

## ВЛИЯНИЕ СПОНТАННЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЕЙ НА ПЕРЕНОС ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ТЕРМОЯДЕРНЫМИ ЧАСТИЦАМИ В ДТ-ПЛАЗМЕ

© 2012 г. П.В. КОНАШ, И.Г. ЛЕБО

Московский государственный технический университет радиотехники,  
электроники и автоматики

### Введение

При сжатии сферических оболочечных мишеней с помощью мощных лазерных импульсов из-за развития гидродинамической неустойчивости вблизи границы «оболочка-горючее» возникают непараллельные градиенты плотности и давления и генерируются спонтанные магнитные поля - СМП ([1]). Из-за большой концентрации энергии и огромных градиентов давления и плотности ( $\nabla P \sim 10^{18} - 10^{19}$  дин/см<sup>3</sup>,  $\nabla \rho \sim 10^3 - 10^4$  г/см<sup>4</sup>) в экспериментах на уровне лазерной энергии  $\sim 1$  МДж эти поля могут достигать величины  $\sim 10^7 - 10^8$  Гс [2]. В [3] предложен способ наблюдения магнитных полей в такой сжатой плазме.

В России и ведущих зарубежных лабораториях мира (в США, Франции, Китае) ведутся работы по созданию «мегаджоульных» лазеров для инициирования термоядерных микровзрывов. Так, в США построена лазерная установка NIF – «National Ignition Facility» с энергией в импульсе до 2 МДж и длительностью 10-20 нс. Излучение лазера преобразуется в третью гармонику, то есть длина волны излучения равняется 0.351 мкм. Наряду с основной целью – демонстрацией термоядерных микровзрывов, на «мегаджоульных» установках планируются моделировать различные физические явления в «звездной плазме». Известно (смотри, например [4]), что в такой плазме важную роль играют магнитные поля.

Параметры в сжатой термоядерной мишени близки к тем, которые реализуются в звездах. Однако, «звездное вещество» может быть замагниченным (то есть параметры  $X_B = \omega_B \cdot \tau_e = \frac{l_e}{R_L} > 1$ ,  $\beta_B = \frac{8\pi \cdot P}{B^2} < 1$ , здесь  $\omega_B$  – циклотронная частота,  $\tau_e$  – время электрон-электронных соударений,  $l_e$  – длина пробега электрона,  $R_L$  – ларморовский радиус,  $B$  – напряженность магнитного поля).

Достижение гигантских полей в лабораторных условиях представляет самостоятельный научный интерес. Магнитные поля могут оказать влияние на перенос энергии заряженными термоядерными частицами в сжатом горючем.

В [5] обсуждалось влияние СМП на кинетику  $\alpha$ -частиц в сжатой лазерной мишени. Поскольку программный аппарат в то время был развит не достаточно, то авторы ограничились аналитическими оценками и указанием на важность учета этого эффекта. Для моделирования кинетики заряженных термоядерных частиц в знакопеременных магнитных полях в сжатой плазме мы воспользовались программой «Auroga\_2D» [6]. Из-за большой энергии термоядерные частицы пролетают область занятую плазмой за время порядка 1 пс. За это время параметры плазмы и величина СМП не успевают измениться значительным образом. Полагаем, что поля и плазма – стационарные, а термоядерные частицы испытывают действия силы Лоренца и слабое торможение, пропорциональное скорости движения частицы [7]. В центральной области сжатого горючего ( $r < R_0$ ) происходит «вспышка» и термоядерные частицы разлетаются по плазме.

В расчетах полагалось, что термоядерные частицы вылетают с поверхности  $r=R_0$  с равной вероятностью под различными углами к нормали поверхности. Вся область расчета разбивается на  $K_{sec}$  угловых секторов ( $k=0,2,\dots,K_{sec}$ ). На границе  $r=R_0$  «разбрасывается» всего  $Np$  пробных частиц, причем в середине каждого сектора располагался «куст частиц» (всего  $N_\varepsilon$  частиц в каждом кусте). Эти частицы имеют «углы вылета» от  $-\pi/2$  до  $\pi/2$  к нормали.

