

УДК 517.958:537.84

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДВИЖЕНИЯ И НАГРЕВА НЕОДНОРОДНОЙ ПЛАЗМЫ

В. Т. Астрелин, А. В. Бурдаков, Н. А. Губер*, В. М. Ковеня**

Институт ядерной физики СО РАН, 630090 Новосибирск

* Новосибирский государственный университет, 630090 Новосибирск

** Институт вычислительных технологий СО РАН, 630090 Новосибирск

Формулируется физико-математическая модель для задачи о нагреве и удержании плазмы на основе некоторых предположений о поведении плотного плазменного облака, находящегося в магнитном поле. Модель учитывает процесс ионизации и нагрева облака плазмы окружающей его дейтериевой плазмой за счет теплопроводности, а также нагрев потоком надтепловых электронов. С использованием некоторых упрощений изучена задача о расширении плазменного облака во внешнем магнитном поле в магнито-гидродинамическом приближении. Нагрев плазмы моделируется внешним источником. Исходные уравнения включают уравнения неразрывности, движения, энергии и магнитного поля. Для численного решения задачи разработана конечно-разностная схема типа универсального алгоритма с расщеплением по физическим процессам и пространственным направлениям, что позволило получать независимо решения уравнений магнитной индукции и газовой динамики. Проведены расчеты распространения облака плазмы, нагреваемого источником во внешнем магнитном поле. Получены основные закономерности влияния магнитного поля и теплового источника на расширение облака плазмы, качественно подтверждающие экспериментальные данные.

ВВЕДЕНИЕ

В последние десятилетия задача нагрева и удержания плазмы является одной из важнейших в физике плазмы. Многообразие режимов и широкий диапазон параметров среды, сложность и нелинейность исследуемых процессов делают задачу нагрева и распространения плазмы многопараметрической, требующей использования различных подходов при ее решении. В настоящей работе сделана попытка численного моделирования динамики плазмы в условиях, соответствующих эксперименту, проводимому на установке ГОЛ-3 в Институте ядерной физики СО РАН. На этой установке ведется эксперимент по формированию и нагреву плотного газового облака, возникающего из крупинки (мишени) из дейтерида лития или другого материала, испаряющейся под действием мощного релятивистского электронного пучка (РЭП), и взаимодействующего с фоновой плазмой [1]. Следует отметить, что моделирование процесса нагрева и динамики плазмы на установке ГОЛ-3 проводилось и ранее, но плазма рассматривалась без мишени в рамках одномерной газодинамической модели [2].

Работа выполнена в рамках Федеральной целевой программы "Интеграция" (грант № 274), программы "Университеты России", Федеральной целевой научно-технической программы "Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития науки и техники гражданского назначения" (контракт № 105-22/55(00)-П) при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (коды проектов 99-01-00619, 99-07-90418).

1. ОБЩАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ В МНОГОКОМПОНЕНТНОМ МНОГОСКОРОСТНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ

1.1. Описание эксперимента. Установка ГОЛ-3 представляет собой длинный соленоид с торцевыми магнитными пробками. Магнитная индукция в однородной части составляет $B = 4,5$ Тл, пробочное отношение $H_{\max}/H_0 = 2$. Соленоид длиной $L \approx 12$ м заполнен однородной водородной (дейтериевой) плазмой диаметром $D = 6$ см и плотностью $n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Плазменный столб нагревается проходящим по нему мощным электронным пучком с энергией до $eU_0 \approx 1$ МэВ, током до $I_0 \approx 30$ кА, длительностью до $\tau_b \approx 8$ мкс. При коллективном взаимодействии пучка с плазмой происходит нагрев электронов плазмы до температуры $T_e \approx 1$ кэВ с образованием группы ускоренных немасвелловских электронов с плотностью $n_h \approx 10^{13} \text{ см}^{-3}$ и характерной энергией $\varepsilon_h \approx 10$ кэВ.

