

5. Maisonnier Ch., Gourlan C., Luzz G., Papagno L., Pecorella F., Rager J. P., Robouch B. V., Samuelli M. Structure of the dense plasma focus.— In: Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Vol. 1. Madison, 1971, p. 523.
6. Morgan P. D., Peacock N. J., Cloth P., Conrads H. Evidence for a broad and uniform neutron producing plasma column in the plasma focus.— In: Proc. of the 6-th Europ. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics. Moscow, 1973, p. 359.
7. Michel L., Schonbach K. H., Fischer H. Neutron emission from a small 1-kJ plasma focus.— «Appl. Phys. Lett.», 1974, vol. 24, N 2.
8. Ware K., Williams A. H., Clark R. W. Operation of a 720-kJ, 60 kV dense plasma focus.— «Bull. Amer. Phys. Soc.», 1973, vol. 18, N 10.
9. Imshennik V. S., Filippov N. V., Filippova T. I. Similarity theory and increased neutron yield in a plasma focus.— «Nucl. Fusion», 1973, vol. 13, N 6.

УДК 533.9.621.039.61

## ТЕРМОЯДЕРНЫЕ СИСТЕМЫ НА ОСНОВЕ Θ-ПИНЧЕЙ СО СЖИМАЮЩИМСЯ ЛАЙНЕРОМ\*

П. Дж. Тэрки

(Вашингтон, США)

Сжатие магнитного потока лайнером может быть использовано для создания и удержания термоядерной плазмы в мегагауссных магнитных полях, что позволяет сделать компактный реактор с достаточно умеренной энергией. Такие системы включают в себя проводящий цилиндр или лайнер, сжимающие начальный магнитный поток для создания сильных магнитных полей. Если плотная плазма ( $\beta \approx 1$ ) удерживается начальным магнитным полем, то она также будет сжиматься лайнером и приобретет высокую температуру и плотность. Параметры получаемой этим способом термоядерной плазмы должны быть такими, чтобы генерируемая ядерная энергия превышала в несколько раз начальную кинетическую энергию лайнера. Это требует соответствующего удержания сжатой высотемпературной плазмы (которое зависит от магнитной геометрии), а также подходящей временной длительности сильного магнитного поля, которая определяется динамикой движения лайнера и диффузией магнитного поля в материале лайнера.

Техника сжатия магнитного потока хорошо известна [1]. Поля в 1—2 МГс создаются при электромагнитном обжатии лайнера [2, 3], а поля до 25 МГс — в экспериментах взрывного типа [4]. Плазма с большим значением  $\beta$  создавалась и удерживалась в импульсных экспериментах с простой магнитной геометрией, таких как линейные  $\Theta$ -пинч [5] и антипробкотропы [6]. Использование сжатия магнитного потока для термоядерного синтеза уже рассматривалось Линхартом и др. [7] применительно к системе взрывного типа. Однако, кроме основных физических требований, термоядерный реактор должен удовлетворять таким условиям, как безопасность и экономичность. С этой точки зрения проекты, требующие мощных взрывов, сложных систем обмоток или тысячи мегаджоулей для демонстрации своей осуществимости, должны быть отвергнуты. Принципиальной задачей термоядерных исследований со сжимающимся лайнером является поэтому комбинация невзрывных методов сжатия лайнера с конфигурациями плазмы и магнитного поля, обладающими подходящей простотой и устойчивостью, чтобы получить эффективный и безопасный реактор с повторяющимися импульсами.

В настоящее время этой задаче уделяется заметное внимание как в США [8—11], так и в СССР [12]. Был рассмотрен линейный  $\Theta$ -пинч (фиг. 1, a), в котором для достижения пороговых условий (равенства производимой ядерной энергии кинетической энергии лайнера) требуется вполне скромная энергия на единицу длины (5—20 МДж/м). Однако быстрые потери плазмы на открытых торцах приводят к необходимой в этом случае длине системы — порядка 80 м. Хотя такие

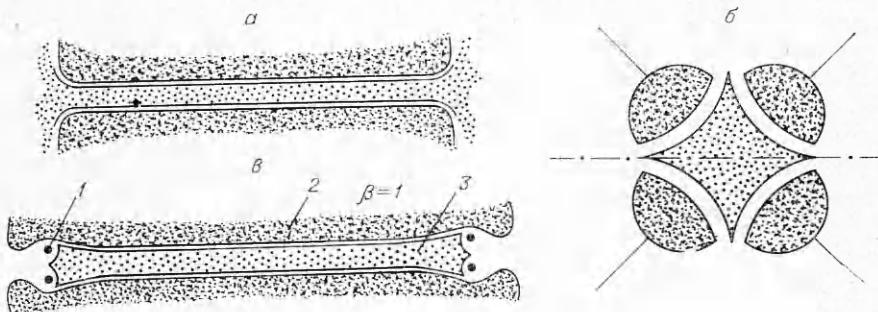
\* Доклад на 4-й Всесоюзной школе по физике плазмы (Новосибирск, 1974 г.).  
Перевод Г. Е. Векштейна.

размеры и не кажутся неприемлемыми для установок с неподвижным топливом, реактор со сжимающимся лайнером и импульсной плазмой может и должен быть более компактным (хотя бы для устранения трудностей, связанных с динамическим характером его работы).

Потери плазмы с торцов можно уменьшить специальными магнитными конфигурациями, но это предмет требований как к методам сжатия магнитного потока, так и к поведению плазмы с большим значением  $\beta$ . Магнитные зеркала здесь непригодны, так как напряженность магнитного поля уже является максимально возможной вдоль длины плазмы, к тому же знак кривизны поля в этом случае нежелателен по отношению к МГД-устойчивости. С другой стороны, антипробкотронные системы имеют подходящую кривизну поля и действуют при однородном магнитном давлении.

