

- [4] Здебский А. П., Миронюк Н. В., Остапенко С. С. и др. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 5. С. 935—938.
- [5] Здебский А. П., Лисянский М. И., Лукьянчикова Н. Б., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 16. С. 1009—1013.
- [6] Здебский А. П., Корчная В. Л., Торчинская Т. В., Шейнкман М. К. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. Вып. 2. С. 76—81.
- [7] Гаубов А. Г., Заверюхин Б. Н., Крещик В. Д. и др. // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10. Вып. 10. С. 616—620.
- [8] Theocaris P. S. *Moire Fringes in Strain Analysis*. New York: Pergamon Press, 1969.
- [9] Caplan P. J., Helbert J. N., Wagner B. E., Poindexter E. H. // *Surface Sci.* 1976. Vol. 54. N 1. P. 33—42.
- [10] Nishi Y. // *Jap. J. Appl. Phys.* 1971. Vol. 10. N 1. P. 52—62.
- [11] Caplan P. J., Poindexter E. H., Deal B. E., Razouk R. R. // *J. Appl. Phys.* 1979. Vol. 50. P. 5847—5854.
- [12] Kropman D., Sügis A., Vinnal M. // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1977. Vol. 44. N 1. P. K1—K3.
- [13] Кропман Д. И., Сейлеитхал М., Пирн Л., Винна М. // *Изв. АН ЭССР. Физика, математика*. 1981. Т. 30. № 3. С. 256—259.
- [14] Берман Л. С., Воронков В. Б., Ремезюк А. Д., Толстобров М. Г. // ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 1. С. 140—143.

Институт полупроводников АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
20 июля 1988 г.

04

Журнал технической физики, т. 59, в. 8, 1989

ЛОКАЛИЗАЦИЯ РЕАКЦИИ ДТ ПЛАЗМЫ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ ДЛЯ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ГЕОМЕТРИИ

С. М. Гольберг, М. А. Либерман, А. Л. Великович

Перспективы инерционного термоядерного синтеза в значительной мере обусловлены величиной энергии, необходимой для осуществления «break-even» эксперимента. В связи с этим рассматривались различные возможности снижения необходимой энергии драйвера, среди которых увеличение степени сжатия плазмы [1], использование магнитного поля для уменьшения теплопроводностных потерь и удержания альфа частиц в плазме [2—6]. Качественно вопрос сводится к задаче о разжигании смеси и во многом аналогичен задаче о пределе детонации. По аналогии с детонацией минимальный размер, при котором возможна стационарная волна детонации синтеза, естественно называть критическим размером. Предел стационарной детонации определяется механизмами переноса горения, в данном случае ударной волной, теплопроводностью плазмы, переносом энергии α -частицами и нейтронами. Критический размер области зажигания определяется ситуацией, при которой выделение энергии в реакции синтеза превышает потери. Для теплопроводности и диффузии α -частиц этот размер определяется естественным образом как длина волны перегретой неустойчивости L_T , а характерный размер L_{GD} — потери для гидродинамического разлета. Из условия устойчивости и локализации нелинейной тепловой волны [6] имеем

$$L_T(B) = \lambda_T \lambda_\alpha \sqrt{\beta - \frac{1}{2} / [(\lambda_T^4 + \lambda_\alpha^4 + (2\beta - 1) \lambda_T^2 \lambda_\alpha^2)^{1/2} - \lambda_T^2 - \lambda_\alpha^2]^{1/2}}, \quad (1)$$

где λ_T и λ_α — характерные масштабы диффузии тепла и энергии α -частиц, зависящие от магнитного поля B ; $\beta = (d \ln \langle \sigma u \rangle / dT)_{T \approx T_0} \approx 3.32$.

Масштаб гидродинамических потерь в результате теплового разлета горячей плазмы можно оценить из простой модели точечного взрыва для соответствующей геометрии как

$$L_{GD} \approx \frac{4C_S T}{N \langle \sigma u \rangle E_\alpha}. \quad (2)$$

Предел детонации, а следовательно, и минимальная энергия драйвера определяются наименьшим из масштабов (1), (2) и для рассматриваемых в литературе схем инерционного термоядерного синтеза составляют не менее мегаджоуля. Мы хотим обратить внимание на

