионов  $T_i$  в момент максимального сжатия. Для оценки доли сгоревшего топлива в [2] была предложена простая формула (для DT-реакции и сферических мишеней)

$$f = \langle \rho R \rangle / (\langle \rho R \rangle + 6,3), \quad (1)$$

получившая в дальнейшем широкое распространение. Согласно [2], область применимости формулы (1) ограничена неравенствами

$$\langle \rho R \rangle > 1, \quad 20 \text{ кэВ} < T_i < 70 \text{ кэВ}. \quad (2)$$

Эта область пока не достигается в лабораторных экспериментах. В то же время, ввиду простоты формулы (1), она часто используется за пределами области, определенной неравенствами (2).

Следует отметить, что расчеты энерговыделения в работе [2] основаны на приближенном описании кинетики  $\alpha$ -частиц. Авторы используют весьма упрощенную модель взаимодействия моноэнергетического пучка ионов с плазмой [3,4]. О точности такого подхода можно судить по результатам работы [5], где проведены расчеты торможения  $\alpha$ -частиц в однородной плазме как путем решения кинетического уравнения, так и в приближении моноэнергетического пучка. Точность приближенного расчета быстро падает по мере уменьшения энергии  $\alpha$ -частиц. В результате ошибка в величине энергии, передаваемой ионам (взаимодействие с ионами происходит, в основном, в конце

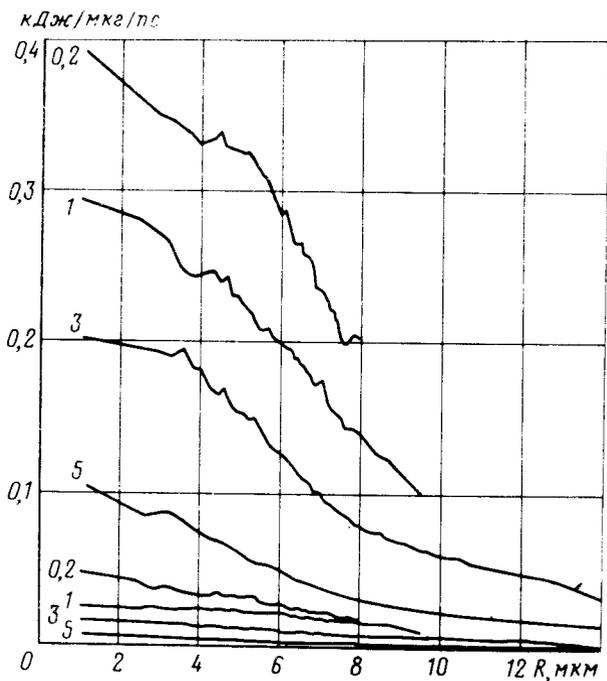


Рис.1. Распределение полной мощности передаваемой плазмы, и мощности, передаваемой ионной компоненте (нижние кривые), по радиусу мишени в различные моменты времени (время в пикосекундах указано у каждой кривой)

пробега), может превышать 100%. Поскольку гидродинамика разлета мишени существенно зависит от распределения энергии между компонентами плазмы, для получения правильной картины разлета необходимо решать кинетические уравнения для быстрых частиц.

Для решения подобных задач весьма эффективным оказывается метод частиц в ячейках для столкновительной плазмы, разработанный М.Ф.Ивановым и В.Ф.Швецом [6-9]. Этот метод был применен в работах [5,6,10] для изучения столкновительной кинетики примесных частиц в движущейся плазме. Метод состоит в замене кинетического уравнения для быстрой группы ионов эквивалентной ему системой уравнений движения для модельных макрочастиц. Эти уравнения для системы с кулоновским взаимодействием имеют вид уравнений Ланжевена

$$dv_i^\alpha/dt = h_i^\alpha(v^\alpha) + g_{ik}^\alpha(v^\alpha)\xi_k(t), \quad (3)$$

где индекс  $\alpha$  указывает сорт частиц,  $i, k = 1, 2, 3$ ,  $\xi_k$  - вектор белого шума и  $h_i(v)$  и  $g_{ik}(v)$  - функции, найденные в работе [6] для случая фоккер-планковского столкновительного члена. Первое слагаемое в правой части (3) описывает торможение частиц, а второе - диффузию в пространстве скоростей.