Ниже в безразмерном виде приведены уравнения, описывающие траекторию пробной  $j$ -й частицы в сферической системе координат  $(r_j, \theta_j)$ . Поскольку скорость пробных частиц значительно больше тепловой скорости ионов, то торможение за счет далекодействующих электрических сил приводит к малым «стохастическим» отклонениям от прямолинейных траекторий и суммарное действие этих сил носит характер «силы трения» пропорциональной скорости, то есть  $\vec{F} = -k_s \cdot \vec{V}$ , где  $k_s$ - «коэффициент трения» частицы в плазме. Для получения системы уравнений в безразмерном виде были использованы следующие масштабные величины:  $R_1$  – размер сжатой плазмы,  $V_0$  - скорость вылета пробной частицы из области горения (на границе  $r=R_0$ ),  $m_\alpha$ - масса пробной частицы,  $e$ - ее заряд, масштаб магнитного поля  $B_0=1$  МГцс.

$$\frac{dr_j}{dt} = V_{r,j}; \quad r_j \frac{d\theta_j}{dt} = V_{\theta,j}$$

$$\frac{dV_{r,j}}{dt} - \frac{V_{\theta,j}^2}{r_j} = -\beta \cdot V_{r,j} + \delta_B \cdot V_{\theta,j} \quad (1)$$

$$\frac{dV_{\theta,j}}{dt} + \frac{V_{r,j} \cdot V_{\theta,j}}{r} = -\beta \cdot V_{\theta,j} - \delta_B \cdot V_{r,j}$$

$$\beta = \frac{k_s \cdot R_1}{m_\alpha \cdot V_0}, \quad \delta_B = \frac{R_1}{R_L}, \quad \Delta_B = \frac{R_1 - R_0}{R_1} - \text{безразмерные параметры, характеризую-}$$

щие задачу,  $k_s$ - коэффициент торможения частицы,  $R_L = \frac{V_0 m_\alpha c}{eB}$  - ларморовский радиус. В рассматриваемой задаче поле занимает область  $R_0 < r < R_1$ , имеет только азимутальную компоненту и зависит от угла по следующему закону

$$B = \begin{cases} B_0 \sin(l \cdot \vartheta), & r \in [R_0, R_1] \\ 0, & r \notin [R_0, R_1] \end{cases} \quad (2)$$

Частицы, вылетая из области горения  $r \leq R_0$ , проходят область локализации магнитных полей ( $R_1 - R_0$ ) и отклоняются ими от первоначального направления движения. Размеры областей  $0 < r < R_0 = 0.23$ ,  $R_0 < r < R_1 = 0.56$  безразмерных единиц. Начальная скорость родившейся в акте синтеза  $\alpha$ -частицы  $V_0=1.3 \cdot 10^9$  см/с. Откуда  $\delta_B = 1.1 \cdot 10^{-1} B$  [МГцс].

Методом Монте-Карло рассчитывалась кинетика термоядерных частиц в ДТ плазме. Всего в расчетах было взято  $Np \sim 10^4$ - $10^5$  пробных частиц и  $K_{sec} = 10^2$ - $10^3$ , а  $N_\varepsilon = 25$ .

На границе  $r = R_0$  задавался поток частиц с одинаковой начальной скоростью и различными направлениями влета в расчетную область. Углы в расчетной области изменялись от 0 до  $\pi/2$  (на границах области – условия зеркального отражения частиц). На границе  $r = R_1$  рассчитывались количество и суммарная энергия частиц, покинувших ДТ плазму, на границе  $r = R_0$  – количество и суммарная энергия частиц, вернувшихся в область горения.

Были проведены расчеты для различных значений параметров  $\beta$ ,  $\delta_B$  и  $l=4, 8, 16$ .

Если бы поле отсутствовало, то  $\delta_B = 0$  и частицы двигались бы прямолинейно, равномерно прогревая плазму. На Рис. 1 показано, как распределяется по области удельный энерговклад частиц в плазму ( $\Delta E/\Delta M$  у. е.) по мере увеличения коэффициента торможения  $\beta = 0.5, 1, 2$ . С увеличением  $\beta$  уменьшается доля энергии, покинувшей плазму частиц, то есть отношение энергии частиц, вылетевших из области ( $E_{out}$ ) к отношению энергии частиц, влетающих в эту область ( $E_{in}$ ). Эти значения равнялись  $E_{out}/E_{in}$ : а) 65.36%, б) 38.22%, в) 6.41%. В случае в) ( $\beta = 2$ ) практически вся энергия  $\alpha$ -частиц поглощается в этой области (при этом, возможен вылет протонов и более энергичных частиц).