Рассмотрение было проведено для систем с симметричной или веретенообразной антипробочкой геометрией (фиг. 1, б) как в случае демонстрационного [13], так и действующего реактора [14]. Предварительные оценки для веретенообразного антипробкотрона показали, что пороговые условия могут быть достигнуты при кинетической энергии лайнера, меньшей 75 МДж. Производимая мощность также оказывается умеренной при необходимых размерах реактора (диаметр 15 м) и энергиях ( $\leq 10$  ГДж). Последующий анализ [15] показал, что утилизация энергии магнитного поля в таких системах довольно мала, что сильно увеличивает необходимую начальную энергию лайнера. Кроме того, двумерное ( $r, z$ ) обратное движение лайнера после точки остановки оказывается трудно-контролируемым. Поэтому веретенообразная антипробочная геометрия не может удовлетворить условиям безопасности и умеренной энергоемкости, необходимым для реактора. В данной статье рассматривается линейный  $\Theta$ -пинч с антипробочными участками на торцах.

**Θ-пинч с антипробочными торцами (СЕΘР).** Конфигурация  $\Theta$ -пинча с антипробочными торцами включает в себя длинный прямой  $\Theta$ -пинч с токонесущими кольцами 1 на концах (фиг. 1, а). Поле в прямых участках и поле колец направлены противоположно друг другу, что создает одно-



Фиг. 1

родность магнитного давления в антипробкотроне. Потери плазмы 3 из такой системы связаны с истечением сквозь кольца и с диффузией в плазменном слое. Эти потери довольно ограничены, и, как и в веретенообразном антипробкотроне, соответствующие потери энергии могут быть устранины сжатием плазмы при движении лайнера 2.

Система СЕΘР имеет несколько важных преимуществ по сравнению с веретенообразной: объем, где проходит реакция, не зависит от области потерь, так как при заданном радиусе антипробочных колец этот объем увеличивается при удлинении прямых участков. По этой же причине теряет важность проблема использования магнитной энергии, заключенной в области токовых колец. Детальное конструирование антипробочной геометрии магнитного поля на торцах может поэтому рассматриваться как отдельная задача, не связанная с конструированием всей остальной системы.

Близкий к одномерному характер сжатия позволяет эффективно использовать вращение лайнера для подавления гидродинамических неустойчивостей поверхности лайнера, когда он замедляется при сжатии плазмы. Действие центробежной силы компенсирует эффективное торможение лайнера в радиальном направлении, но не влияет на рост возмущений из-за аксиального замедления. Поэтому прямые системы с вращением позволяют лучше контролировать динамику лайнера, в особенности устойчивость обратного расширения лайнера. Такое устойчивое контролируемое расширение необходимо для использования улучшенного рабочего цикла, который позволяет значительно уменьшить кинетическую энергию лайнера в реакторе с положительным выходом.

**Улучшенный рабочий цикл.** В отсутствие заметных потерь энергии из-за истечения плазмы на торцах, магнитной диффузии или гидродинамических неустойчивостей сжатие лайнера будет сопровождаться почти подобным ему расширением. Так как для достижения мегагауссных магнитных полей в первой стадии лайнер должен быть эффективно связанным с магнитным полем, то расширяющийся лайнер может служить якорем импульсного индуктивного МГД-генератора. Электрическая энергия, идущая на сжатие лайнера, может поэтому генерироваться на стадии расширения лайнера против магнитного поля. Поскольку эта энергия получается без электрического генератора с тепловым циклом, необходимая для работы экономически выгодного реактора циркулирующая мощность может быть получена при значительно уменьшенном отношении генерируемой ядерной энергии к кинетической энергии лайнера.

Вычисления следующие. Пусть начальная кинетическая энергия лайнера  $E_1$ . При получении этой энергии генерируется тепло  $f_1 E_1$ . Кинетическая энергия лайнера после расширения  $(f_R + f_K Q)E_1$ , где  $(1 - f_R)E_1$  есть энергия, потеряная из-за просачивания плазмы, магнитной диффузии и т. п., а  $f_K Q E_1$  — доля ядерной энергии, идущей на расширение лайнера. Остальная ядерная энергия  $(1 - f_K)Q E_1$  получается в виде тепла. Кинетическая энергия лайнера при расширении превращается в электрическую с эффективностью  $\varepsilon_2$ , давая дополнительное тепло  $(1 - \varepsilon_2) \times (f_R + f_K Q)E_1$ .

Для работы реактора доля  $C$  электрической энергии, получаемой из полного генерируемого тепла  $H$  с эффективностью теплового цикла  $\varepsilon_{th}$ , должна компенсировать потери энергии в движущей системе (а также затраты на производство начальной плазмы)

$$\Delta E = \varepsilon_{th} C H,$$

$$\text{где } \Delta E = 1 - \varepsilon_2(f_R + f_K Q) + f_P/\varepsilon_P + f_1$$

$$\text{и } H = 1 + (1 - \varepsilon_2 f_K) Q - \varepsilon_2 f_R + f_1 + \frac{(1 - \varepsilon_P) f_P}{\varepsilon_P}.$$

Заметим, что начальная энергия плазмы  $f_P E_1$ , полученная с КПД  $\varepsilon_P$ , приводит к дополнительной тепловой энергии  $(1 - \varepsilon_P) f_P / \varepsilon_P$ .

Для получения желаемой доли циркулирующей мощности  $C$  необходимо следующее значение  $Q$ :

$$Q = \frac{(1 + f_P/\varepsilon_P + f_1 - \varepsilon_2 f_R)(1 - \varepsilon_{th} C)(\varepsilon_{th} C)^{-1} + f_P}{1 + \varepsilon_2 f_K (1 - \varepsilon_{th} C)(\varepsilon_{th} C)^{-1}}.$$

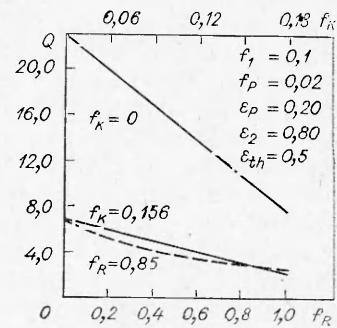
На фиг. 2 для  $C=0,1$  необходимое  $Q$  изображено в зависимости от доли  $f_R$  энергии отдачи при  $f_1=0,1$ ;  $f_P=0,02$ ;  $\varepsilon_P=0,2$ ;  $\varepsilon_2=0,8$  и  $\varepsilon_{th}=0,5$ .

