

БЕЗНЕЙТРОННЫЙ РЕЗОНАНСНЫЙ СИНТЕЗ (необходимость, принципы, проблемы, пути реализации)

В.И. Волосов (ИЯФ СО РАН)

Обсуждается необходимость создания безнейтронной атомной энергетики синтеза. Излагаются физические принципы безнейтронного (резонансного) синтеза. В качестве примера резонансной реакции приводится реакция $p-^{11}\text{B}$. Рассматриваются проблемы, возникающие при реализации подобной реакции в реакторе синтеза. Возможный путь для создания реактора синтеза и решения проблем — это использование открытой магнитной ловушки с радиальным электрическим полем — асимметричной центробежной ловушки. Помимо удержания плазмы, эта система осуществляет нагрев ионов бора и протонов при их ионизации и высокоэффективную рекуперацию их энергии при выходе из ловушки. Система разводит потоки альфа-частиц с разной энергией по разным системам конверсии, расположенных в разных «пробках», что позволяет иметь высокую эффективность конверсии энергии альфа-частиц в электроэнергию.

NEUTRONLESS RESONANCE FUSION. V.I. VOLOSOV. This paper concerns the development of neutronless fusion power engineering. The physical foundations for neutronless (resonance) fusion are stated. The $p-^{11}\text{B}$ -reaction is taken as an example of resonance reaction. Problems arising at realization of such a reaction in a fusion reactor are considered. They can be solved via the application of an open magnetic trap with radial electric field, i.e. asymmetric centrifugal trap. Besides plasma confinement, this system performs heating of boron ions and protons while they are ionized as well as high-efficiency recuperation of their energy when they leave the trap. Moreover, the system separates flows of alpha particles of various energies over different conversion systems located in different «plugs», which allows high-efficiency conversion of alpha particle energy to the electrical one.

НЕОБХОДИМОСТЬ БЕЗНЕЙТРОННОЙ ЭНЕРГЕТИКИ

Проблема энергетики будущего обсуждается начиная с середины прошлого века. Ограниченность мировых запасов углеводородного сырья и недостаток сырьевых ресурсов в ряде стран были основными стимулами создания и бурного развития атомной энергетики. Сегодня атомная энергетика вырабатывает около (свыше) 10% всей энергии в мире (Россия — 15%, США — 25%, Франция — 70%). Другое решение энергетической проблемы в будущем — создание термоядерного реактора. Очередной шаг в этом направлении — это строительство (создание) преддемонстрационного реактора ИТЭР, работающего на реакции синтеза $\text{D}-\text{T}$.

Преимущество энергетики, основанной на реакции синтеза, перед энергетикой деления — это практически неограниченные запасы сырья (дейтерий в океанах). По оценкам при максимальном уровне потребления запасов уранового топлива достаточно до 500—5000 лет (в зависимости от типа реакторов), запасов термоядерного топлива до 10^9 лет.

Однако как атомная, так и термоядерная энергетика имеют принципиальный недостаток, который весьма существенно влияет на использование этих видов энергетики, особенно по мере их широкого развития. Этим недостатком являются радиоактивные отходы.

Энергия как в реакциях деления, так и в реакциях синтеза вырабатывается с участием нейтронов. В результате нейтронного облучения происходит активация топливных и конструкционных элементов. Поэтому как в процессе эксплуатации этих энергетических систем, так и после завершения работы этих систем (после выработки ресурса) требуется переработка радиоактивных ядерных отходов. Эта переработка требует сложной и дорогостоящей технологии и, кроме того, даже после переработки требует захоронения радиоактивных отходов. В настоящее время подобная технология только разрабатывается, переработка идет очень медленно, и поэтому сегодня 130 тыс. т отходов урановой энергетики (в мире) требуют переработки и захоронения (70 тыс. т в России). К этой проблеме примыкают проблема аварии на атомном реакторе (Чернобыль) и проблема возможного терроризма как на реакторе, так и в системе хранения ядерных отходов.

Следует отметить, что Германия отказалась от продолжения работ по ядерной энергетике и демонтирует (точнее, не возобновляет) ядерные реакторы.

Реактор на быстрых нейтронах снижает опасность при переработке отходов, но проблема переработки остается.

Термоядерный синтез (DT), возможно, позволит снизить объем активированных отходов, но проблема их переработки может быть более сложной, так как активация конструкционных материалов в этих системах осуществляется быстрыми нейтронами. Энергия термоядерных нейтронов в $\text{D}-\text{T}$ -реакции 14,06 МэВ.

