

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О ПЕРСПЕКТИВАХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО ПРОБЛЕМЕ УПРАВЛЯЕМОГО ЯДЕРНОГО СИНТЕЗА*)

Л. А. Арцимович

В настоящее время можно назвать три главных направления, по которым идут поиски решения названной проблемы. Первое из них основано на использовании открытых магнитных ловушек, в которых плазма удерживается благодаря отражению заряженных частиц от областей усиленного магнитного поля. Второе направление связано с применением кольцевых плазменных конфигураций, заключенных внутри замкнутых магнитных систем. В обоих случаях мы имеем дело с квазистационарными режимами, при которых время удержания плазмы на много порядков величины превышает промежуток времени, необходимый для того, чтобы частица могла пересечь пространство магнитной ловушки. При этом магнитные поля являются либо постоянными, либо относительно медленно изменяются во времени.

Кроме систем такого квазистационарного типа, ведется также разработка устройств, предназначенных для очень быстрого сжатия плазмы магнитным полем, в которых достигается предельная концентрация энергии в малом объеме на очень короткие промежутки времени (установки типа «быстрый пинч»). В установках этого рода магнитные поля импульсные. Они нарастают за времена порядка нескольких микросекунд.

Высокочастотные электромагнитные поля большой интенсивности метрового и дециметрового диапазонов в принципе также могут служить для целей удержания и термоизоляции горячей плазмы. Исследования в этой области образуют самостоятельное направление физики высокотемпературной плазмы.

На самой первой стадии исследований процессам быстрого сжатия плазмы уделялось основное внимание. Однако вскоре выяснилось, что достижение условий, необходимых для термоядерной реакции с положительным выходом энергии в импульсных процессах типа «быстрый пинч», требует сосредоточения и мгновенного выделения огромной энергии ($\sim 10^{10}$ Дж). Таким образом, процесс должен носить характер сильного взрыва (по масштабу соответствующего взрыву нескольких тонн тротила).

Естественно поэтому, что в дальнейшем интересы большинства физиков, занимавшихся проблемой термоядерного синтеза, переместились в область квазистационарных процессов. При этом вплоть до последнего времени существовал явный перевес в сторону разработки открытых систем, которые обладают прежде всего тем преимуществом, что в них

*) Доклад, прочитанный на сессии Отделения общей и прикладной физики АН СССР 23 ноября 1966 г.

могут быть испытаны самые различные методы создания высокотемпературной плазмы: инъекция потоков быстрых частиц или их ступков, захват плазменных струй, высокочастотный нагрев холодной плазмы, образование быстрых ионов в холодной плазменной струе за счет некоторых механизмов ее неустойчивости и т. д. Мы не будем останавливаться на описании и анализе этих методов, так как здесь нас интересует главным образом выяснение принципиальной возможности построить термоядерный реактор на основе открытой магнитной ловушки.

На первом этапе (до 1961 г.) использовались только открытые системы простейшего типа с двумя магнитными зеркалами по концам. В таких магнитных ловушках напряженность магнитного поля увеличивается вдоль силовых линий в обе стороны от средней области и, вместе с тем, уменьшается в радиальном направлении. Однако в этом варианте не удается достигнуть длительного удержания достаточно плотной плазмы с горячими ионами. Время жизни такой плазмы при концентрации, превышающей $10^7 - 10^8$ частиц в 1 см^3 , не больше нескольких десятков микросекунд. Оно ограничивается из-за развития неустойчивости, обусловленной тем, что плазма ведет себя как диамагнетик и легко перемещается поперек силовых линий в сторону ослабевающего поля. Эту неустойчивость, получившую название «желобковой», в простейших зеркальных ловушках не удается преодолеть без использования средств, которые резко ухудшают теплоизоляцию плазмы (плохой вакуум, низковольтная дуга, горячая в пространстве, занятая плазмой и т. д.).

В 1961 г. в ОИИ ИАЭ М. С. Иоффе и его сотрудниками¹ были впервые проведены эксперименты с открытой магнитной ловушкой, в которой магнитное поле возрастает во все стороны от области, занятой плазмой. Опыты показали, что в такой системе желобковая неустойчивость не наблюдается. В 1963—1964 гг. были проделаны² экспериментальные исследования на новой более совершенной установке ПР-5 и было впервые достигнуто устойчивое удержание плазмы с концентрацией $10^9 - 10^{10}$ частиц/см³ и энергией ионов 3—4 кэВ. Время жизни плазмы достигло при этом $\sim 0,1$ сек. Таким образом, был найден эффективный метод стабилизации одной из главных неустойчивостей горячей плазмы. Этот метод нашел дальнейшее широкое применение и развитие в работах ряда других исследователей. В настоящее время считается практически общепризнанным, что ловушки открытого типа для устойчивого удержания плазмы должны удовлетворять принципу «минимум-В». После первых успешных экспериментов на установке ПР-5 можно было надеяться на то, что использование ловушек, построенных по принципу минимума поля в области плазмы, открывает прямой путь к конечной цели, но эти надежды оказались недолговечными. Попытки получить устойчивую высокотемпературную плазму с плотностью, значительно превышающей 10^{10} , встретили серьезные трудности³. В плазме, заключенной внутри открытой ловушки, при высокой плотности возникают новые типы неустойчивости, обусловленные характером функции распределения частиц в пространстве скоростей. Теория предсказывает несколько различных механизмов такой неустойчивости. По-видимому, наиболее опасными для открытых ловушек должны быть два типа кинетических неустойчивостей, при которых происходит раскачка ионных колебаний и резко возрастает уход частиц вдоль силовых линий магнитного поля. Первый тип неустойчивости обусловлен раскачкой в однородной плазме ленгмюровских колебаний ионов поперек магнитного поля (и связанных с ними продольных электронных колебаний) вследствие наличия максимума в распределении ионов по поперечной слагающей скорости. Подобное распределение неизбежно для всех ловушек с магнитными зерка-