Использованы два значения  $f_K$ :  $f_K=0$ , относящееся к нулевому вкладу ядерной энергии в энергию отдачи лайнера, и  $f_K=0,156$ , соответствующее поглощению в плазме энергии  $\alpha$ -частиц и 22,4 МэВ на один нейтрон при синтезе ( $D - T$ -плазма с оболочкой из  $^6Li$ ). Видно, что значительное уменьшение  $Q$  связано с использованием энергии отдачи лайнера, которая возрастает при нагреве плазмы  $\alpha$ -частицами. Так как начальная кинетическая энергия лайнера приблизительно пропорциональна  $Q^2$ , такой подход приводит к значительному уменьшению необходимой рабочей энергии.

**Работа реактора.** При использовании улучшенного рабочего цикла основные черты СЕӨР-реактора со сжимающимся лайнером будут следующими. Цилиндрический лайнер создается вначале инжекцией жидкого металла с тангенциальным моментом. Затем этот лайнер захлопывается невзрывным способом (скорее всего, электромагнитно), сжимая начальную величину магнитного потока, продиффундировавшего сквозь лайнер. Когда энергия лайнера становится максимальной, формируются антипробочные конфигурации на торцах при помощи дополнительных систем сжатия лайнера или за счет инжекции токовых колец [16]. После получения подходящей магнитной конфигурации (МГД-устойчивая кривизна, нужная напряженность) внутри объема создается плазма с  $\beta \gg 1$ . Эта плазма расширяется, пока не приходит в равновесие ( $\beta \approx 1$ ) с удружающим магнитным полем. (Этот процесс определяется инерцией плазмы и происходит быстро в масштабе времени движения лайнера.) Последующее сжатие лайнера увеличивает магнитное поле и давление плазмы. Если до расширения в начальном магнитном поле плазма имела  $\beta \gg 1$ , то ее рекомпрессия в более сильном поле дает плазменную систему с высоким  $\beta$  ( $\beta \approx 1$ ). Сжатие плазмы происходит в столь сильных полях, что торцевые потери малы, и это позволяет получить плазму с высокой температурой и плотностью. Поэтому уровень реакции синтеза резко возрастает на конечной стадии сжатия (когда диаметр плазмы в несколько раз больше конечного).

В это время толщина лайнера существенно увеличится из-за сожжения в центр, так что почти все нейтроны из реагирующей плазмы будут поглощаться в лайнере. Таким образом, лайнер служит оболочкой реактора, защищающей постоянные элементы системы от интенсивного нейтронного потока из плотной плазмы. Это значительно упрощает проблему индуцированной радиоактивности, разрушения стенки и т. п. Кроме того, лайнер служит начальным тепловым резервуаром системы, сохраняя в виде тепла не только энергию ядерных реакций в плазме и лайнере, но также и энергию, которая в другом случае была бы потеряна из-за магнитной диффузии и излучения из плазмы.

Близи точки остановки кинетическая энергия лайнера почти полностью переходит во внутреннюю энергию плазмы и магнитного поля. Из-за сохранения момента вращательная скорость внутренней поверхности лайнера будет возрастать, так что она подавит развитие гидродинамических неустойчивостей при торможении и обратном расширении лайнера. Энергия поэтому снова перейдет к лайнерау за вычетом плазменных потерь и джоулева тепла, но плюс энергия  $\alpha$ -частиц, захваченных магнитным полем и поглощенных плазмой. Обратное расширение врача-



Фиг. 2

тельно-стабилизированного лайнера может быть использовано для непосредственной генерации электроэнергии.

Кинетическая энергия лайнера в этом процессе значительно уменьшается, что делает возможным механическое восстановление материала лайнера. Тепло, запасенное в этом материале (включая тепло, генерируемое из-за неполной эффективности прямой конверсии энергии), может быть преобразовано в электроэнергию в термическом цикле. Подходящая химическая обработка может быть скомбинирована с системой передачи тепла для извлечения трития из содержащего литий материала лайнера. Другие примеси также могут быть удалены, и материал лайнера возвращен для повторного использования в новых лайнерах.

Такой СЕӨР-реактор со сжимающимся лайнером является импульсной системой, требующей для своей работы часто повторяющихся контролируемых циклов с большой энергией. Пока имеется множество сложных технологических вопросов, требующих ответа, необходима демонстрация реальности такой системы на ее прототипах. Характеристики системы зависят в первую очередь от конечного сжатия и могут быть проверены при подходящем моделировании.

**Модель СЕӨР.** Наиболее критичной частью работы СЕӨР-реактора является конечная стадия сжатия, когда необходимы соответствующая изоляция и удержание плазмы, достаточная толщина лайнера для поглощения нейтронов, вращательная скорость для гидродинамической устойчивости. Поэтому полезно моделировать системы с нужной конечной конфигурацией и определять необходимые начальные условия для плазмы и лайнера, игнорируя способ получения этого конечного состояния.

Метод состоит в рассмотрении системы плазма — лайнер для случая одномерного расширения толстого цилиндрического слоя несжимаемой жидкости, приводимой в движение давлением удерживаемой плазмы. Давление плазмы передается внутренней поверхности лайнера буферным магнитным полем, величина которого определяется из условия равновесия поля и плазмы ( $\beta=1$ ). Это поле дает величину ионного ларморовского радиуса, который вместе с внутренним радиусом лайнера определяет области потерь плазмы на торцах. Эти потери можно вычислить, предполагая плазму однородной и равновесной во время движения лайнера.

Начиная с желаемых условий возле точки поворота, рассмотрены два подобных расширения: одно, когда потери плазмы обращены во времени для обращения траектории сжимающегося лайнера, необходимой для достижения нужного состояния; другое — с потерями плазмы в реальном направлении для вычисления расширения лайнера после точки поворота.