преимущества схемы инерционного синтеза в цилиндрической геометрии с замагничиванием α -частиц на стадии зажигания, предложенной в [6], по сравнению со сферическими мишенями. Уже сравнительно небольшого магнитного поля достаточно для подавления электронной теплопроводности плазмы поперек поля, так что основную роль в определении предела детонации начинают играть диффузия α -частиц и время инерционного удержания термоядерной плазмы. Для локализации α -частиц необходимо $\Omega_\alpha \tau_\alpha = 3.02 \cdot 10^{17} \text{ В/В} \gg 1$, а диффузионная длина $\lambda_\alpha = 7.2 \cdot 10^5 / B$ должна быть мала по сравнению с размером, на котором достигнуты условия зажигания реакции. Оценки показывают, что при этом энергетический порог зажигания может быть уменьшен на 1–2 порядка.

Требование генерации достаточно сильных магнитных полей, необходимых для замагничивания и локализации α -частиц ($B \geq 1$ МГс), естественным образом приводят к цилиндрической геометрии мишени и драйвера. Здесь мы рассмотрим примеры численного моделирования для комбинированного варианта сжатия цилиндрической плазменной мишени с замороженным в нее магнитным полем тяжелой оболочкой. В такой схеме сочетание индукционного токового нагрева плазмы при сжатии магнитного потока с магнитной термоизоляцией α -частиц в конце сжатия при достижении температуры зажигания позволяет существенно снизить требования к вкладываемой энергии. Цилиндрическая геометрия обеспечивает ряд пре-

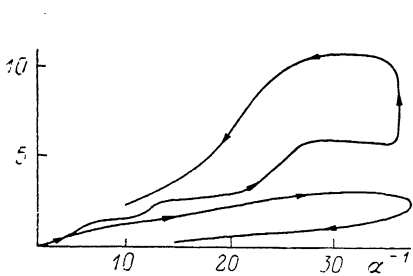


Рис. 1.

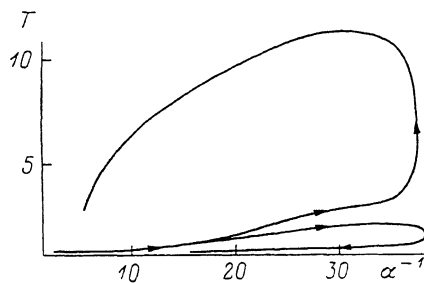


Рис. 2.

имущества по сравнению со сферической. Это, во-первых, возможность использования различных источников энергии и разнообразных драйверов — от сжатия лайнера током Z-пинча до применения лазерных, электронных и ионных пучков. Вероятно, в последнем варианте, когда плазма нагревается ионными пучками, локализация α -частиц в магнитном поле особенно существенна. Во-вторых, в цилиндрической геометрии возможно выгорание большей доли DT горючего.

Следует подчеркнуть, что проигрыш в степени объемного сжатия при переходе от сферической к цилиндрической геометрии кумуляции с замороженным продольным магнитным полем компенсируется значительно большей степенью устойчивого радиального сжатия лайнера. Действительно, проведенные оценки и эксперименты [8] показывают, что полый плазменный лайнер Z-пинча с магнитным полем допускает 20–30-кратное устойчивое сжатие по радиусу по сравнению с 7–10-кратным сжатием, практически достижимым без поля.

Представляется перспективным также и индукционный нагрев первоначально твердой замороженной DT нити, помещенной внутрь пинчующегося плазменного лайнера с продольным магнитным полем. В отличие от традиционных Z-пинчей здесь возможно быстрое нарастание продольного магнитного поля, сжимающего плазму, и даже обострение импульса мощности по сравнению с импульсом тока, сжимающего лайнер.

В качестве примеров на рис. 1, 2 приведены результаты численного моделирования для двух предельных случаев. На рис. 1 представлена зависимость температуры на оси первоначально однородной цилиндрически-симметричной плазмы, сжимаемой тяжелым драйвером, от степени радиального сжатия. Начальный радиус DT плазмы $R_0 = 0.11$ см, температура $T_0 \approx 20$ эВ, плотность $n_0 = 7 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$. Погонная масса драйвера принималась равной $2.7 \times 10^{-2} \text{ г/см}$ при максимальной радиальной скорости драйвера $\approx 10^7 \text{ м/с}$. Кривая 1 отвечает сжатию плазменного цилиндра оболочкой в отсутствие магнитного поля, а петля, описывающая обратный ход (разлет), — необратимым потерям энергии на излучение плазмы. Кривая 2 построена для тех же условий сжатия, что и кривая 1, но в присутствии начального продольного магнитного поля $B_0 = 100$ кГс. Условия замороженности магнитного поля и захвата магнитного потока выполняются в соответствии с теорией, развитой в [7]. В этом варианте начиная уже с $R_0/R \approx 8$ радиальная теплопроводность плазмы подавлена, а при 35-кратном сжа-