лами, так как по самому принципу удержания в них заряженных частиц плазма всегда должна быть обеднена ионами с малыми поперечными скоростями из-за наличия так называемого «конуса потерь». Рассматриваемая неустойчивость, изученная впервые Розенблютом и Постом⁴, получила поэтому название «неустойчивости конуса потерь». Она может развиваться в достаточно плотной плазме с горячими ионами ($T_i > T_e$), когда $\omega_0 > \omega_{H_i}$ (ω_{0i} и ω_{H_i} — ленгмюровская и ларморовская частоты для ионов), и при условии, что продольный размер плазмы L значительно превышает ионный ларморовский радиус ρ_i :

$$\frac{L}{\rho_i} > C \left(1 + \frac{H^2}{4\pi n m_e c^2} \right)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь C — численный коэффициент, сильно зависящий от конкретного вида функции распределения ионов по скоростям. Так, согласно вычислениям Розенблюта и Поста, для максимально размытого распределения, которое может установиться в результате кулоновских соударений в ловушке с «зеркальным отношением» $F = 3$ *), $C \sim 10^2$, а для распределения с полушириной $\Delta v = 0,25 \bar{v}$, $C \approx 3$. Ограничение, накладываемое неустойчивостью конуса потерь на длину стабильно удерживаемой плазмы, оказывается в практически интересных условиях весьма сильным. Например, при $H_0 = 5 \cdot 10^4$ э, $F = 3$ и $n \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$ длина плазмы не должна превышать в лучшем случае 100—150 ионных ларморовских радиусов. Согласно выводам теории эта неустойчивость носит опустошительный характер: время жизни плазмы при наличии неустойчивости — не более времени пролета ионов вдоль ловушки. Второй тип неустойчивости связан с неоднородностью распределения плотности плазмы в направлении, перпендикулярном к магнитному полю (эта неоднородность имеет место хотя бы просто из-за ограниченности поперечного сечения плазменного сгустка). В неоднородной плазме из-за дрейфового движения ионов может происходить раскачка ионных колебаний на частотах, близких к циклотронной. Условие раскачки для размытого энергетического распределения ионов имеет вид

$$\frac{\rho_i}{a} > 0,4 \left(\frac{H^2}{4\pi n m_i c^2} \cdot \frac{m_e}{m_i} \right)^{2/3}. \quad (2)$$

Здесь a — величина порядка радиуса плазменного сгустка. При $H = 10^4$, $a = 50$ и энергии ионов дейтерия $\approx 100 \text{ кэВ}$ плазма должна быть неустойчивой, если ее концентрация превысит $\sim 10^{11}$. Однако если бы удалось построить ловушку такого же радиуса, но с полем в 100 кэВ , то в ней неустойчивость рассматриваемого типа, по-видимому, могла бы возникнуть только при $n \sim 10^{15}$. Впрочем, получение в большой открытой ловушке, удовлетворяющей принципу «минимум-В», поля с напряженностью в 100 кэ будет связано с исключительно большими техническими трудностями, так как при указанной величине поля в плазме необходимо создавать во всей окружающей области поля в несколько сотен килогаусс.

Главный недостаток открытых систем, если подходить к ним с точки зрения перспектив технического использования в далеком будущем, заключается в том, что даже при полном исключении всех видов неустойчивости такие системы будут находиться на грани осуществимости термоядерной реакции с положительным выходом энергии. Поэтому даже сравнительно слабая неустойчивость, которая приводит к увеличению

*) $F = \frac{H_{\max}}{H_0}$, где H_{\max} — максимальная напряженность поля в районе зеркала, а H_0 — напряженность поля в области плазмы

потери частиц через магнитные зеркала всего лишь в несколько раз по сравнению с идеальным режимом, полностью ликвидирует возможность технического использования открытых ловушек.

Вопрос о роли, которую может сыграть разработка открытых ловушек в решении проблемы термоядерного синтеза, представляет большой интерес. Поэтому мы должны хотя бы вкратце остановиться на анализе энергетического баланса таких систем. Расчет энергетического баланса зеркальных ловушек для идеального случая полностью устойчивой плазмы был недавно уточнен Д. В. Сивухиным⁵. Мы будем опираться на некоторые из результатов его вычислений. В стационарном режиме термоядерный реактор типа открытой ловушки будет производить энергию лишь в том случае, если энергетические потери, обусловленные уходом частиц вдоль силовых линий через магнитные зеркала, будут с избытком скомпенсированы выделением ядерной энергии (от других потерь мы здесь отвлекаемся). Обозначим ядерную энергию, освобождающуюся в единицу времени в 1 см^3 , через $W_{\text{яд}}$. Она пропорциональна квадрату концентрации частиц плазмы и является функцией температуры ионов. Мощность, которая будет получена после преобразования ядерной энергии в электроэнергию (через тепловую), составит $\eta_1 W_{\text{яд}}$, где η_1 — к. п. д. преобразования. При стационарном режиме в ловушку должно инжектироваться в единицу времени столько же частиц, сколько их теряется благодаря уходу вдоль силовых линий. Поток частиц, отнесенный к 1 см^3 объема, равен n/τ , где n — концентрация, а τ — среднее время жизни частиц в ловушке. Если температура ионов равна T_i , то поток энергии будет составлять $\frac{3}{2} nkT_i \frac{1}{\tau}$ (*). Часть этой энергии, уходящей через магнитные зеркала, может быть рекуперирована, т. е. превращена в электроэнергию. Можно предполагать, что наиболее высокий коэффициент рекуперации η_m будет достигнут при использовании магнитогидродинамического метода преобразования энергии потока. С учетом рекуперации энергии плазменного потока полная электрическая мощность, вырабатываемая термоядерным реактором, составит

$$\eta_1 W_{\text{яд}} + \eta_m \frac{2}{3} nkT_i \frac{1}{\tau}.$$

В техническом термоядерном реакторе часть этой энергии после ее преобразования в инжекторном устройстве в кинетическую энергию ионов должна идти на покрытие энергетических потерь. Обозначим коэффициент полезного действия инжекторной установки через $\eta_{\text{инж}}$. Условие, при котором реактор будет вырабатывать избыточную энергию, очевидно, может быть записано в следующем виде:

$$\eta_{\text{инж}} \left(\eta_1 W_{\text{яд}} + \eta_m \frac{2}{3} nkT_i \frac{1}{\tau} \right) > \frac{3}{2} nkT_i \frac{1}{\tau}. \quad (3)$$