Для учета различных процессов (потери энергии из плазмы, вращение лайнера, магнитная диффузия и т. п.) удобно вычислять движение лайнера в терминах его кинетической энергии. Для несжимаемого лайнера кинетическая энергия радиального движения имеет вид

$$E_K = \int_{r_1}^{r_2} 2\pi r l \frac{\rho u^2}{2} dr = \pi \rho l u_1^2 r_1^2 \ln(r_2/r_1),$$

где  $\rho$  — плотность;  $l$  — длина лайнера;  $r_1$ ,  $r_2$  — внутренний и внешний радиусы соответственно;  $u_1$  — радиальная скорость внутренней поверхности. Кинетическая энергия есть результат работы, совершаемой над лайнером плазмой

$$\frac{dW}{dt} = 2\pi r_1 l p u_1,$$

где  $p$  — давление плазмы, зависящее от потерь на торцах.

Если потери частиц пропорциональны потерям энергии из плазмы, то

$$dE_p = -pdV + 5(1+q)kTdV,$$

где  $E_p = 3NkT$  — полная энергия плазмы;  $N$  — число ионов;  $V = \pi r^2 l$  — плазменный объем и  $T$  — температура плазмы. Для потерь энергии, связанных только с просачиванием частиц, параметр  $q=0$ . Из приведенных уравнений следует соотношение между давлением, числом частиц и радиусом плазмы

$$p^3 r^{10} N^{-5(1+q)} = \text{const.}$$

Скорость изменения числа частиц

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{N}{4V} \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2} A_l,$$

где  $m$  — эффективная масса иона, а область потерь  $A_l$  для системы с антипробочными торцами взята, согласно Хобсу и Спэлдингу [17], следующей:

$$A_l = \langle 3 \rangle \langle 2\pi r_c \rangle \left(\frac{2m}{eB}\right) \left(\frac{8kT}{\pi m}\right)^{1/2},$$

где  $r_c$  — радиус антипробочного кольца, а  $B$  — напряженность магнитного поля. Для  $\beta=1$  скорость потерь

$$\frac{dN}{dt} = -\frac{12}{V} \frac{p^{1/2} r_c}{2\mu}.$$

Радиус антипробочного кольца можно считать пропорциональным внутреннему радиусу лайнера:  $r_c = cr_1$ , в то время как давление определяется через число частиц и радиус плазмы в данный момент. Последняя величина может быть найдена из условия сохранения магнитного потока через кольцевую область с радиусом плазмы  $r$  и радиусом  $r_1 + \delta_f$ , где  $\delta_f$  — толщина скин-слоя у поверхности лайнера,

$$B[r_1^2 - r^2 + 2r_1\delta_f] = B_0[r_{10}^2 - r_0^2 + 2r_{10}\delta_{f0}],$$

а индекс 0 относится к конечному состоянию, с которого начинаются вычисления. При условии  $\beta=1$ ,  $B \sim p^{1/2}$  величина  $B/B_0$  может быть выражена через радиус плазмы и число частиц в любой момент времени.

Энергия, теряемая при магнитной диффузии, может быть оценена в виде

$$E_B = 2\pi r_1 \delta_e \frac{B^2}{2\mu} = 2\pi r_1 \delta_e p,$$

где  $\delta_e = f_e \delta_f$ . Возрастание  $E_B$  приводит к равному ему уменьшению энергии в системе плазма — лайнер.

Дополнительное изменение энергии связано с вращением лайнера, которое из-за сохранения момента будет уменьшаться при расширении

лайнера. Для невязкого лайнера энергия вращения имеет вид

$$E_R = \int_{r_1}^{r_2} 2\pi rl \frac{\rho u_0^2}{2} dr = \frac{\pi}{2} \rho l \Omega^2 \left\{ \frac{r_2^4 - r_1^4}{2} + \right. \\ \left. + (K^2 - 1) r_{10}^2 [2(r_2^2 - r_1^2) + (K^2 - 1) r_{10}^2 \ln(r_2/r_1)^2] \right\},$$

где  $\Omega$  — угловая скорость лайнера до сжатия, а  $K$  — степень радиального сжатия внутренней поверхности лайнера.

Кинетическая энергия лайнера в некоторый момент может быть выражена через работу, совершенную плазмой, изменение скинового поля и вращательной энергии  $E_K = W - \Delta E_B - \Delta E_R$ , где  $\Delta E_B < 0$  для расширения, моделирующего фазу сжатия, так как скиновая толщина уменьшается от своего значения в точке поворота лайнера. При известном  $E_K$  можно найти радиальную скорость поверхности лайнера и после интегрирования — радиус лайнера, радиус плазмы, число частиц и т. п.

В дополнение к динамическим уравнениям для системы плазма — лайнер необходимо интегрировать скорость производства энергии синтеза при двух расширениях, складывая результаты для получения полной ядерной энергии, генерируемой при сжатии и расширении. Скорость производства энергии

$$\frac{dE_F}{dt} = \frac{N^2}{4\pi r^2 l} \langle \sigma v \rangle \epsilon_N = \frac{p^2}{16(KT)^2} \langle \sigma v \rangle \epsilon_N \pi r^2 l,$$

где

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4.8 \cdot 10^{-18}}{T^{2/3}} \exp(-19, 94/T^{1/3})$$

есть усредненное по скоростям сечение,  $T$  выражено в кэВ, а  $\epsilon_N$  — энергия, выделяемая при реакции. Полная ядерная энергия затем сравнивается с кинетической энергией лайнера, сопровождающей обращенное сжатие, для определения рабочей характеристики системы плазма — лайнер.

**Безразмерные уравнения.** При заданном конечном состоянии все переменные удобно нормировать на их значения возле точки поворота. Это позволяет выразить безразмерные траектории системы плазма — лайнер через несколько безразмерных параметров и получить соотношения подобия между магнитным полем, плотностью лайнера и т. д. Связь между размерными и безразмерными величинами приведена в табл. 1, а в табл. 2 даны различные безразмерные параметры.