В рассматриваемой модели движение основной плазмы описывается уравнениями гидродинамики, которые решаются численно в лагранжевом представлении для сферически-симметричного нестационарного движения. На каждом шаге по времени для каждой лагранжевой зоны по локальной плотности и температуре определяется число быстрых частиц, генерируемых в результате реакций. Взаимодействие этих частиц с основной плазмой моделируется путем решения системы трехмерных уравнений Ланжевена для пропорционального числа макрочастиц. Для каждой лагранжевой зоны вычисляются энергия и

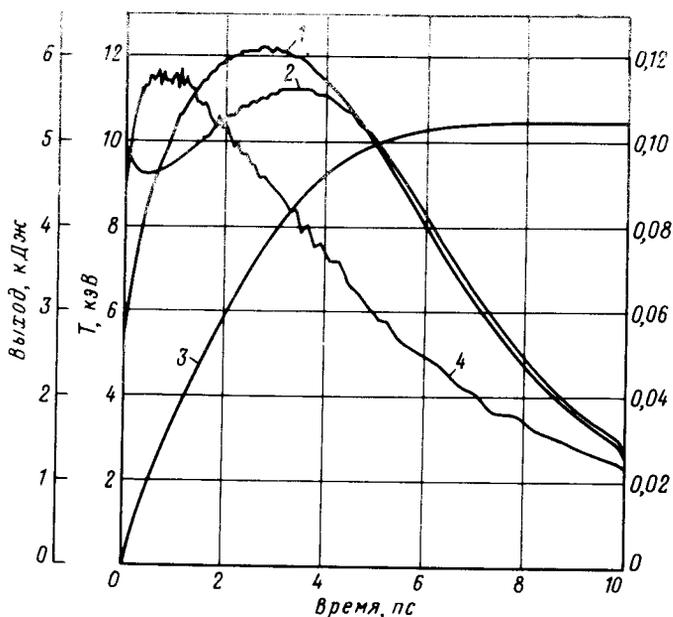


Рис.2. Зависимость от времени электронной (1) и ионной (2) температур, суммарного энергетического выхода (3) и отношения мощности, передаваемой ионам, к полной мощности, передаваемой плазме (4)

импульс, передаваемые быстрыми частицами основной плазме, и подставляются в уравнения гидродинамики. После этого выполняется следующий шаг по времени.

На рис.1-3 приведен пример расчета по описанной методике горения и разлета однородной сжатой DT-сферы массой 1мкг. Радиальные профили энерговыделения в различные моменты времени показаны на рис.1. Расчеты проведены для начальной плотности  $500 \text{ г/см}^3$  и начальной ионной температуры 10кэВ. Четыре нижних кривых соответствуют энергии, передаваемой быстрыми частицами ионной подсистеме. В рассматриваемых условиях она мала по сравнению с полной передаваемой энергией.

Рис.2 показывает изменение во времени электронной и ионной температур в центре мишени. Параметры мишени – те же, что и на рис.1, электронная температура составляет 5кэВ. Поскольку энергия, выделяемая в ионной подсистеме, сравнительно мала, ионная температура вначале несколько уменьшается из-за расширения плазмы. Затем  $T_i$  начинает расти вследствие обмена энергией между ионами и электронами. Примерно через 3пс после начала разлета энерговыделение настолько уменьшается, что нагревание в результате реакции компенсируется охлаждением вследствие расширения плазмы. В дальнейшем  $T_e$  и  $T_i$  монотонно убывают, оставаясь почти равными.

На рис.2 показана также зависимость от времени интегрального энерговыделения в мишени (кривая 3). Видно, что к четвертой пикосекунде горение практически прекращается, то-есть время горения оказывается примерно вдвое меньше характерного времени разлета  $R/c_s$ , вычисленного по начальным параметрам мишени.