Безнейтронный синтез — это получение энергии за счет реакций, идущих только на заряженных частицах. В безнейтронном синтезе полностью решается проблема нейтронной активации (нет нейтронов — нет нейтронной активации). Безнейтронный синтез позволяет решить также еще одну проблему — экологическую проблему современной мощной энергетики. Она связана с тем, что любая современная энергетика при выработке электроэнергии использует тепловой цикл, т.е. порядка 30% энергии превращается в электроэнергию, а более 70% энергии выбрасывается в атмосферу независимо от источника тепловой энергии (уголь, мазут, урановая и термоядерная энергетика). При переходе к безнейтронному синтезу эти потери отсутствуют, так как здесь естественным образом реализуется (должно реализовываться) прямое преобразование энергии ядерных частиц (продуктов реакции) в электроэнергию.

Часть энергии этих частиц за счет несовершенства систем преобразования может выделяться в виде тепла. Это тепло может трансформироваться в электроэнергию в дополнительном тепловом цикле. Однако доля тепловых потерь в рассматриваемой схеме существенно ниже, чем в любой классической схеме, вырабатывающей электроэнергию. По оценкам, эти потери можно снизить до 10% от всей выработанной энергии (электроэнергии). Эту цифру следует сравнить с 200% потерь (от всей выработанной энергии) в любой атомной или термоядерной энергосистеме при использовании теплового цикла.

РЕАКЦИИ БЕЗНЕЙТРОННОГО СИНТЕЗА (УСЛОВИЯ ИХ РЕАЛИЗАЦИИ)

Сегодня известно несколько безнейтронных реакций синтеза [1], однако, по-видимому, только две из них могут быть пригодны для выработки энергии. Это реакции $p-^{11}\text{B}$ [2] и $\text{D}-^3\text{He}$ [3, 4].

Реакция $p-^{11}\text{B}$. Схема реакции: при столкновении протона с ядром ^{11}B образуются α -частица с энергией 4,09 МэВ и ядро ^8Be , которое распадается через 10^{-16} с на 2 α -частицы с энергией 2,29 МэВ каждая. Сечение реакции имеет резонанс при энергии сталкивающихся частиц 590 кэВ, максимальное сечение в резонансе 1,2 барн [5]. Поляризация ядер увеличивает это сечение в 1,6 раза [6].

Реакция $\text{D}-^3\text{He}$. При столкновении ядер дейтерия и ^3He образуются α -частица с энергией 3,67 МэВ и протон с энергией 14,67 МэВ. Максимальное сечение реакции 0,71 барн при энергии сталкивающихся частиц 470 кэВ. Строго говоря, эта реакция не является безнейтронной, так как наличие дейтерия при любых условиях дает нейтроны за счет побочной $\text{D}-\text{D}$ -реакции.

Наиболее серьезная проблема, ограничивающая использование этих реакций в режиме термоядерного синтеза, — энергетические потери на электронах [7].

Для реакции $p-^{11}\text{B}$ тормозное излучение превышает энергетический выход термоядерной реакции при любой температуре плазмы. Этот расчет проведен для идеального случая — полное отсутствие любой «золы»: как холодных α -частиц, так и примесей (рис. 1).

Для реакции $\text{D}-^3\text{He}$ более серьезным ограничением являются потери на синхротронное излучение P_s . Расчет, проведенный при идеальных условиях — полном отсутствии примесей, малом времени жизни «золы» — «холодных» α -частиц, а также в предположении, что фактор $\beta = 1,0$ дает потери на синхротронное излучение порядка 50% от всего энергетического выхода (рис. 2). Более реалистичская оценка

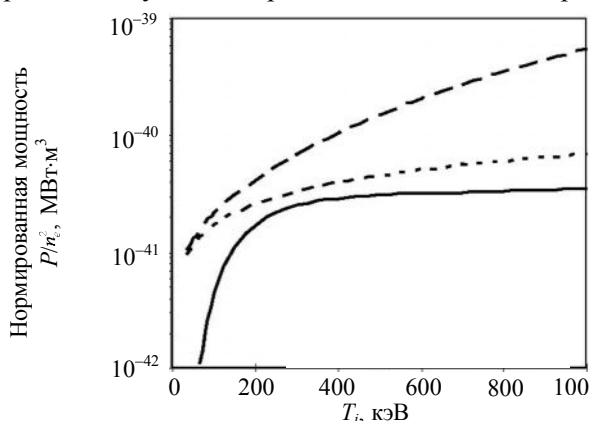


Рис. 1. Сравнение мощности реакции синтеза P_f (—) и мощности тормозного излучения для реакции $p-^{11}\text{B}$ [5]: — — — при $T_e = T_i$; - - - - при $T_e \neq T_i$