Введем коэффициент α , который указывает, во сколько раз потери частиц вдоль силовых линий в реальных условиях превосходят величину, соответствующую идеальному случаю полностью устойчивой плазмы. Если τ_0 — время жизни частиц в ловушке для идеального случая, то $\tau = \tau_0/\alpha$. Условие (3) равносильно соотношению

$$\eta_m > \frac{1}{\eta_{\text{инж}}} - \frac{2}{3} \eta_1 \frac{W_{\text{яд}} \tau_0}{nkT_i \alpha}. \quad (4)$$

*) Предполагается, что в термоядерном реакторе температура электронов по крайней мере в несколько раз ниже температуры ионов и поэтому поток энергии, уносимой электронами, мал.

Поскольку τ_0 обратно пропорционально n (с точностью до очень медленно изменяющегося логарифмического члена), а $W_{\text{яд}} \sim n^2$, то во втором члене справа явная зависимость от n практически выпадает и он оказывается (при заданном η_1) функцией состава ядерного горючего, температуры и зеркального отношения F . Воспользуемся обозначениями, введенными в работе Сивухина *):

$$\frac{2}{3} \frac{W_{\text{яд}} \tau_0}{nkT_i} = \frac{\lambda}{S}. \quad (5)$$

Здесь λ — коэффициент, зависящий от F , а S — функция состава горючего и T_i . Величина λ при максвелловском распределении энергий ионов в ловушке может быть аппроксимирована формулой $\lambda = \log_{10} F$. Для плазмы с монохроматическими ионами (δ -образная функция распределения по энергиям) $\lambda = 3,3 \log_{10} F$. Значения S могут быть найдены с помощью таблиц, которые составлены Сивухиным. В оптимальном случае при работе на смеси равных количеств дейтерия и трития S достигает наименьшего значения, равного 0,72, при ионной температуре, равной 200 кэВ. Из (4) и (5) следует

$$\eta_m > \frac{1}{\eta_{\text{инж}}} - \frac{\eta_1 \lambda}{S} \cdot \frac{1}{\alpha}. \quad (6)$$

Для того чтобы вычислить минимальную величину η_m , положим $\eta_{\text{инж}} = 0,9$, $\eta_1 = 0,4$, $S = 0,72$ и $\lambda = 1,6$. Последнее значение соответствует предположению о том, что плазма, в которую инжектируются монохроматические ионы, находится в ловушке с зеркальным отношением $F = 3$ (при $H = 100$ кэВ большие значения для системы, удовлетворяющей принципу «минимум-В», представляются нереальными). При указанном выборе параметров минимальное допустимое значение η_m можно найти по формуле

$$\eta_m > 1,1 - \frac{0,64}{\alpha}.$$

Отсюда следует, что уже при $\alpha = 2$ коэффициент рекуперации должен составлять около 80%, а при $\alpha = 3$ он должен превышать 90%. Таким образом, если потери вдоль силовых линий возрастают всего лишь в несколько раз по сравнению с величиной, соответствующей обычному механизму парных кулоновских соударений, то осуществление термоядерных реакций с избыточным выходом энергии становится абсолютно невозможным **).

В табл. 1 дана сводка параметров для ряда экспериментальных установок с магнитными ловушками открытого типа, которые предназначаются для создания плазмы с быстрыми ионами. Наибольший интерес представляют два последних столбца, в которых указаны достигнутые значения концентрации и средние значения времени жизни, определяемые по скорости распада плазмы. Из этой таблицы следует, что при концентрациях, превышающих 10^{10} , время жизни ионов не удается поднять выше нескольких десятков микросекунд. Таков в общем довольно неутешительный итог исследований, которые более 10 лет ведутся в этом направлении в различных странах.

*) «Атомная энергия», декабрьский номер 1965 г.

**) Следует иметь в виду, что в приведенном расчете не учитываются затраты энергии на поддержание магнитного поля и потери энергии на различные виды излучения. Кроме того, мы пренебрегаем утечкой частиц, не принимая во внимание уменьшение эффективной величины зеркального отношения, вызванное тем, что плазма положительно заряжена по отношению к окружающему пространству. Положительный потенциал плазмы выравнивает скорость ухода электронов и ионов через магнитные зеркала.

Таблица 1

Установка	Тип ловушки	Метод получения быстрых ионов	Диаметр камеры, см	Расстояние между зеркалами, см	W_i , кэВ	Ток инъекции, ма	n	τ *)
1. Огра-I	Простая	Диссоциация H_2^+ на газе	5 1,4 140	1200	80	150	10^8	$3 \cdot 10^{-4}$
2. Огра-II	Минимум-В	Лоренцова ионизация нейтралов	15 1,4 70	200	75	15	10^7	10^{-1}
3. ПР-5	Минимум-В	Ионный магнетрон, неустойчивый плазмен. пучок	5 1,6 40	120	$0,5 \pm 1,0$	—	10^{11} $5 \cdot 10^9$	$5 \cdot 10^{-5}$ 10^{-2}
4. ДСХ-II	Простая	Диссоциация H_2^+ в литиевой дуге	12 3,3 100	265	800	55	$8 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^{-2}$ **) $+ 3 \cdot 10^{-1}$
5. Alice	Минимум-В	Лоренцова ионизация	8 1,7 45	60	20	50	$2 \cdot 10^8$	$5 \cdot 10^{-2}$
6. Phoenix II	»	»	30 2,0	30	20	35	10^8	$3 \cdot 10^{-2}$
7. MTSE	»	Захват плазменного сгустка из пушки	5 1,8 20	70	2,5	—	$5 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{-5}$
8. DECA II	»	»	10 12		1	—	$10^{13} \div 10^{14}$	$5 \cdot 10^{-5}$

*) Величина τ определяется по времени распада плазмы после выключения инжектирующего устройства.