В центр соленоида перед включением пучка вбрасывается крупинка твердого материала (дейтерид лития, полиэтилен и т. д.) массой 0,1–0,2 мг, которая при включении пучка испаряется, диссоциирует на атомы и ионизируется, образуя плотную плазму. Как показывают оценки, непосредственный нагрев крупинки электронным пучком незначителен, поскольку длина пробега электронов пучка $l \approx 0,3$ см значительно больше размеров крупинки. Основная энергия нагрева крупинки поступает от тепловых и надтепловых электронов плазмы и замедленных рассеянных электронов пучка. Оценка динамики происходящих процессов показала, что за время $t \approx 0,5$ мкс происходит испарение крупинки, диссоциация молекул и нагрев газового сгустка до температуры $T \approx 0,1 \div 1,0$ эВ при расширении до размера примерно 1 мм со скоростью около $1,5 \cdot 10^5 \text{ см/с}$. Это состояние берется в качестве начального для моделирования и численного решения задачи. Как показывает эксперимент, расширение и нагрев плазменного облака крупинки происходит до тех пор, пока эта плотная плазма не замагнитится. Далее происходит поглощение ею энергии горячей плазмы и быстрых электронов, накопленной в 12-метровом соленоиде, аналогично тому, как это имеет место в схеме “двухступенчатого” нагрева [3]. Энергозапаса РЭП достаточно, чтобы поглощенная в плазме крупинки энергия достигала значения порядка 1 кэВ/атом. Моделирование проводится для крупинки дейтерида лития, содержащей изотоп лития с относительной атомной массой, равной 6.

1.2. Столкновительность и замагниченность плазмы. Для определения состояния плазменного облака проведены оценки ряда его параметров, результаты которых приведены ниже.

1. На стадии ионизации газоплазменной смеси температуры всех ее компонентов равны (время установления равновесия $t \approx 10^{-10}$ с). Поскольку плотный газоплазменный сгусток характеризуется высокой частотой столкновений, для расчетов принимается приближенная модель ионизационного равновесия, определяемая при $T_e \leq T_\alpha^*$ линейным соотношением $f_\alpha(T_e) = \max\{0, (T_e - 1)/(T_\alpha^* - 1)\}$, где T_e и T_α^* измеряются в электронвольтах, и $f_\alpha \equiv 1$ при $T_e > T_\alpha^*$. Характерная температура ионизации T^* для дейтерия принята равной примерно 3 эВ (это следует из формулы Саха), для лития $T^* \approx 15$ эВ, т. е. порядка $1/5$ – $1/4$ средней энергии ионизации атомов (13,6 эВ для дейтерия и примерно 70 эВ для лития). Плотность электронов выражается как

$$n_e = Z_D n_{sD} f_D(T_e) + Z_{Li} n_{sLi} f_{Li}(T_e), \quad (1)$$

где Z — зарядовое число ($Z_D = 1$, $Z_{Li} = 3$); n_s — плотность атомов (заряженных и нейтральных); индексы D и Li соответствуют дейтерию и литию.

2. Температуры ионов дейтерия и лития практически всегда равны (даже при $r \approx 4$ см время установления равновесия $t < 10^{-6}$ с).

3. Температуры электронов и ионов практически равны при размере сгустка $r < 1,5$ см (время установления равновесия $t < (0,1 \div 0,3) \cdot 10^{-6}$ с и далее нарастает пропорционально $(rT^{1/2})^3$), а при расширении сгустка могут различаться.

4. На начальной стадии расширения плазма не замагничена. Замагниченность электронов плазмы проявляется при $r > r^* = 1,0 \div 1,5$ см. Следовательно, до этой стадии происходит сферическое расширение облака, а затем поперечное движение определяется скоростью диффузии плазмы поперек магнитного поля. Вдоль магнитного поля происходит свободный газодинамический разлет плазмы, так что сферичность расширения облака нарушается.

1.3. Система уравнений магнитной гидродинамики. Следуя работам [4, 5], составим систему уравнений, описывающих динамику трехкомпонентной плазмы (ионы двух сортов и электроны) в магнитном поле. Запишем уравнение неразрывности для дейтерия и лития, полагая скорости их атомов равными:

$$\frac{\partial n_{sD}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{sD} \mathbf{V}_i) = 0, \quad \frac{\partial n_{sLi}}{\partial t} + \operatorname{div}(n_{sLi} \mathbf{V}_i) = 0. \quad (2)$$

В соответствии с принятой выше ионизационной моделью плотность ионов определится как $n_D = n_{sD} f_D(T_e)$, $n_{Li} = n_{sLi} f_{Li}(T_e)$, электронов — из выражения (1).