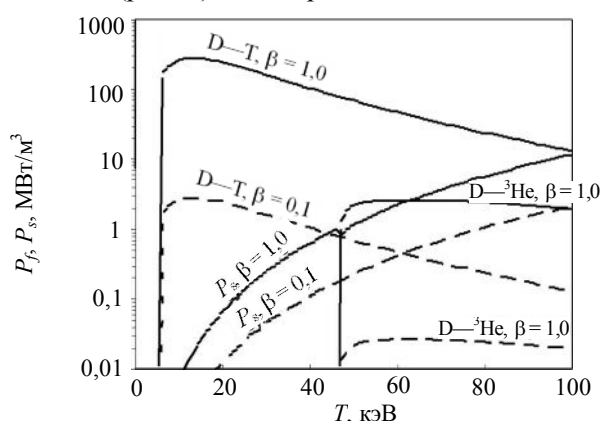


Рис. 2. Мощность реакции синтеза P_f и синхротронных потерь P_s для $\text{D}-\text{T}$ и $\text{D}-^3\text{He}$ [5]

с учетом каналов потерь (например, при $\beta = 0,8$) дает величину уровня потерь на излучение порядка 1,0, что говорит о невозможности использовать эту реакцию в реальной термоядерной системе.

Решение этой проблемы — отказ от термоядерного синтеза и переход к такой схеме синтеза, в которой электронная температура много ниже энергии ионов $T_e \ll W_i$.

РЕЗОНАНСНЫЙ СИНТЕЗ

Термоядерный синтез — это энергообмен только через кулоновские столкновения и, соответственно, термодинамически равновесная плазма, т.е. $T_e = T_i$.

Переход к системам с основным энергообменом через внешнее электрическое поле позволяет реализовать так называемый резонансный синтез. Это переход к системам, аналогичным ускорителю-рекуператору. Легкие ионы ускоряются (нагреваются) в момент инжекции до энергии, соответствующей максимальным (резонансным) сечениям реакции синтеза, далее они удерживаются в объеме магнитной ловушки и реализуют реакцию синтеза, сталкиваясь с объемной мишенью — тяжелыми ионами, заполняющими весь объем ловушки. Далее легкие ионы выводятся из ловушки с полной рекуперацией их энергии (рис. 3).

Условие, необходимое для реализации резонансного синтеза, — время жизни более легких ионов в плазме должно быть много меньше, чем время обмена энергией между этими ионами и электронами. Легкие ионы — протоны в реакции $p-^{11}\text{B}$ и дейтроны в реакции $\text{D}-^3\text{He}$. Необходимость этого условия связана с тем, что энергия электронов определяется той долей энергии, которую легкие ионы теряют за время жизни в ловушке. Желательно, чтобы за время жизни ион отдавал электронам не более 0,1 части своей энергии.

В подобной системе часть плазмы находится в частичном термодинамическом равновесии — холодные протоны, бор и электроны. Однако эта часть плазмы (кроме электронов) не вносит существенно вклада в энергообмен. Для рассматриваемых реакций — это адекватное решение проблемы.

Основные формальные принципы (требования) и условия для реализации резонансного синтеза:

1. Относительно короткое время жизни протона в ловушке τ_p^L по сравнению с временем потери энергии протона на электронах τ_p^E :

$$\tau_p^L \ll \tau_p^E \tag{1}$$

и, соответственно, относительно низкая электронная температура: $T_e \ll W_i$; $T_e \approx 0,1 W_i$ в реакции $p-^{11}\text{B}$. (рис. 3, 4). Вследствие этого:

— потери плазмы за счет тормозного излучения не превышают 1—3% от полной энергии ядерного синтеза;

— ядерная реакция идет практически для всех протонов (дейтронов) вблизи максимума сечений соответствующей реакции, т.е. идет резонансная реакция;

— это условие определяет высокую эффективность рекуперации энергии легких ионов. Для реакции $p-^{11}\text{B}$ при 10%-ном разбросе по энергии потери энергии в рекуператоре могут быть много ниже 0,1% [8].