Таблица 1

Величины	Характерные значения	Безразмерные величины
$r$	$r_0$	$a_p$
$r_1$	$r_{10}$	$a$
$u$	$u_c = B_0/b/\rho \mu (\gamma - 1)$	$w$
$t$	$t_c = r_0/u_c$	$\tau$
$N$	$N_0$	$\tilde{N}$
$p$	$p_0 = B_0^2/2\mu$	$\tilde{p}$
$E_K$		$\tilde{E}_K$
$W$		$\tilde{W}$
$E_B$		$\tilde{E}_B$
$E_R$		$\tilde{E}_R$
$E_F$	$E_0 = \frac{B_0^2 \pi r_0^2 l}{2\mu(\gamma - 1)}$	$\tilde{Q}$

Таблица 2

Процессы	Безразмерные параметры
Толщина лайнера	$b$
	$\pi b^2 r_0^2 = \pi(r_2^2 - r_1^2)$
Конечный промежуток буферного поля	$f = r_{10}/r_0$
Потери плазмы на торцах	$\alpha = t_c/t_l = \frac{12}{\pi} \left( \frac{\rho(\gamma-1)}{\mu} \right)^{1/2} \frac{cbf^2 k T_0}{l_{p_0}}$
Вращение лайнера	$f_{ROT} = E_R / E_0$
Магнитная диффузия	$\delta_{f_0}^* = \delta_{f_0} / r_0$ , где $\delta_{f_0} = (\eta t_c / \mu \Theta)^{1/2}$

Используя эти величины, основные дифференциальные уравнения для плазмы и лайнера можно представить в безразмерном виде

$$\begin{aligned} \frac{da}{d\tau} &= \frac{w}{f}, \quad \frac{d\tilde{w}}{d\tau} = \frac{4}{3} f \tilde{p} w, \quad \frac{d\tilde{N}}{d\tau} = \pm \alpha \tilde{p}^{1/2} a, \quad \frac{d\tilde{Q}}{d\tau} = \frac{G \langle \sigma v \rangle}{(kT)^2} \tilde{p} a_p^2; \\ \frac{da_p}{d\tau} &= \frac{\left[ (fa + \delta_f^*) w + fas \pm \frac{(f^2 - 1 + 2/\delta_{f_0}^*)}{\tilde{p} a_p^{10/3}} X \tilde{N}^{X-1} \alpha a \right]}{\left[ a_p + \frac{5}{6} \frac{(f^2 - 1 + 2/\delta_{f_0}^*)}{\tilde{p}^{3/2} a_p^{13/3}} \tilde{N}^X \right]}, \end{aligned}$$

где  $G = 0,024 \cdot \varepsilon_N (bf \rho p_0)^{1/2} r_0$ , а  $X = 5(1+q)$ .

Соответствующие безразмерные алгебраические соотношения имеют вид

$$\begin{aligned} w &= \frac{b}{a} \left[ \tilde{E}_K / \ln(1 + (b/a)^2) \right]^{1/2}; \\ \tilde{E}_K &= E_{K_0} + \tilde{W} + \tilde{E}_{B_0} - \tilde{E}_B + \Delta \tilde{E}_R; \\ \tilde{p} &= N^X / a_p^{10/3}; \quad T = T_0 \tilde{p} a_p^2 |\tilde{N}| \end{aligned}$$

и для скина:  $\delta_f^* = \delta_{f_0}^* (1 - \theta \tau)$ ,  $S = -\delta_{f_0}^* \theta$  при обращенном сжатии;  $\delta_f^* = \delta_{f_0}^* (1 + \theta \tau)^{1/2}$ ,  $S = \theta \delta_{f_0}^* \delta_f^*$  при обратном расширении.

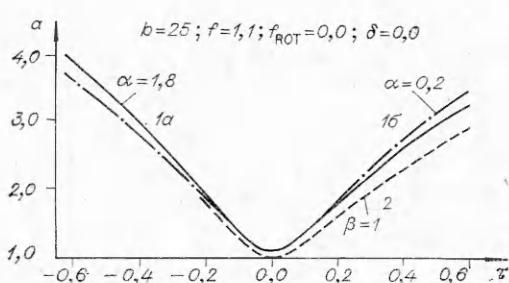
В этих формулах скиновая глубина взята линейной во времени при обращенном сжатии, так как диффузионное уравнение для этого процесса нельзя решить с обращением времени. Это дает ошибку в скорости обмена энергии в скин-слое, но необходимая для достижения нужного конечного состояния кинетическая энергия лайнера будет по-прежнему включать долю энергии, теряемой в скин-слое вблизи момента поворота. Предыдущая относительная начальная скиновая глубина  $\delta_{f_0}^*$  становится поэтому искомым параметром, который меняется для различных систем плазма — лайнер. (Заметим, что изменением проводимости из-за нагрева здесь можно пренебречь, так как мы рассматриваем только жидкокометаллические лайнеры. Проводимость жидкого металла мало меняется между точками плавления и кипения, так что проводимость можно считать постоянной, к тому же  $\delta \sim \eta^{1/2}$ ).