Уравнения движения для ионов и электронов с учетом столкновений имеют вид

$$(m_D n_D + m_{Li} n_{Li}) \left[\frac{\partial \mathbf{V}_i}{\partial t} + (\mathbf{V}_i \cdot \nabla) \mathbf{V}_i \right] = -\nabla[(n_D + n_{Li}) k T_i] + e(Z_D n_D + Z_{Li} n_{Li}) [\mathbf{E} + (1/c) [\mathbf{V}_i \times \mathbf{H}]] - \mathbf{R}_U - \mathbf{R}_T; \quad (3)$$

$$m_e n_e \left[\frac{\partial \mathbf{V}_e}{\partial t} + (\mathbf{V}_e \cdot \nabla) \mathbf{V}_e \right] = -\nabla(n_e k T_e) - e n_e [\mathbf{E} + (1/c) [\mathbf{V}_e \times \mathbf{H}]] + \mathbf{R}_U + \mathbf{R}_T. \quad (4)$$

Выражения для силы трения между электронами и ионами [4]

$$\mathbf{R}_U = \frac{m_e n_e}{\tau_e} \left[0,44(\mathbf{V}_{i\parallel} - \mathbf{V}_{e\parallel}) + (\mathbf{V}_{i\perp} - \mathbf{V}_{e\perp}) \left(1 - \frac{5,52(\omega_e \tau_e)^2 + 0,56}{(\omega_e \tau_e)^4 + 10,8(\omega_e \tau_e)^2 + 1,05} \right) \right] = e n_e (\ddot{\sigma}^{-1} \mathbf{j}) \quad (5)$$

и термосилы

$$\begin{aligned} \mathbf{R}_T = n_e \left(0,91 \nabla_{\parallel} k T_e + \frac{4,45(\omega_e \tau_e)^2 + 0,95}{(\omega_e \tau_e)^4 + 10,8(\omega_e \tau_e)^2 + 1,05} \nabla_{\perp} k T_e + \right. \\ \left. + \frac{(\omega_e \tau_e)(1,5(\omega_e \tau_e)^2 + 1,78)}{(\omega_e \tau_e)^4 + 10,8(\omega_e \tau_e)^2 + 1,05} [\mathbf{h} \times \nabla k T_e] \right) = n_e (\ddot{\chi} \nabla k T_e) \quad (6) \end{aligned}$$

получены для среднего значения заряда ионов $Z = 2$. Отметим, что в этом приближении, поскольку отношения Z_α/m_α для ионов обоих сортов равны, при одинаковых начальных скоростях их дальнейшие скорости также будут равны, что использовано в уравнениях непрерывности (2). Здесь $\omega_e = eH/(m_e c)$ — электронная циклотронная частота; $\tau_e = 3\sqrt{m_e}(kT_e)^{3/2}/(4\sqrt{2}\pi\lambda e^4 Z n_e)$ — время рассеяния электронов на ионах; λ — кулоновский логарифм; k — постоянная Больцмана; \mathbf{h} — единичный вектор, направленный вдоль магнитного поля; $\mathbf{j} = e n_e (\mathbf{V}_i - \mathbf{V}_e) = (c/(4\pi)) \operatorname{rot} \mathbf{H}$ — плотность тока в плазме. В выражениях (5), (6) определены также тензор проводимости $\ddot{\sigma}$ и безразмерный тензор термосилы $\ddot{\chi}$.

Поскольку расширение плазменного сгустка на начальной стадии, когда процессы определяются столкновениями, имеет сферически-симметричный характер, а проскальзывание плазменных слоев несущественно в течение всего процесса, силой вязкости в (3)–(6) пренебрегается.

С использованием уравнений (3)–(6) с учетом равенства температур и скоростей ионов можно записать уравнение движения для плазмы (уравнение одножидкостной магнитной гидродинамики)

$$n_e M \frac{d\mathbf{V}}{dt} = -\nabla[(n_D + n_{Li}) k T_i + n_e k T_e] + \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{H}],$$