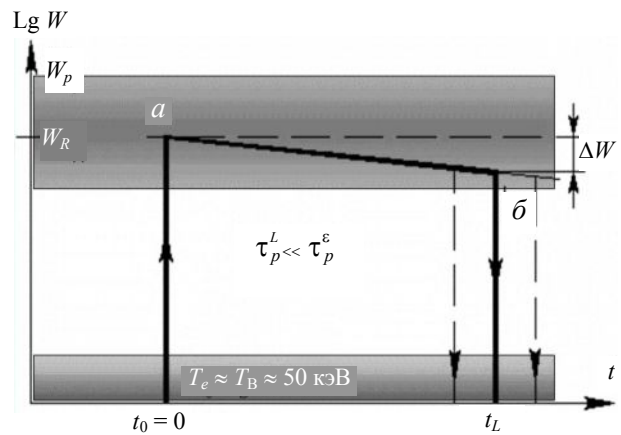


Рис. 3. Эволюция энергии протона W_p (легкого иона) в режиме резонансного синтеза: t_0 — момент инжекции нейтрального атома и образования горячего иона (a — область инжекции); t_L — момент торможения и выхода иона из ловушки (b — область рекуперации); $W_p \sim 500-600$ кэВ; ΔW — потери энергии иона на нагрев электронов; W_R — энергия резонансного синтеза; T_e и T_B — температура электронов и ионов бора (остывших)

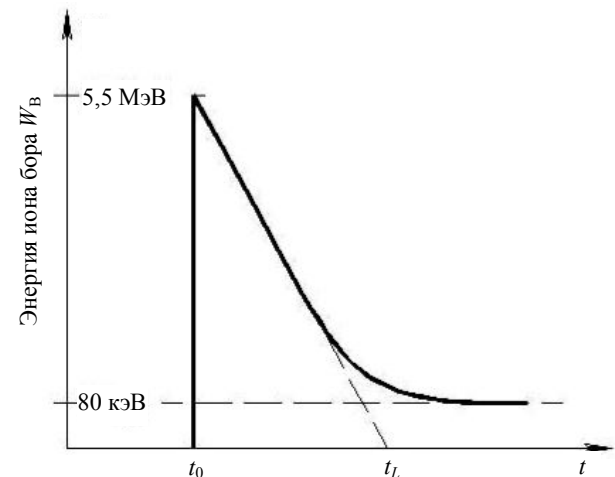


Рис. 4. Эволюция энергии иона бора в режиме резонансного синтеза: t_0 — момент инжекции атома бора и образования горячего иона; t_L — характерное время многократной ионизации и остывания иона бора

2. Высокоэффективная система рекуперации энергии протонов (в первую очередь), а также электронов (50—70%).

Как следствие пунктов 1, 2: изотропное распределение протонов в фазовом пространстве (существенное отличие от пучкового синтеза) (рис. 5); резонансное распределение легких ионов и α -частиц в энергетическом пространстве (рис. 6).

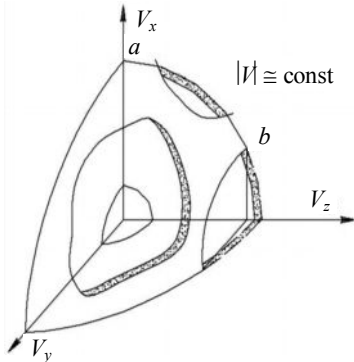


Рис. 5. Область, занятая резонансными протонами в пространстве скоростей в асимметричной центробежной ловушке (АЦЛ): a — область инжекции; b — область рекуперации

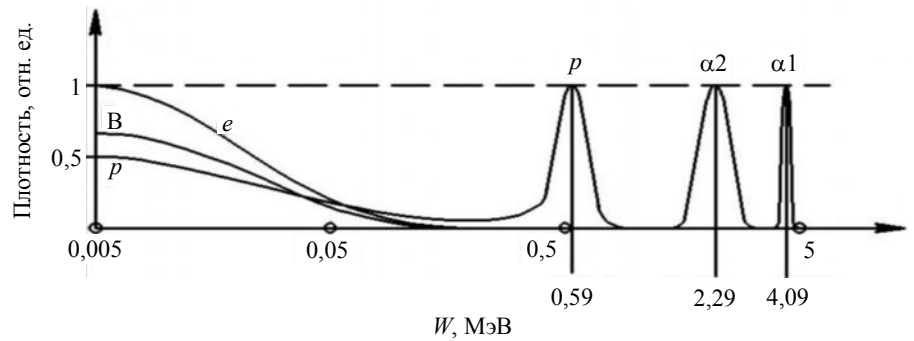


Рис. 6. Распределение плотности заряженных частиц по энергии в АЦЛ в режиме резонансного синтеза (реакция $p-^{11}\text{B}$); плотность $\alpha 2 (10^3)$, плотность $\alpha 1 (10^4-10^6)$ (в зависимости от метода конверсии)