Безразмерная энергия, связанная со скином,  $\tilde{E}_B = \frac{4}{3} f a \tilde{p} f_e \delta_f^*$

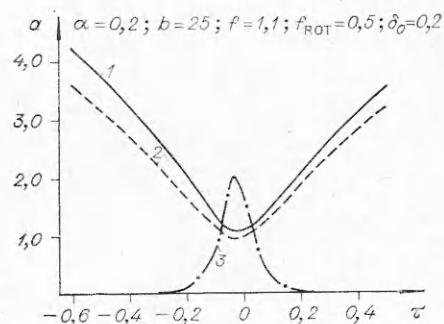
с начальным значением  $\tilde{E}_B = \frac{4}{3} f f_e \delta_{f_0}$ . Изменение безразмерной энергии вращения выражается в виде

$$\Delta \tilde{E}_K = \frac{f_{ROT} [K^2 \ln ((1+b^2)/(1+b^2/a^2)) + b^2(1-a^2)]}{[(b^2+1)^2 - 1]/2 + (K^2 - 1)[2b^2 + (K^2 - 1)\ln b^2]}.$$

Начальные условия для дифференциальных уравнений следующие:  $a=1$ ,  $\tilde{W}=0$ ,  $\tilde{N}=1$ ,  $\tilde{Q}=0$  и  $\tilde{a}_p=1$ . На фиг. 3, 4 изображены безразмерные траектории внутренней поверхности лайнера (кривая 1a,  $\alpha=1,8$ ; кри-



Фиг. 3



Фиг. 4

вая 1b,  $\alpha=0,2$ ) и плазменной границы с  $\beta=1$  (кривая 2) для случая, когда не учитываются эффекты конечной проводимости и вращения (фиг. 3) и с учетом этих процессов (фиг. 4). На фиг. 4 показана также скорость производства нейтронов (кривая 3).

**Соотношения подобия.** Из приведенной выше системы безразмерных уравнений следует, что энергия системы зависит только от начальной энергии плазмы и функций безразмерных параметров  $\alpha$ ,  $b$ ,  $f$  и т. п., которые определяют безразмерные траектории. Так, производимая энергия синтеза  $E_N = G E_{p_0} F_1(\alpha, b, f, \dots; T_0)$ . Необходимая начальная кинетическая энергия лайнера для получения этого результата  $E_K = \tilde{E}_K E_{p_0} E_{r_0} F_2(\alpha, b, f, \dots)$ ,

где  $\tilde{E}_K$  — безразмерная кинетическая энергия лайнера, вычисленная по обращенной траектории сжатия. Взяв отношение этих двух величин, получим  $Q$ -фактор системы

$$Q = E_N / E_K = G F_1 / F_2$$

или, подставляя значение  $G$ ,

$$\frac{Q}{\varepsilon_N B_0 r_0^{1/2}} = P(\alpha, b, f, \dots; T_0).$$

Это соотношение подобия совпадает с полученным ранее Робсоном [9] для бесконечно длинного  $\Theta$ -пинча, но теперь оно получено для разных значений правой части, учитывающей самосогласованным образом потерю плазмы, конечный скачок буферного поля, вращение лайнера.

Кинетическая энергия, необходимая для получения желаемого конечного состояния, определяется из формулы подобия.

При  $E_{p_0} = p_0 \pi r_0^2 l / (\gamma - 1)$  и

$$l = \frac{12(\gamma - 1)^{1/2}}{\alpha \pi e} \left( \frac{k T_0}{p_0} \right) c b^2 f^2 (\rho / \mu)^{1/2}$$

получаем  $E_K / r_0^2 \rho^{1/2} = S(\alpha, b, f, \dots; T_0)$ .

Исключив  $r_0$  и используя предыдущее соотношение, получим связь между  $Q$  и  $E_K$

$$\frac{E_K \epsilon_N^2 B_0^2 \rho^{1/2}}{Q^2} = H(\alpha, b, f, \dots; T_0).$$

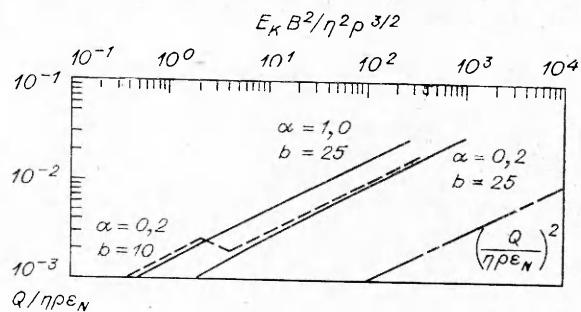
Отсюда становится очевидным преимущество работы с сильным магнитным полем возле точки поворота. Имеет смысл использовать для лайнера материал с высокой плотностью, например жидкий свинец вместо чистого лития, что позволит при заданном значении  $Q$  уменьшить кинетическую энергию примерно в пять раз. Преимущество использования лайнера с высокой плотностью связано с более длительным временем задержки при высоком уровне магнитного поля, что позволяет необходимому количеству реакций синтеза произойти в меньшем объеме плазмы. Более длительные времена задержки означают также большую глубину скина и большую долю потерь энергии из-за магнитной диффузии. Этот эффект можно исследовать, меняя относительную глубину скин-слоя в момент поворота  $\delta_{f_0}^*$ .

При отношении диффузионного времени к характерному динамическому времени  $\theta = b/2f[\ln(1+b^2/4)]^{1/2}$ . Учитывая, что относительно более толстому лайнера соответствует относительно более короткое время конечного сжатия, имеем

$$\frac{Q}{\eta \rho \epsilon_N} = \frac{F_3(\alpha, b, f, \delta_{f_0}^*; T_0)}{\delta_{f_0}^{*2}}$$

и

$$\frac{E_K B^2}{\eta^2 \rho^{3/2}} = \frac{F_4(\alpha, b, f, \delta_{f_0}^*; T_0)}{\delta_{f_0}^{*4}},$$



Фиг. 5

где  $\eta$  есть эффективное сопротивление лайнера, а  $F_3$  и  $F_4$  — функции безразмерной траектории лайнера. На фиг. 5, 6 эти величины показаны как функции  $\delta_{f_0}^*$  при фиксированных  $\alpha, b, f; T_0 = 10$  кэВ ( $E_K$  в МДж,  $B$  в МГс,  $\eta$  в  $\Omega$ —см,  $\rho$  в г/см,  $\epsilon_N$  в МэВ). При меньших значениях  $\delta_{f_0}^*$  (фиг. 5) полученные кривые почти параллельны штрихованной линии  $(Q/\eta\rho\epsilon_N)^2$ , так что соотношение между  $Q$  и  $E_K$  такое же, как и полученное ранее в отсутствие сопротивления. Большим значениям  $\delta_{f_0}^*$  соответствует меньшее значение величины  $Q/\eta\rho\epsilon_N$  (большее сопротивление, большая плотность, меньший радиус), и кривые на фиг. 6 близки к линии  $(Q/\eta\rho\epsilon_N)^{3/2}$ , что дает соотношение между  $E_K$  и  $Q$