**) При наличии литиевой дуги, пронизывающей пространство, где движутся быстрые ионы.

Однако в настоящее время было бы недальновидным предлагать полное прекращение разработки открытых ловушек. Не исключено, что в открытых системах типа «минимум- B » с резко неоднородными полями во всей области, занятой плазмой, удастся подавить развитие наиболее опасных форм «конусной» неустойчивости. А priori не доказано, что таким путем нельзя достичь условий, при которых $\alpha = 1$, хотя это и представляется маловероятным. Нужно продолжать исследования на действующих установках, но не увлекаться строительством новых больших открытых систем, так как сооружение их на данном этапе не оправдано.

Перейдем к рассмотрению замкнутых магнитных ловушек. Исследования поведения плазмы в таких системах были начаты даже несколько раньше, чем разработка плазменных ловушек открытого типа. Замкнутые ловушки можно разделить на три основных класса:

1. Тороидальные системы, в которых плазма удерживается в равновесии с помощью магнитного поля циркулирующего в ней тока, а для подавления основной магнитогидродинамической неустойчивости плазменного шнура используется очень сильное продольное магнитное поле. Напряженность этого поля H_z должна во много раз превышать напряженность H_t поля, создаваемого током. Примером таких устройств могут служить установки Токамак, разрабатываемые в Отделе плазменных исследований Института атомной энергии.

2. Тороидальные системы с кольцевым плазменным током типа английской установки «Зета», в которой для стабилизации плазменного кольца применяется слабое продольное поле с напряженностью меньшей, чем напряженность магнитного поля тока.

3. Стеллараторы, в которых плазменный шнур может удерживаться в равновесии с помощью одного лишь внешнего поля, обладающего сложной структурой, при которой создается вращательное преобразование магнитных силовых линий (они непрерывно поворачиваются вокруг осевой линии камеры, если двигаться вдоль нее). Исследование свойств плазмы в стеллараторах составляет один из важнейших элементов программы работ по термоядерному синтезу в США.

Из перечисленных трех классов системы, указанные под номером 2, в настоящее время представляют лишь очень ограниченный интерес, так как многочисленные эксперименты показали, что слабое продольное поле неспособно выполнять функцию стабилизации плазменного шнура с током. Более обнадеживающими (если пользоваться терминологией физика-оптимиста) или же менее безнадежными (если говорить словами физика-пессимиста) представляются попытки создать термоядерный генератор на основе систем типа Токамак и Стелларатор.

В установках Токамак до сих пор нагревание плазмы производится только за счет джоулевых потерь протекающего по ней тока, хотя в принципе возможно также применение других методов нагрева (о них будет сказано несколько ниже). Разработка этих установок прошла несколько стадий. Первоначально для экспериментов применялись фарфоровые, кварцевые или стеклянные вакуумные камеры. В этих условиях не удавалось избежать загрязнения плазмы различными примесями. Поэтому температура плазмы была не выше нескольких электрон-вольт и не удавалось достигнуть полной ионизации газа. Положение существенно улучшилось после того, как в 1958—1959 гг. впервые были введены в действие установки с тонкими металлическими камерами, которые можно хорошо обезгаживать предварительным прогревом и тренировкой в электрических разрядах. На новых установках температуру плазмы к 1961 г. удалось поднять до 20—25 эв. Дальнейший существен-

ный шаг был сделан после того, как было обращено внимание на необходимость тщательной коррекции магнитных полей. На установках с улучшенной геометрией магнитного поля в настоящее время можно нагревать водородную плазму током до температуры 600—800 эв *) при напряженности продольного магнитного поля до 20—25 кэс и плотности тока в пределах 100—250 а/см². Концентрация плазмы составляет при этом $\sim 10^{13}$ см⁻³.

На рисунке показано, как за 15-летнюю историю установок Токамак постепенно изменялся один из основных параметров, характеризующих свойства плазменного кольца, — электропроводность σ_E . Величина σ_E для чистой водородной плазмы равна $\approx 1 \cdot 10^{13} T_e^{3/2}$, где T_e — электронная температура плазмы в электронвольтах. При наличии примеси многозарядных ионов электропроводность значительно снижается и поэтому в реальных условиях опыта соотношение между σ_E и T_e может иметь более сложный характер. Однако качественная корреляция между изменением обеих величин сохраняется.

Как показывает опыт, при достаточно большой величине отношения H_z/H_I в плазменном кольце подавляются крупномасштабные магнитогидродинамические неустойчивости. Однако время жизни заряженных частиц в плазме все же оказывается на несколько порядков величины ниже, чем это следует из классической теории диффузии. Таким образом, кроме механизма потери частиц путем обычной диффузии, которая обусловлена парными соударениями между частицами, существует также более сильный механизм «аномальной» диффузии. С аномальной диффузией связаны также аномальные потери энергии. Относительная доля этих потерь в энергетическом балансе установки Токамак составляет от 30 до 70% по отношению к джоулеву теплу. Она зависит от концентрации и температуры плазмы, а также от силы тока и напряженности продольного магнитного поля. О том, в какой степени аномальные потери частиц и энергии в установках Токамак отражаются на перспективах достижения термоядерного уровня, мы будем говорить несколько позднее.

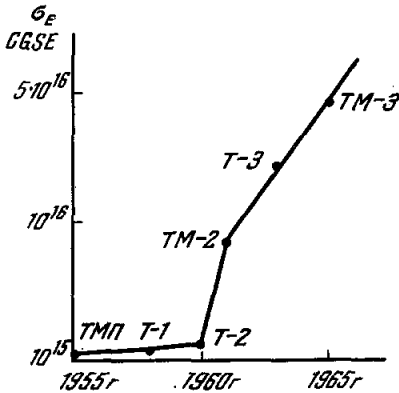
Укажем теперь на некоторые результаты теоретического анализа таких систем. Важнейшим выводом из этого анализа является необходимый критерий магнитогидродинамической устойчивости Крускала — Шафранова. Он выражается неравенством

$$\frac{H_z}{H_I} \cdot \frac{a}{R} > 1. \quad (7)$$

Величина $\frac{H_z}{H_I} \cdot \frac{a}{R}$ **) часто называется «запасом устойчивости». В дальнейшем она будет обозначаться через q . Из экспериментов следует, что условие (7), будучи необходимым, не является все же достаточно жестким. Как известно, любое магнитогидродинамическое возмущение поверхности плазменного шнура можно представить в виде суперпозиции винтовых

*) Здесь говорится об электронной температуре T_e . Величина T_i значительно ниже и составляет не более $\frac{1}{3} T_e$.