3. Для повышения эффективности конверсии энергии α -частиц в электроэнергию и, соответственно, реализации резонансного синтеза α -частица не должна терять энергию на плазме. Вывод α -частиц на конвертер должен происходить много быстрее, чем характерное время потерь энергии этих частиц на ионах и электронах или время размытия их спектра τ_α^e :

$$\tau_\alpha^L \ll \tau_\alpha^e. \quad (2)$$

При выполнении перечисленных условий внешняя энергосистема является источником «нагрева» плазмы и эффективным, прямым преобразователем энергии частиц, уходящих из плазмы, в электроэнергию (α -частицы, протоны, электроны, ионы бора).

РЕЗОНАНСНЫЙ СИНТЕЗ НА ОСНОВЕ АСИММЕТРИЧНОЙ ЦЕНТРОБЕЖНОЙ ЛОВУШКИ, РЕАКЦИЯ $p-^{11}\text{B}$

Все перечисленные условия и требования выполняются в асимметричной центробежной ловушке (АЦЛ) [9, 10].

Удержание заряженных частиц в ловушках с радиальным электрическим полем. Условие удержания частиц в ловушке с радиальным электрическим полем имеет вид [11, 12]

$$V_{\parallel}^2 \leq V_{\perp}^2 (R_H - 1) + V_{E_0}^2 \left(1 - \frac{1}{R_r} \right) + 2e\Delta\phi/m, \quad (3)$$

где V_{\parallel} и V_{\perp} — продольная и поперечная скорости частиц в ловушке (условие (3) описывает свойства частиц во вращающейся системе координат); $V_{E_0} = cE_0/H_0$ — скорость вращения плазмы в скрещенных полях в центре ловушки; $\Delta\phi$ — барьерный электростатический потенциал; R_H — отношение магнитного поля в магнитной пробке к полю в центре ловушки; $R_r = r_0^2/r_m^2$ — квадрат отношения радиуса плазмы в центре ловушки r_0 к ее радиусу в магнитной пробке r_m ; e, m — заряд и масса частицы (рис. 7). В обычной ловушке с радиальным электрическим полем параметры R_H и R_r однозначно связаны между собой соотношением $R_H = H_m/H_0 \equiv (r_0/r_m)^2 = R_r$. Однако в общем случае эти параметры независимы, что дает возможность создать ловушку с различными условиями удержания в правой и левой пробке. Эта система называется асимметричная (по оси Z) центробежная ловушка (аксиальная симметрия при этом сохраняется) [9].