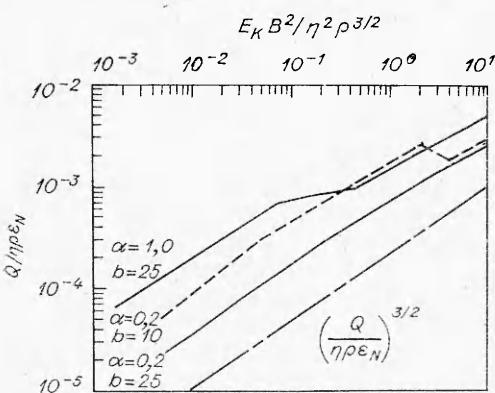
$$E_K \sim \frac{\eta^{1/2}}{B^2} (Q/\epsilon_N)^{3/2},$$

не зависящее от плотности лайнера.

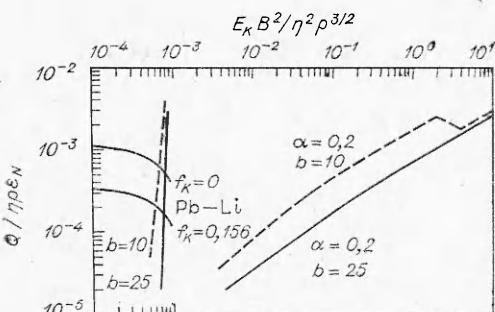
**Конструкция реактора.** Из анализа безразмерных уравнений для системы плазма — лайнера кинетическую энергию лайнера после обратного расширения от конечного состояния можно сравнить с начальной энергией лайнера, необходимой для достижения этого состояния. На фиг. 7 показана доля энергии возврата  $f_R$ , полученная из этого сравнения, как функция величины  $Q/\eta\rho\varepsilon_N$  (где  $\delta_{f_0}^*$  по-прежнему параметр, пригодный для различных условий,  $\varepsilon_N=22,4$  МэВ,  $T_0=10$  кэВ). На этом же рисунке даны значения  $f_R$  и  $Q$  для конкретного материала (Li с  $\eta=45\mu\Omega$  — см и  $\rho=0,5$  г/см<sup>3</sup>), необходимые для получения доли циркулирующей мощности  $C=0,10$ ; это — повторение графика на фиг. 2. Точки пересечения этих кривых для  $f_R$  определяют рабочие условия для СЕӨР-реактора с литиевым лайнером, использующего описанный уже улучшенный рабочий цикл.

Если мы возьмем  $f_K=0,156$ , так что  $\alpha$ -частицы дают вклад в давление плазмы, но предположим, что этот процесс (не включенный в динамику модели) слабо влияет на условия вблизи точки поворота ( $Q$  невелико), то при  $\varepsilon_N=22,4$  МэВ  $Q=2,87$ . Для максимального магнитного поля  $B_0=2$  МГс необходимая кинетическая энергия лайнера равна 6,6 ГДж. Без ядерного вклада в энергию возврата лайнера  $Q=9,32$ , а  $E_K \approx 66$  ГДж.

Размеры конечного состояния плазмы можно найти по графикам фиг. 8 ( $B$  в МГс,  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>,  $\eta$  в  $\Omega$  — см,  $r_0$ ,  $l$  в см;  $T_0=10$  кэВ,  $\alpha=0,2$ ) для  $f_R=0,156$  и  $b=25$ ,  $r_{p_0}=9,5$  см, а  $l=6,6$  м. Толщина лайнера в точке поворота  $\delta r \approx b r_{p_0} f = 2,6$  м, что достаточно для поглощения почти всех нейтронов из реагирующей плазмы. Без вклада  $\alpha$ -частиц необходимый радиус плазмы возрастает до 30 см, в то время как длина плазмы остается почти той же, поэтому пропорции системы могут быть неподходящими для настоящей модели, так как требуется по крайней мере двадцатикратное сжатие по радиусу для достижения требуемой начальной энергии плазмы.



Фиг. 6



Фиг. 7

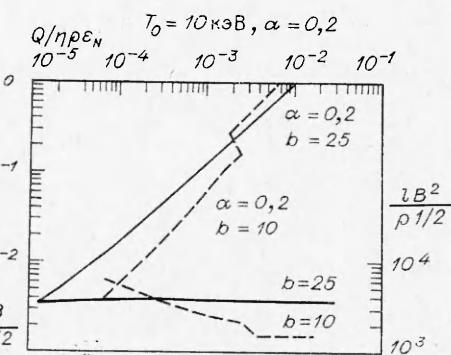
Длина 6,6 м, возможно, слишком мала для захвата энергии  $\alpha$ -частиц, хотя антипробоочные торцы могут быть здесь полезны. Кроме того, плотность энергии лайнера порядка 1 ГДж/м потребует значительных напряжений в движущей системе. Альтернативным материалом для лайнера является сплав свинец — литий (0,8 Pb — 0,2 Li) с плотностью  $\rho \approx 9,4$  г/см<sup>3</sup> и удельным сопротивлением около  $95\mu\Omega$  — см. Используя графики на фиг. 9, где представлены расчеты реактора с лайнером из

свинцово-литиевого сплава ( $f_K=0,156$ ,  $Q=3,3$  и  $E_K=5,9$  ГДж), для конечного радиуса плазмы получим около 3,6 см, а длина плазмы возрастает при этом до 30 м. Толщина лайнера в точке поворота будет около метра, что достаточно для полного поглощения нейтронов, хотя это должно быть проверено точными вычислениями переноса нейтронов.