**) a — радиус поперечного сечения плазменного шнура, R — радиус тороида.



деформаций простейшей синусоидальной формы, которые классифицируются по номеру своей моды m (номер моды равен числу оборотов вокруг плазменного кольца, после которых деформация замыкается сама на себя). При $q > 1$ стабилизируется только деформация с модой $m = 1$. Если же q превосходит некоторое целое число m , то происходит стабилизация всех мод от 1 до m включительно. Для устранения резко выраженной магнитогидродинамической неустойчивости, по-видимому, вполне достаточно, чтобы были подавлены моды $m = 1$ и $m = 2$ *). Вопрос о причинах аномальной потери энергии, имеющей место даже и при большой величине запаса устойчивости, был изучен теоретически Б. Б. Кадомцевым и его сотрудниками⁶. Согласно этим исследованиям за аномальную потерю энергии должны отвечать несколько специфических механизмов развития неустойчивости. Из них наибольшее значение имеют:

1. Токово-конвективная неустойчивость. Она происходит из-за того, что плазма не является идеальным проводником и ее проводимость есть функция температуры.

2. Температурно-дрейфовая неустойчивость. Она связана с тем, что градиент температуры по сечению плазменного шнура приводит к дрейфовому движению ионов, которое раскачивает ионные колебания плазмы. Кроме того, в плазме низкой плотности может развиваться также неустойчивость, обусловленная тем, что некоторая доля от общего числа частиц в тороидальной системе оказывается запертой между областями усиленного поля (на внутренней стороне плазменного кольца частицы ведут себя так же, как в ловушке с магнитными пробками).

Кадомцевым были даны оценки величины коэффициента теплопроводности плазмы χ_{\perp} в направлении, перпендикулярном к магнитному полю для случаев, соответствующих развитию неустойчивостей 1-го и 2-го типов, а также указаны условия, при которых следует учитывать 3-й тип неустойчивости. Теплопроводность дейтериевой плазмы, обусловленная температурно-дрейфовой неустойчивостью, определяется выражением

$$\chi_{\perp} \sim 10^{-12} \frac{nT_1^2}{aH_z H_I} \quad (7a)$$

Такой характер зависимости χ_{\perp} от параметров системы означает, что азимутальное магнитное поле плазменного тока H_I играет в рассматриваемом случае роль основного стабилизирующего фактора. Это объясняется тем, что температурно-дрейфовая неустойчивость должна резко ослабляться при наличии так называемого «шира». Указанный термин обозначает такую структуру винтового магнитного поля, при которой магнитные силовые линии закручены тем сильнее, чем дальше они проходят от осевой линии плазменного шнура. В установках Токамак «шир» создается благодаря току, текущему в плазме, а в стеллараторах — благодаря наличию внешней винтовой обмотки. При грубых сравнительных оценках свойств различных систем мерой «шира» могут служить отношения $\frac{H_I}{H_z}$ при одинаковых значениях a .

Формула (7a) должна быть справедлива в том случае, если температура изменяется по сечению плазменного шнура (в радиальном направлении) быстрее, чем плотность, т. е. если выполняется условие

$$\left| \frac{d \ln T}{d \ln n} \right| > 1.$$

*) Этот вывод нельзя, однако, считать строго доказанным.

Из (7а) следует, что потери энергии из плазмы за счет неустойчивости растут пропорционально $T_i^{3/2}$ и обратно пропорционально напряженности продольного поля H_z и поля тока H_I . Численный коэффициент в выражении для χ_{\perp} в настоящее время может быть оценен теоретически только с точностью до порядка величины, так как он очень чувствителен к выбору формы кривых распределения n и T по радиусу, в особенности по отношению к граничным условиям, которые остаются достаточно неопределенными. Некоторая произвольность в выборе численных коэффициентов характерна, вообще говоря, для всех формул, которые используются при определении аномальных потерь энергии, вызванных различными механизмами неустойчивости. По-видимому, на современном этапе наших знаний нужно закрепить неизбежность такого произвола введением общего правила «допустимой тройки», согласно которому при всех вычислениях теоретических величин потерь энергии и при их сравнении с данными опыта различие менее чем в три раза в ту или другую сторону, т. е. менее чем на половину порядка, не признается имеющим реальное значение.

Температурно-дрейфовая неустойчивость при высоких температурах представляет собой главный источник потерь энергии из водородной плазмы. Все другие виды потерь имеют относительно меньшее значение.

Теория токово-конвективной неустойчивости, развитая Б. Б. Кадомцевым, показывает, что роль этого механизма в охлаждении замкнутого плазменного кольца существенна лишь до температур, не превышающих несколько десятков эв. С увеличением T_e коэффициент аномальной теплопроводности, связанной с токово-конвективной неустойчивостью, уменьшается как $T_e^{-5/4}$. Утечка плазмы за счет неустойчивости на запертых частицах, согласно вычислениям Кадомцева, начинает преобладать над остальными механизмами утечки при