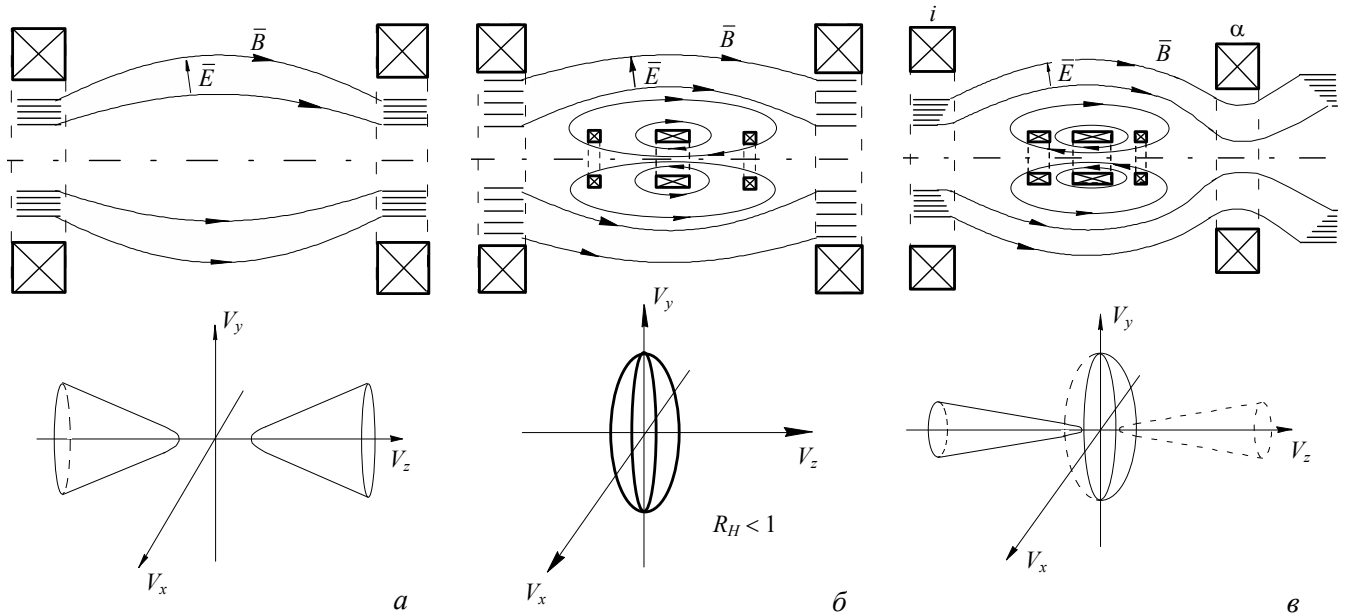


Рис. 7. Схема простейшей $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -магнитной ловушки с магнитным и центробежным удержанием заряженных частиц (а): $R_H = H_m/H_0$, $R_r = r_0^2/r_m^2$, $V_E = cE/H$, $Hr^2 = \text{const}$, $R_H = R_r$; схема центробежной ловушки [13, 14] (б): $R_H = H_m/H_0$, $R_r = r_0^2/r_m^2$, $V_E = cE/H$, $Hr^2 \neq \text{const}$, $R_H \neq R_r$; схема асимметричной центробежной ловушки (в): i, α — пробки, $R_{H_i} \neq R_{H_\alpha}$, $R_{r_i} \neq R_{r_\alpha}$, $R_H = H_m/H_0$, $R_r = r_0^2/r_m^2$, $V_E = cE/H$, $Hr^2 \neq \text{const}$, $R_H \neq R_r$.

Соответственно в этой ловушке имеется четыре независимых параметра R (магнитный и центробежный, независимо установленные в правой и левой пробке). «Ионным» барьером (пробкой) является барьер, через который из ловушки уходят ионы. Другой барьер — α -барьер, через который уходят заряженные продукты реакции.

Наиболее перспективным является такое соотношение между величинами R , при котором ионы удерживаются в ловушке достаточно долго, а значительная часть продуктов реакции выводится через α -барьер за время пролета этих частиц вдоль ловушки.

Удержание ионов при этом определяется центробежным потенциалом (R_{r_i}, R_{r_α}), а удержание и выпуск α -частиц — магнитным (R_{H_i}, R_{H_α}). Быстрый выпуск α -частиц через α -барьер определяется условием $R_{H_\alpha} < 1$, $R_{H_i} > 1$. Здесь R_{H_α} — параметр барьера-отражателя для α -частиц, который находится внутри центробежной ловушки. Выход ионов только через ионный барьер определяется условием, что продольная энергия, приобретаемая ионом за время последнего пролета между пробками, должна быть меньше, чем разность высот ионного и α -центробежных барьеров.

Нагрев и рекуперация энергии протонов. Рассмотрим простейшую ловушку с радиальным электрическим полем: однородное магнитное поле, однородное радиальное электрическое поле $E(r) = \text{const}$ плюс набор (система) скошенных торцевых электродов (рис. 8). В этом случае $R_H = R_r = 1$, где R_H — магнитное пробочное отношение, R_r — центробежное пробочное отношение.

Радиальное электрическое поле создается набором торцевых электродов, контактирующих с плазмой. В ловушку вводятся относительно холодные нейтральные атомы водорода. Протон образуется при ионизации нейтрального атома водорода в объеме ловушки. Независимо от положения точки ионизации все протоны имеют во вращающейся системе координат (ВСК) одинаковую энергию.