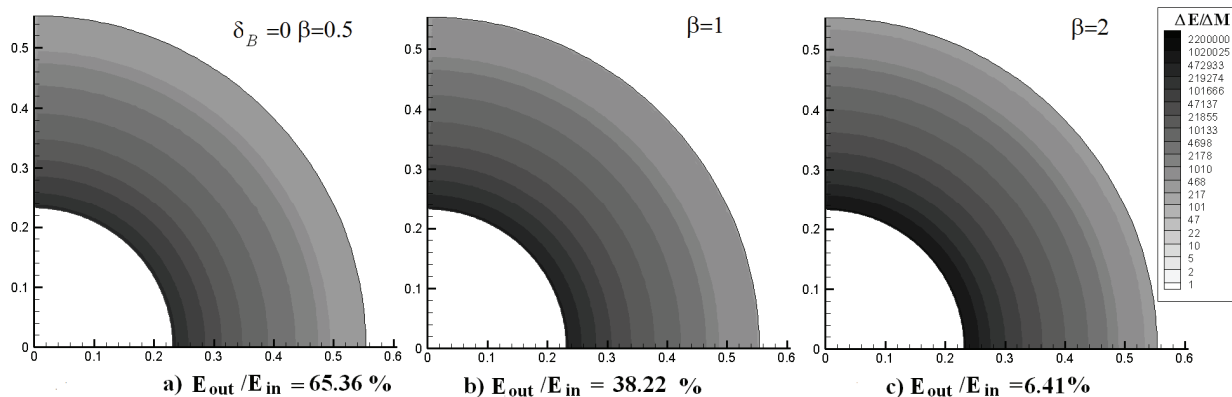


Рис. 1. Влияние коэффициента торможения  $\beta$  на долю энергии, оставляемую  $\alpha$ -частицами в ДТ-плазме:  $\beta = 0.5$  (а),  $\beta = 1$  (б),  $\beta = 2$  (в) в отсутствии поля ( $\delta_B = 0$ ).

Наличие сильных магнитных полей приводит к увеличению длин траекторий частиц в ДТ плазме. Ниже представлены результаты двух серий расчетов: 1) значения параметров  $\beta = 1$ ,  $\delta_B = 9$  (то есть магнитные поля  $B \approx 80$  МГс) фиксированы и варьируются номера гармоник  $l=4$ ,  $l=8$  и  $l=16$ .

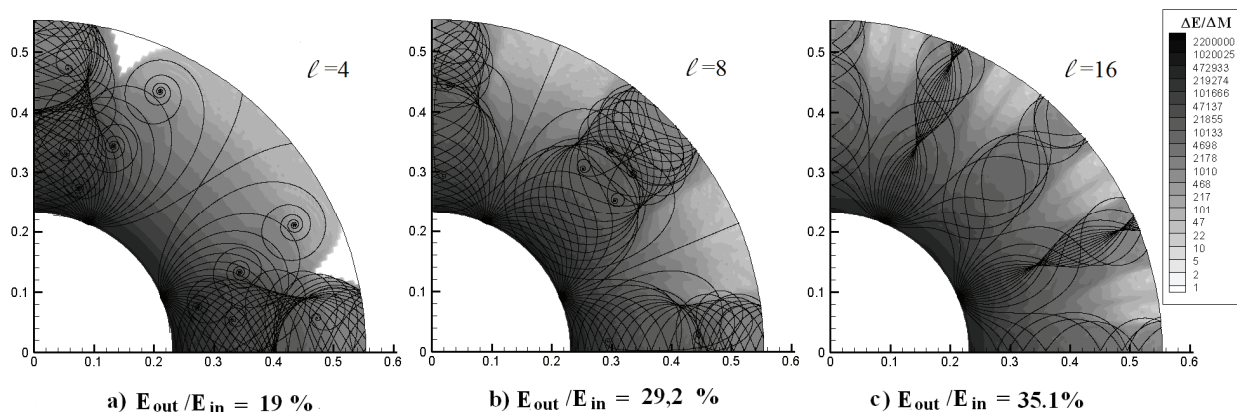


Рис. 2. Влияние СМП на долю энергии, которую  $\alpha$ -частицы передают плазме для значений параметров  $\beta = 1$ ,  $\delta_B = 9$  и номеров гармоник поля: а)  $l = 4$ , б)  $l = 8$ , в)  $l = 16$ . Жирными линиями показаны траектории отдельных пробных частиц.

Следует отметить, что в случае а) 6% частиц возвращается в область горения ( $r \leq R_0$ ) и 68% вылетает из области расчета ( $r \geq R_1$ ), в случае б) 0.6% возвращается в область горения и 95% вылетают из области, в) все 100% вылетают из расчетной области. С ростом номера гармоники влияние поля уменьшается в случае фиксированного  $\delta_B$ . При этом,  $E_{out}/E_{in}$  равно: а) 19%, б) 29.2%, в) 35.1%.

С уменьшением пространственного масштаба вихрей величина поля возрастает. Кроме того, в процессе сжатия и развития вихрей возможны «перезамыкания» маг-

нитных силовых линий и формирование полей с большим пространственным масштабом.