тии образующиеся α -частицы замедляются, т. е. достигается подавление основного фактора, определяющего предел зажигания. Несмотря на существенную роль потерь на излучение в этом варианте, ход температурной зависимости кривой 2 показывает образование вспышки с положительным выделением энергии.

На рис. 2 приведены результаты аналогичного численного моделирования для противоположного предельного случая — сжатия лайнером плазменного цилиндра с большим начальным радиусом $R_0 = 5.5$ см, $n_0 = 10^{18}$ см $^{-3}$. Погонная масса лайнера ≈ 32 г/см, максимальная скорость $\approx 5 \cdot 10^6$ см/с. В варианте, соответствующем образованию вспышки (кривая 2), начальное продольное магнитное поле внутри лайнера ≈ 3.5 кГс.

Кинетическая энергия лайнера в условиях рис. 1, 2 составляла от 100 до 400 кДж. Таким образом, результаты численного моделирования показывают, что индукционный нагрев ДТ плазмы в системе типа Θ -пинча с захватом α -частиц на стадии зажигания может быть перспективным методом инерционного управляемого термоядерного синтеза.

Список литературы

- [1] *Nuckolls T., Wood L., Thiessen A. et al. // Nature. 1972. Vol. 239. P. 139—142.*
- [2] *Widner M. M. // Bull. Am. Phys. Soc. 1977. Vol. 22. P. 1139—1139.*
- [3] *Tidman D. A. // Bull. Am. Phys. Soc. 1980. Vol. 25. P. 589—590.*
- [4] *Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // Atomkernenergie / Kerntechnik. 1984. Vol. 45. P. 9—13.*
- [5] *Lindemuth I. R., Kirkpatrick R. C. // Nucl. Fusion. 1983. Vol. 23. P. 263—284.*
- [6] *Lieberman M. A., Velikovich A. L. // J. Plasma Phys. 1984. Vol. 31. P. 381—393.*
- [7] *Великович А. Л., Гольберг С. М., Либерман М. А., Фелбер Ф. С. // ЖЭТФ. 1985. Т. 88. С. 445—460.*
- [8] *Rahman H. U., Felber F. S., Wessel F. J. et al. // Megagauss Technology and Pulsed Power Applications / Ed. by C. M. Fowler, R. S. Caird, D. J. Erickson. New York: Plenum Press, 1987. P. 191—197.*

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова АН СССР
Москва

Поступило в Редакцию
6 июля 1988 г.

05; 06; 09

Журнал технической физики, т. 59, в. 3, 1989

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ПОЛЯ В КРАЕВЫХ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЯХ В 2D-КАНАЛЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ GaAs—AlGaAs

И. Е. Батов, С. А. Говорков, Б. К. Медведев, В. Г. Мокеров, В. И. Тальянский

В работах [1–3] показано, что ограниченный 2D-канал гетероструктуры GaAs—AlGaAs в сильном ($\sigma_{xy} \gg \sigma_{xx}$; σ_{xx} , σ_{xy} — компоненты тензора электропроводности) магнитном поле является открытым СВЧ резонатором, в котором происходят колебания холловского тока. Эти колебания называют краевыми магнитоплазменными колебаниями (КМК); затухание КМК минимально в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [2]. Рис. 1 показывает резонансное поглощение электромагнитной энергии ограниченным 2D-каналом гетероструктуры GaAs—AlGaAs, обусловленное возбуждением основной моды КМК. В [4] предложен приближенный метод определения собственных частот КМК, основанный на представлении о том, что КМК локализована у края 2D-канала («периметрическая волна»). В этом методе используется закон дисперсии $\omega(q)$ КМК, распространяющегося вдоль края 2D-канала в форме полуплоскости [4]:

$$\omega(q) = \frac{2\sigma_{xy}q}{\epsilon} \left[\ln \frac{2}{ql} + 1 \right], \quad (1)$$

где l — ширина полоски вдоль края 2D-канала, в которой сосредоточен заряд КМК.