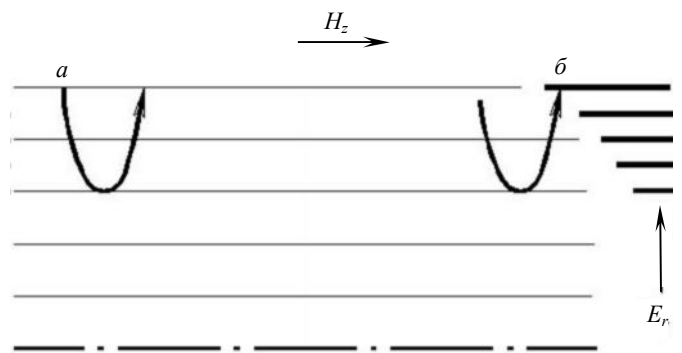


Рис. 8. Схема «ускорения» и движения иона в простейшей $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ -ловушке. Рассматривается система с $R_H = R_r = 1$: а — область рождения иона; б — область рекуперации и выхода иона из ловушки

$$W_{E_0} = \frac{m_p}{2} (cE/H)^2. \quad (4)$$

При выходе протона из этой системы на электроды его энергия практически полностью передается электрическому полю [8, 13, 14]. Отличие энергии протона в верхней точке циклоиды ΔW_{loss} в точке b от той же энергии в точке a равно

$$\Delta W_{\text{loss}} = W_{E_m} \left(\frac{1}{2} \frac{W_T}{W_{E_m}} \right)^2, \quad (5)$$

где $W_{E_m} = W_{E_0}/R_r$; W_T — потери энергии протоном за время жизни в ловушке.

Наличие магнитных и центробежных пробок (барьеров) в различных модификациях ловушек с вращающейся плазмой не меняет принципиально систему нагрева и рекуперации. Частичная рекуперация энергии при прохождении частицей центробежного барьера рассматривается в работе [8]. Никаких ограничений, связанных с объемным зарядом, здесь нет, ускорение и замедление происходят в объеме плазмы. Проверка нагрева проведена в эксперименте ПСП-2 [15], где $R_H = R_r > 1$.

Роль ионов B^{5+} . Ионы бора образуются так же, как и протоны, за счет ионизации атомарного бора в объеме ловушки, последующей многократной ионизации и остывания, в основном, на быстрых протонах (см. рис. 4). Поскольку время жизни ионов B^{5+} на два порядка больше, чем для быстрых протонов, а их плотности практически совпадают, то поток энергии, которая передается от ионов бора протонам, превышает поток энергии, который уносится электронами (drag effect), в 2—3 раза.

Энергия остывших и захваченных в АЦЛ ионов B^{5+} много ниже энергии быстрых протонов, и поэтому они выполняют роль практически неподвижной мишени в реакции $p-^{11}B$. Время продольного удержания B^{5+} практически бесконечно, и его уход из ловушки идет за счет радиального дрейфа (столкновения с протонами).

Наличие ионов бора в плазме определяет время жизни протона в ловушке — время рассеяния (в пространстве V_{\parallel}, V_{\perp}) на угол $\sim \pi/4 - \pi/3$. Это время обозначено как τ_p^L (время жизни протона). За счет фактора $Z^2(5^2)$ протон меняет этот угол много быстрее, чем идет потеря его энергии на электронах. Это соотношение и определяет необходимое для реализации резонансного синтеза условие (1).

Конверсия энергии продуктов реакции. В АЦЛ потенциалы асимметричны. Ионы плазмы выходят из ловушки через ионный барьер (пробку). Здесь расположены электроды, которые поддерживают электрические поля в плазме и одновременно являются элементами естественной системы рекуперации энергии ионов, уходящих из ловушки. Через эту же пробку (plug) уходят $\alpha 2$ -частицы с энергией $2,29 \pm 0,30$ МэВ. Возможность объединить конверсию $\alpha 2$ -частиц и рекуперацию энергии резонансных протонов определяется условием приближенного равенства скоростей этих частиц $V_{\alpha 2}^2 \approx V_p^2$, поскольку $W_{\alpha 2}/m_{\alpha} \approx W_p/m_p$.

Более энергичные $\alpha 1$ -частицы с энергией 4,09 МэВ уходят через α -барьер, за которым расположен α -конвертер, настроенный на энергию $\alpha 1$ -частиц.