Кривая 4 на рис.2 показывает, как меняется со временем отношение мощности, передаваемой быстрыми частицами ионной компоненте плазмы, к полной передаваемой мощности. Ионная доля составляет около 10% на стадии

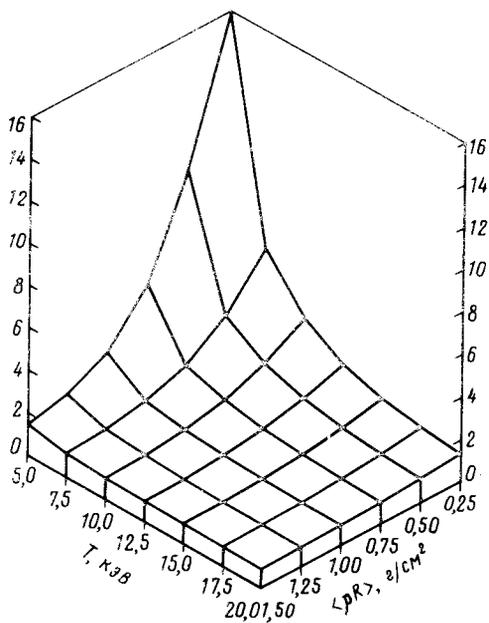


Рис.3. Отношение термоядерного выхода, рассчитанного по формуле (1), к вычисленному в настоящей работе, в зависимости от параметра  $\langle \rho R \rangle$  и температуры ионов

интенсивного горения и падает до  $\approx 2\%$  в процессе разлета.

На рис.3 показано отношение термоядерного выхода, оцененного по формуле (1), к той же величине, полученной из расчетов по описанной модели. Можно видеть, что формула (1) имеет достаточную точность ( $\approx 20 - 30\%$ ) в области, определенной неравенствами (2). Однако при температуре  $\approx 5$  кэВ и  $\langle \rho R \rangle \approx 0,5$  формула (1) дает величину термоядерного выхода, завышенную больше чем на порядок.

Приведенные выше результаты относятся к однородно сжатым и нагретым мишеням. Для таких мишеней мощность энерговыделения при термоядерном горении монотонно падает с расстоянием от центра. При центральном (искровом) поджиге ситуация оказывается существенно иной. Максимум мощности энерговыделения может находиться на некотором расстоянии от центра мишени, что приводит к формированию сходящейся волны сжатия и повторному коллапсу и нагреванию центральной части мишени. При правильном выборе режима повторное схлопывание может быть использовано для уменьшения энергии зажигания.

Описанная методика позволяет строго учитывать эффекты нелокальности энерговыделения при термоядерном горении микромишеней. Расчеты горения и разлета простейших однородных мишеней подтверждают удовлетворительную точность приближенной формулы (1) при выполнении условий (2) и показывают неприменимость этой формулы вне интервалов (2).

Авторы благодарны М.Ф.Иванову за ценные советы и помощь в разработке программы.

1. К.Бракнер, С.Джорна. Управляемый лазерный синтез. М.: Атомиздат, 1977.
2. G.S.Fraley, E.J.Linnebur, R.J.Mason, and R.L.Morse, Phys. Fluids 17, 474 (1974).

3. К.Лонгмайр. Физика плазмы. М.: Атомиздат, 1966.
4. R.J.Mason and R.L.Morse, *Phys Fluids* **18**, 814 (1975).
5. М.Ф.Иванов, В.Ф.Швец, *ЖТФ*, **50**, 1075 (1980).
6. М.Ф.Иванов, В.Ф.Швец, *АН СССР*, **238**, 1324 (1978).
7. И.Ф.Иванов, Ю.В.Медведев, В.Ф.Швец, Учет столкновительных эффектов при численном моделировании некоторых течений плотной плазмы. Препринт ИТФ им. Ландау АН СССР, 1981.
8. М.Ф.Иванов, В.Ф.Швец, *Журн. вычисл. мат. и мат. физ.*, **20**, 682 (1980).
9. М.Ф.Иванов, В.Ф.Швец, *Численные методы в механике сплошных сред*, **10**, 64 (1979).
10. С.И.Анисимов, М.Ф.Иванов, Ю.В.Медведев, В.Ф.Швец. *Физика плазмы*, **8**, 1045 (1982).