$$\frac{\lambda_e \rho_i}{a^2} > 10,$$

где λ_e — средняя длина свободного пробега электронов плазмы. В настоящее время в отдельных экспериментах на установках Токамак создаются режимы, при которых величина $\frac{\lambda_e \rho_i}{a^2}$ превосходит 10, поэтому можно ожидать дополнительных потерь энергии из-за неустойчивости на запертых частицах. Однако при достаточно высокой плотности плазмы абсолютная величина этих потерь должна быть невелика и ее можно не учитывать в энергетическом балансе плазмы. В предположительных термоядерных генераторах будущего указанный вид потерь, по-видимому, можно будет устранить, если установки будут иметь достаточно большие размеры. Обсудим теперь вопрос о перспективах разработки установок Токамак в общем плане решения задачи об управляемом термоядерном синтезе. Соображения, которые могут быть высказаны по этому поводу, пока еще, конечно, не обладают достаточной строгостью и убедительностью, но все же являются полезными, поскольку они позволяют увидеть, в чем заключается характер конкретных задач и трудностей на нашем пути. Допустим сначала, что аномальные потери энергии из плазменного шнура полностью отсутствуют. В этом случае энергия уходит из плазмы только в виде электромагнитного излучения и теплового потока, связанного с классическим механизмом теплопроводности. Отношение величины этого потока к энергии, теряемой в виде рентгеновского тормозного излучения, по порядку величины равно $\sim \frac{10^{12} q^2}{a^2 H_z^2}$ (*), где q — запас

*) При $T_i \approx T_e$.

устойчивости. При $q = 2$, $a = 100$, $H_z = 10^5$ это отношение составит всего лишь $\sim 0,04$. Таким образом, классической теплопроводностью в энергетическом балансе термоядерного генератора можно пренебречь. Нетрудно объяснить, почему должна существовать такая разительная разница в поведении классической замкнутой системы по сравнению с классической зеркальной ловушкой. В последней частица теряется за одно столкновение, а в первой она должна много раз столкнуться с другими частицами, прежде чем ей удастся продиффундировать поперек силовых линий на расстояние порядка a . Число таких столкновений порядка $\left(\frac{a}{\rho_i}\right)^2$, и именно этот фактор создает различие между обоими типами магнитных систем. Таким образом, при условии обеспечения устойчивости плазменного шнура замкнутые системы можно было бы использовать для сооружения термоядерных генераторов, не выходя при этом за рамки тех технических средств, которые достигнуты в настоящее время.

Однако полная устойчивость сможет быть достигнута только при термодинамическом равновесии в однородной плазме. В горячем плазменном кольце, оторванном от стенок термоядерной камеры, неизбежно развите дрейфово-градиентных неустойчивостей, которые приводят к аномальным тепловым потерям. Выясним, какие параметры должны быть заданы для установки Токамак, работающей в качестве термоядерного генератора с положительным энергетическим выходом, в том случае, если имеют место аномальные тепловые потери, вызванные механизмом температурно-дрейфовой неустойчивости. Потери тепла из-за аномальной теплопроводности на единицу длины плазменного кольца будут составлять

$$Q \sim 2\pi\chi_{\perp} T_i \sim 10^{-11} \frac{nT_i^{5/2}}{aH_z H_I}. \quad (8)$$

Они должны компенсироваться выделением ядерной энергии. Условие компенсации имеет следующий вид:

$$\pi a^2 n_1 n_2 \overline{v_i \sigma_{яд}} \eta_1 W \sim 10^{-11} \frac{nT_i^{5/2}}{aH_z H_I}. \quad (8a)$$

Здесь $\overline{v_i \sigma_{яд}}$ — усредненное значение произведения скорости иона на эффективное сечение ядерной реакции, n_1 и n_2 — концентрации взаимодействующих компонент ($n_1 + n_2 = n$), η_1 — к. п. д. использования ядерной энергии, W — энергия реакции. Рассмотрим частный случай реакции ДТ при смеси равных количеств дейтерия и трития. При этом $\eta_1 W \approx 1,6 \cdot 10^{-5}$ (т. е. ≈ 10 Мэв) и $n_1 = n_2 = \frac{1}{2}n$. Потерями энергии на тормозное излучение можно пренебречь при $T_i > 4 \cdot 10^7$. Пусть $T_i = 10^8$ (т. е. ≈ 10 кэв). Значение $\overline{v_i \sigma_{яд}}$ при этом будет $\sim 10^{-16}$. Принимая запас магнитогидродинамической устойчивости равным 2, мы можем при заданной температуре записать условие (8a) в следующем виде:

$$\frac{\pi a^4 H_z^2}{R} \sim 10^{30}. \quad (9)$$

В установке достаточно больших размеров отношение a/R может быть сделано равным $1/5$. Следовательно, для осуществления режима с положительным выходом энергии нужно выполнить условие $\pi a^3 H_z^2 > 10^{31}$. При $n = 10^{15}$ и $H = 10^5$ это условие будет соблюдено, если радиус поперечного сечения плазменного кольца превысит ~ 1 м. Эта оценка, по-видимому, слишком оптимистическая, так как мы не учитывали того, что

при большом градиенте температуры интенсивное выделение ядерной энергии будет иметь место только в относительно небольшой области поперечного сечения плазменного шнура. Учет указанного обстоятельства может внести в оценку величины, стоящей в правой части соотношения (9), дополнительный численный коэффициент, что приведет к необходимости соответственно увеличить произведение $na^3H_z^2$. Тем не менее, представляется, что основные параметры, необходимые для термоядерного генератора, хотя и выходят далеко за рамки возможностей современной техники, но при дальнейшем техническом прогрессе будут достигнуты по крайней мере через несколько десятилетий. Принципиальная возможность осуществления в установках Токамак режимов с положительным выходом энергии кажется обещающей. Однако остается вопрос о том, удастся ли нагреть плазму до такой температуры, при которой выделение ядерной энергии с избытком компенсирует тепловые потери.

До сих пор мы нагревали плазму только за счет выделения джоулева тепла. Предельная температура, которая может быть достигнута этим методом, определяется из условия

$$\frac{I^2}{\pi a^2 \sigma_E} \approx 2\pi \chi_{\perp} T_i. \quad (10)$$

Для упрощения расчетов при очень грубой оценке мы можем приравнять T_e и T_i . Используя выражение (8), мы получим из (10)

$$T_i \approx 10^6 \frac{aH_z}{(R^3 q^3 n)^{1/4}}. \quad (11)$$

Здесь следует отметить, что величина T_i не очень чувствительна к выбору численного коэффициента в выражении для χ_{\perp} , так как этот коэффициент входит в формулу (11) под корнем 4-й степени.