В дополнение к чистой системе синтеза возможен компактный гибридный реактор синтеза—деления. Если предположить, что реакции деления в окружающей оболочке дадут 150 МэВ на один нейtron синтеза, то циркулирующая мощность в 0,10 может быть достигнута при использовании литиевого лайнера с  $b=10$  ( $f_K \rightarrow 0$ ). Конечный радиус плазмы 6 см и длина около 4 м. Необходимая кинетическая энергия лайнера для такой установки  $\sim 330$  МДж.

Гибридные системы дают гораздо больший уровень радиоактивности, чем реакторы синтеза со сжимающимся лайнером, но это может быть приемлемо для промежуточных проектов станций.

Прежде чем начать строить описанные выше реакторы, необходимо продемонстрировать осуществимость этих проектов. Здесь возможность

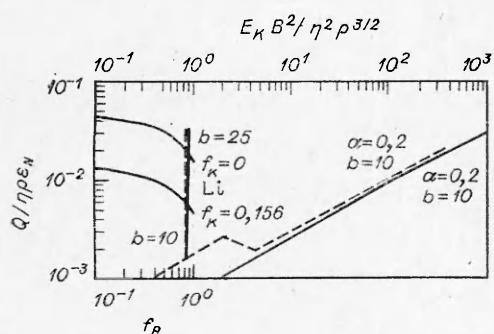


Фиг. 8

экономически выгодного производства энергии лимитируется экспериментальными трудностями при работе. В особенности важны выбор материала лайнера и минимизация энергии системы. Если для проверки осуществимости мы возьмем  $Q=1$  при  $\varepsilon_N=22,4$  МэВ, используя сплав NaK для лайнера ( $\eta=20 \mu\Omega\text{-см}$  и  $\rho=0,9 \text{ г/см}^3$ ), необходимая кинетическая энергия будет 171 МДж. Радиус плазмы в точке поворота 3,6 см, а длина системы 5,2 м. Эти величины получены из фиг. 9 при

$\alpha=0,2$  и  $b=10$ ; возможны еще меньшие значения кинетической энергии при увеличении параметра  $\alpha$ .

В заключение отметим, что из приведенных вычислений и обсуждений следует, что система синтеза, основанная на геометрии СЕФР со сжимающимся лайнером, кажется достаточно перспективной для экономически выгодного реактора как в варианте системы чистого синтеза, так и для гибрида синтез — деление. При вращательной стабилизации сжатие и обратное расширение лайнера являются почти обратимыми, что позволяет использовать улучшенный рабочий цикл, включающий импульсный МГД-генератор электроэнергии. При этом возможна доля циркулирующей мощности в 0,10 с кинетической энергией лайнера, меньшей 6 ГДж, и длиной системы, меньшей 30 м.



Фиг. 9

Безразмерный анализ динамики СЕӨР-системы со сжимающимся лайнером дает соотношения подобия, значительно облегчающие проектирование системы. Хотя многие детальные технологические проблемы еще нуждаются в рассмотрении, малая величина энергии, необходимая для демонстрации осуществимости (< 175 МДж) и для работы гибридного реактора (~330 МДж), показывает, что на основе СЕӨР-систем со сжимающимся лайнером возможен быстрый прогресс в разработке термоядерных реакторов.

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения этой работы доктору А. Е. Робсону и доктору Р. А. Шанни.

*Поступила 10 XII 1974*

#### ЛИТЕРАТУРА

1. *Knoepfel H.* Pulsed high magnetic fields. Amsterdam. North Holland Publishing Co., 1970.
2. *Cnare E. C.* Magnetic flux compression by magnetically imploded metallic foils.— «J. Appl. Phys.», 1966, 37, 3812.
3. *Alikhanov S. G., Belan V. G., Ivanchenko A. V., Karasjuk V. N., Kichigin G. N.* The production of pulsed megagauss field by compression of the metallic cylinder in Z-pinch configuration.— «J. Scient. Instrum.» Ser. 2, 1968, vol. 1, 543.
4. *Сахаров А. Д., Людаев Р. З., Смирнов Е. Н., Плющев Ю. Е., Павловский А. И., Чернышев В. К., Феоктистова Е. А., Жариков Е. И., Зысин Ю. А.* Магнитная кумуляция.— «Докл. АН СССР», 1965, т. 165, с. 65.
5. *Bodin H. A. B., Newton A. A.* Study of the diffusion of high- $\beta$  plasma in a theta-pinch.— «Phys. Fluids», 1969, vol. 12, N 10, p. 2175.
6. *Spalding I. J.* Advances in Plasma Physics. Vol. 4. N. Y., Interscience, 1971, p. 79.
7. *Linhart J. G., Knoepfel H., Gourlan G.* Amplification of magnetic fields and heating of plasma by a collapsing metallic shell.— «Nucl. Fusion Supp.», 1962, Pt. II, p. 733.
8. *Boris J. P., Shanny R. A.* Proceedings of the Fifth European Conference on Controlled Fusion and Plasma Physics. Grenoble, France, 1972.
9. *Robson A. E.* NRL Memorandum Report. 1973, July, p. 2616.
10. *Shearer J. W.* Univ. of Calif. Lawrence Livermore Laboratory Report UCID-16517, 1974, June.
11. *Barcilon A. I., Book D. L., Boris J. P., Cooper A. L., Hain K., Liewer P. C., Robson A. E., Shanny R. A., Turchi P. J., Winsor N. K.* Fifth International Conference on Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research. Tokyo. Japan, Nov. 11—15, 1974 (IAEA-CN-33/F6.1).
12. *Velikhov E. P.* et al. Private communications.
13. *Robson A. E.* NRL Memorandum Report. 1973, Dec., p. 2692.
14. *Turchi P. J.* NRL Memorandum Report. 1974, Jan., p. 2711.
15. *Boris J. P., Liewer P. C.* Private communication.
16. *Barcilon A. I., Book D. L., Cooper A. L.* Hydrodynamic stability of a rotating liner.— «Phys. Fluids», 1974, vol. 17, p. 1707.
17. *Sudan R. N., Ott E.* Magnetic compression of intense ion rings.— «Phys. Rev. Lett.». 1974, vol. 33, p. 355.