На Рис. 3 показаны результаты расчетов для случаев: а)  $l = 4$ ,  $\delta_B = 9$ , б)  $l = 8$ ,  $\delta_B = 12$ , в)  $l = 16$ ,  $\delta_B = 16$ , то есть поле возрастает с номером гармоники.

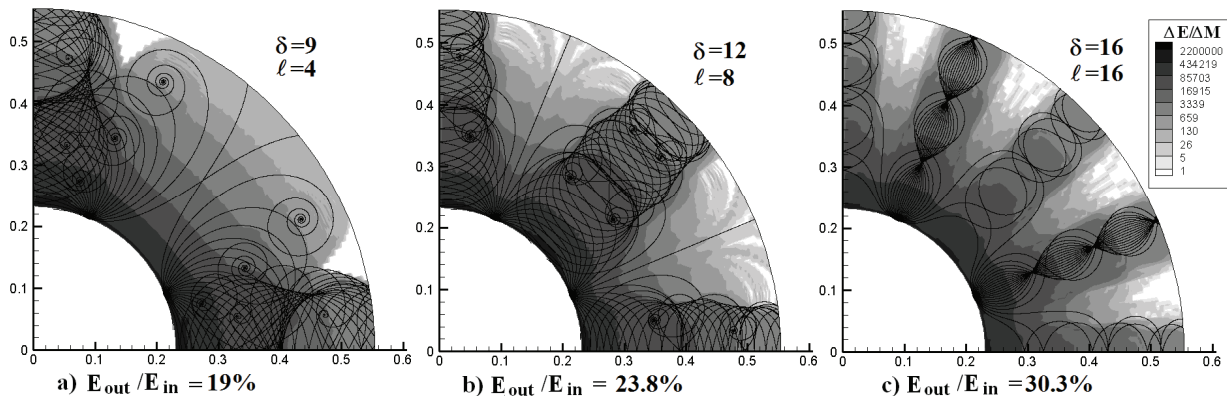


Рис. 3. Доля удельной энергии, передающаяся от  $\alpha$ -частиц в ДТ плазму при различных номерах гармоник  $l$ :  $l=4$ ,  $\delta_B = 9$  (а);  $l=8$ ,  $\delta_B = 12$  (б);  $l=16$ ,  $\delta_B = 16$  (в). Жирные линии на рисунке – траектории отдельных частиц.

В случае (а) вылетело из области ДТ-плазмы 68%, а вернулось в область горения 6.6 % частиц, в случае (б) вылетело 87 %, а вернулось 2.5% частиц, в случае (в) – 97.6% и 2.1%. Малая часть частиц осталась в расчетной области, полностью отдав свою энергию ДТ-плазме.

Отметим, что в расчетах учитывалось движение частиц только в ДТ плазме. Не испаренная часть оболочки имеет значительно большую плотность, поэтому заряженные термоядерные частицы, вылетевшие из горючего, в основном, поглотятся в ней.

### Обсуждение результатов расчетов и заключение

В докладе представлены расчеты переноса энергии заряженными термоядерными частицами в знакопеременных магнитных полях сжатой плазмы. Показано, что СМП могут существенно повлиять на неоднородность распределения и долю энергии, которая передается от  $\alpha$ - частиц в ДТ-плазму.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Гамалий Е.Г., Лебо И.Г., Розанов В.Б. «Спонтанные магнитные поля в сферических лазерных мишенях», в сб. Труды ФИАН, Наука. – М.: Наука, 1985, с. 66-96.
2. Конаш П.В., Лебо И.Г. Спонтанные магнитные поля в сжатой плазме термоядерной лазерной мишени // Математическое моделирование. – 2011, 23, № 9, с. 148.
3. Конаш П.В., Лебо И.Г. Моделирование рассеяния пучка электронов на спонтанных магнитных полях в лазерной плазме. // Квантовая электроника. – 2006, 36, № 8, с. 767.
4. Вайнштейн С.И., Зельдович Я.Б., Рузмайкин А.А. Турбулентное динамо в астрофизике. – М.: Наука, 1980.
5. Котельников С.С., Лебо И.Г., Розанов В.Б. Влияние спонтанных магнитных полей на вылет заряженных термоядерных частиц из лазерной плазмы. Краткие сообщения по физике, № 1, 3-8, ФИАН, Москва, 1983.
6. Лебо И.Г., Конаш П.В. Расчеты кинетики заряженных частиц в магнитных полях термоядерных лазерных мишеней. Математическое моделирование, 17, 3 (2005).
7. Трубников Б.А. Теория плазмы. Энергоатомиздат, 1996.