Полагая $a = 100$, $H_z = 10^5$, $R = 500$, $q = 2$, $n = 10^{15}$, мы находим, что $T_i \approx 10^7$. Следовательно, с помощью одного лишь омического нагрева нельзя достичь желаемой цели. Между значением, которое может быть получено, и той величиной, которая необходима, остается разрыв с отношением величин масштаба 10. Нужно искать другие методы для того, чтобы этот разрыв был ликвидирован. В настоящее время одним из естественных путей преодоления указанной трудности представляется использование метода внешней инжекции в плазму потока быстрых нейтральных частиц. Такой поток может быть квазистационарным или же он состоит из отдельных плотных сгустков, которые последовательно выстреливаются в тороидальную камеру. Пока еще почти ничего не сделано для разработки такого метода нагревания плазмы, но, возможно, именно ему принадлежит будущее. Поэтому следует полагать, что в ближайшие годы разработка методов создания интенсивных импульсных и квазистационарных потоков нейтральных частиц займет важное место в общей программе работ по управляемому синтезу.

Имеющийся экспериментальный материал, к сожалению, пока еще недостаточен для того, чтобы можно было говорить о хорошем количественном согласии приведенных теоретических оценок коэффициента теплопроводности плазмы и экспериментальных данных об энергетическом балансе, полученных в опытах на установках Токамак. Если допустить, что нагрев ионов происходит в основном не за счет теплопередачи при парных кулоновских столкновениях с электронами, а благодаря механизму возбуждения ионного звука электронным потоком, то в рамках принципа допустимой тройки расхождение между теорией и экспе-

риментом в определении величины Q , по-видимому, отсутствует. Однако остаются невыясненными два важных вопроса:

- а) действительно ли энергия уносится из плазмы ионами;
- б) действительно ли нагрев ионов происходит в обход неэффективного механизма теплообмена при парных столкновениях.

Следует подчеркнуть, что в режимах опыта, которые характеризуются большой величиной напряженности продольного магнитного поля ($H_z \gg 2 \cdot 10^4$ э) и высокой температурой плазмы ($T_e > 1 \cdot 10^6$), потери энергии из плазменного шнура при хороших вакуумных условиях во много раз меньше, чем те, которые предписываются известной полумпирической формулой Бома *). Отношения измеренных потерь к величинам, вычисленным с помощью указанной формулы при оптимальных режимах на установках Т-3 и ТМ-3, доходят до 0,1, т. е. оказываются далеко за пределами дозированной неопределенности. Времена жизни ионов для таких режимов в установках Токамак составляют несколько миллисекунд (при $a = 10$ см и $n \sim 10^{13}$), а энергетический к. п. д. процесса омического нагрева (т. е. отношение энергии, накопленной в плазме, к интегралу джоулевых потерь) достигает 25—30% **). Этот результат есть главная опора осторожного оптимизма, с которым мы в настоящее время смотрим на дальнейшие перспективы разработки рассматриваемого направления исследований.

Основное достоинство стелларатора как магнитной ловушки состоит в том, что равновесие плазменного витка в этой системе может быть обеспечено и при отсутствии продольного тока в плазме. Однако это достоинство покупается дорогой ценой. Величина «шира» в стеллараторе оказывается значительно меньшей, чем в установках Токамак. Кроме того, из-за малой величины отношения радиуса плазменного витка к его длине границы магнитогидродинамической устойчивости системы оказываются очень узкими. Экспериментальные данные, полученные в Принстоне (в частности, на большом стеллараторе *C*), показывают, что в широком диапазоне изменения начальных параметров работы стеллараторов (в режиме омического нагрева) имеют место сильная аномальная диффузия и потери энергии, соответствующие по величине формуле Бома. Механизм этих потерь еще нельзя считать окончательно выясненным. Они существуют не только в режиме омического нагрева плазмы продольным током, но и в условиях, когда энергия поступает в плазму от высокочастотного электромагнитного поля, с помощью которого осуществляется резонансный нагрев ионов на циклотронной частоте.

В стеллараторах температура плазмы обычно значительно ниже 50 эв, и поэтому при наличии продольного тока существенную роль могут играть потери, обусловленные токово-конвективной неустойчивостью. Кроме того, не исключено, что плазма в стеллараторе неустойчива по отношению к возмущениям магнитогидродинамического типа, так как магнитная система не удовлетворяет принципу «минимум-*B*». При дальнейшем повышении температуры на поведение плазменного шнура будет оказывать сильное влияние дрейфово-температурная неустойчивость, которая при малой величине «шира» должна приводить к сильному охлаждению плазмы. Для того чтобы превратить стелларатор в ловушку, способную хорошо удерживать высокотемпературную плазму, необходимо внести в эту систему коренные усовершенствования, точнее говоря,

*) Согласно этой формуле среднее время жизни заряженных частиц в плазменном шнуре равно $\frac{3a^2eH}{ckT_e}$.

**) В открытых системах энергетический к. п. д. инжекции не превышает десятых долей процента.

сделать дальнейший шаг и перейти от стелларатора к новым типам магнитных систем. Возможно, что именно в этом случае будет достигнут существенный успех. В частности, возможно, что успех будет достигнут при переходе от стелларатора к замкнутым системам класса минимум-В. В этом случае по крайней мере может быть обеспечена достаточная магнитогидродинамическая устойчивость плазменного шнура. Следует отметить, что в установках Токамак минимум-В имеет место практически при всех режимах процесса, осуществляющихся на опыте *).

Разработка новых типов замкнутых магнитных ловушек с полем, удовлетворяющим принципу «минимум-В», может сыграть важную роль в изменении общего состояния проблемы управляемого синтеза.

При обсуждении перспектив основных направлений исследования, связанных с термоядерным синтезом, нельзя сбрасывать со счета разработку методов кратковременного нагревания плазмы. Хотя эти методы, по-видимому, не в состоянии привести к решению основной задачи, они, тем не менее, могут представлять значительный интерес для достижения более скромных целей. Уже в настоящее время в установках, где происходит очень быстрое сжатие плазмы электродинамическими силами при мощных прямых разрядах с большой величиной продольного тока (так называемый «нецилиндрический пинч»), удается достигать рекордной концентрации энергии в малых объемах, и таким путем создается плазма с плотностью выше 10^{19} и с температурой порядка 10^7 ° (т. е. $\sim 10^3$ эв). Максимальная величина газокINETического давления горячей плазмы в этом случае оказывается гораздо более высокой, чем в опытах с системами « θ -пинч», где сжатие плазмы происходит в нарастающем внешнем поле соленоида. При этом наблюдается кратковременное, но довольно интенсивное нейтронное излучение (до $\sim 10^{10}$ нейтронов в одном импульсе в опытах Филиппова и его сотрудников в ОПИ ИАЭ и аналогичных экспериментах Мэсера в США). По-видимому, при дальнейшем усовершенствовании этого метода плотность и температуру плазмы удастся значительно повысить за счет более эффективного использования работы сил сжатия **). Это открывает путь к созданию новых видов очень мощных импульсных источников нейтронов. Представляется весьма вероятным, что уже в ближайшие годы удастся довести выход нейтронов за импульс по крайней мере до величины порядка 10^{12} в разрядах на чистом дейтерии и до 10^{14} при работе на смеси дейтерия и трития. Энергетический к. п. д. ядерных реакций будет при этом достигать 0,1% (для смеси DT). Как уже говорилось, одно из самостоятельных направлений в физике высокотемпературной плазмы образуют работы, в которых изучаются различные методы удержания плазмы и стабилизации плазменных образований с помощью высокочастотных электромагнитных полей. Такие исследования ведутся в ряде институтов СССР и в Саклэ во Франции. В системах, предназначенных для удержания плазмы высокочастотным полем, газокINETическому давлению противопоставляется усредненная величина электромагнитного давления, пропорциональная \bar{H}^2 . При этом открывается путь для создания целого ряда интересных систем, удовлетворяющих принципу «минимума усредненного \bar{H}^2 ». На современном уровне

*) В случае тороидальных систем типа Токамак и Стелларатор условие «минимум-В» нуждается в особой формулировке. Оно не равносильно требованию, чтобы при удалении от поверхности плазменного витка напряженность магнитного поля везде возрастала. Вместо этого требования, которое в такой простой форме не удовлетворяется, нужно пользоваться некоторым интегральным законом. Мы здесь не будем вдаваться в тонкости этих формулировок.

**) В настоящее время лишь очень небольшая доля тепловой энергии, аккумулированной плазмой, приходится на тот небольшой объем, в котором вещество имеет очень высокую температуру и плотность

развития высокочастотной техники нельзя рассчитывать на то, чтобы методы, в которых для удержания плазмы используются в. ч. поля, могли привести в ближайшие годы к ощутимым результатам в отношении получения плотной высокотемпературной плазмы. Достижимые значения напряженности в. ч. полей очень малы даже в том случае, если эти поля создаются на очень короткие промежутки времени. Возможно, что разработка новых сверхпроводящих сплавов позволит в дальнейшем настолько снизить потери на поддержание в. ч. полей, что перспективы практического применения в. ч. ловушек для сохранения горячей плазмы будут выглядеть более обнадеживающими. Однако, судя по темпам и результатам разработок, вряд ли это произойдет ранее, чем через несколько десятилетий. Такая оценка ситуации в данной области, конечно, отнюдь не равнозначна выводу о нецелесообразности проведения дальнейших физических исследований. Наоборот, следует считать, что изучение процессов взаимодействия плазмы с в. ч. полями с помощью сравнительно небольших экспериментальных установок представляет интерес не только с чисто научной точки зрения, но также как подготовка почвы для возможных практических применений в дальнейшем. То же самое можно сказать и по отношению к исследованиям, в которых в. ч. поля используются не непосредственно для целей удержания плазмы, а как вспомогательное средство для устранения неустойчивостей. За последние годы в ряде экспериментальных работ были получены четкие указания на то, что с помощью в. ч. полей можно подавить крупномасштабные магнитогидродинамические неустойчивости плазменного шнура с током (такие опыты выполнены в ОПИ ИАЭ и в Сухумском физическом институте). Здесь также дальнейший прогресс ограничивается радиотехническими возможностями.

Несколько слов в заключение.

Исследования по проблеме управляемого ядерного синтеза еще не вывели нас на широкую дорогу к термоядерной электростанции. Пока это только задел на будущее. Однако если стремиться приблизить это будущее, то нельзя сокращать те усилия, которые делаются сейчас, т. е. отказываться от выполнения достаточно широкой программы исследований по физике высокотемпературной плазмы. Необходимо, конечно, чтобы научная программа была ориентирована на разработку наиболее актуальных вопросов и не загромождалась обломками тематики, потерявшей значение и сохраняющейся по инерции. Распределение усилий по широкому фронту теоретических и экспериментальных разработок должно соответствовать их научной значимости, которая время от времени нуждается в переоценке. В частности, в настоящее время наибольшее внимание должно быть привлечено к разработке замкнутых магнитных ловушек.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, В. Г. Тельковский, Е. Е. Юшманов. *ЖЭТФ* **40**, 40 (1961).
2. М. С. Иоффе, Р. И. Соболев, *Атомная энергия* **17**, 366 (1964).
3. Ю. В. Готт, М. С. Иоффе, Е. Е. Юшманов, in «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research», vol. 1, Vienna, 1966, стр. 19.
4. M. Rosenbluth, R. Post, *Phys. Fluids* **8**, 547 (1965).
5. Д. В. Сивухин, *Атомная энергия* **10**, 510 (1965).
6. Б. Б. Кадомцев, О. П. Погуде, in «Plasma Physics and Controlled Nuclear Fusion Research», vol. 1, Vienna, 1966, стр. 365.