Электроны. Долгоживущие компоненты плазмы (ионы бора и медленные протоны) и электроны находятся в термодинамическом равновесии и имеют приблизительно равную температуру. Эта температура определяется равновесием двух процессов: нагревом электронов быстрыми протонами за время жизни протонов в ловушке и охлаждением электронного компонента за счет ухода электронов одновременно с быстрыми протонами. Баланс этих процессов дает электронную температуру:

$$\frac{dW_p}{dt} \tau_p^L = \frac{W_p}{\tau_p^e} \tau_p^L = T_e. \quad (6)$$

Подставляя в (6) параметры плазмы и протонов из таблицы, получаем $T_e = T = 55,6$ кэВ, соответственно $W = 82,3$ кэВ.

Эффективность реактора. Рассмотрим эффективность подобного реактора, учитывая только продольные энергетические потери. Предполагается, что поперечными потерями можно пренебречь.

Плотность ионов бора $n_B = 10^{13} \text{ см}^{-3}$ реализуется при умеренных значениях E_r и H_z и $\beta \approx 0,4$. Величина β в этой задаче определяется давлением ионов бора, основной вклад в давление определяется энергией вращения, а не ионной температурой.

Энергобаланс может быть представлен в виде

$$n_p n_B \langle \sigma v \rangle W_\alpha = \frac{n_p}{\tau_{1p}} \left(W_{1p} + W_e + W_B \frac{\tau_{1p}}{\tau_B} + W_{BS} \right) K, \quad (7)$$

где n_p и n_B — плотность протонов и ионов бора; W_α — полная энергия α -частиц (8,68 МэВ); W_{1p} — энергия «быстрого» протона; τ_{1p} — время жизни «быстрого» протона; τ_B — время жизни ионов бора; $W_e = \Theta T_e$ — энергия, теряемая электроном; Θ — эффективность рекуперации энергии электрона; $\langle \sigma v \rangle$ — параметры резонансной p — ^{11}B -реакции; W_B — энергия, теряемая ионом бора; W_{BS} — энергия, теряемая за счет тормозного излучения; K — эффективность реактора, отношение всей полученной энергии к энергетическим потерям на электродах и стенках установки.

Преобразуем формулу (7):

$$K = \frac{(n_B \tau_{1p}) \langle \sigma v \rangle W_\alpha}{W_{1p} + W_e + W_B (\tau_{1p} / \tau_B) + W_{BS}}, \quad (8)$$

здесь $n_B \tau_{1p} = 0,61 \cdot 10^{13}$ с/см³ при $W_p = 590$ кэВ; $\langle \sigma v \rangle = 1,0 \cdot 10^{-15}$ см³/с (с учетом температуры ионов бора); $W_{1p} = 10$ кэВ при $\Delta / \rho_{LP} = 1/40$, где Δ — размер щели между электродами; ρ_{LP} — ларморовский радиус протона вблизи электрода; $W_e = 13,75$ кэВ при $\Theta = 0,25$. Для оценок пренебрегаем потерями на тормозное излучение (не более 3% от полной энергии) и потерями на уходящих ионах бора. В этих предположениях имеем $K = 2,05$.

Можно ввести фактор η , показывающий отношение энергии, полученной потребителем к полной выработанной энергии, $\eta = 1 - 1/K$. В оптимальной системе можно конвертировать тепловую энергию, полученную в реакторе, в электроэнергию с конверсионным фактором k . В этом случае $\eta = 1 - (1 - k)/K$. Например, при $k = 0,3$ и $K = 2,20$ имеем $\eta = 0,68$.

СХЕМА И ПАРАМЕТРЫ АЦЛ РЕАКТОРА

Общий схематический вид реактора и его основных элементов приведен на рис. 9.

Основные параметры (демонстрационный проект): магнитное поле $H_0 = 3,0$ Тл; $R_{H,1} = H_\alpha / H_0 = 2$, H_α — поле α 1-отражателя; $R_{H,2} = R_{H_\alpha} = H_m / H_0 = 0,75$, H_m — магнитное поле в пробке (барьере); $R_{r_i} = (r_0 / r_{m_i})^2 = 4$; $R_{r_\alpha} = (r_0 / r_{m_\alpha})^2 = 5$. Электрическое поле $E_0 \approx 300$ кВ/см; U_0 — полный потенциал на плазме ≈ 20 — 25 МВ; $L_0 = L_{m_i} = 5$ — 10 м; $L_{m_\alpha} = 10$ — 30 м; $\Delta r_0 = 0,6$ м.

Полное радиальное напряжение на плазме определяется двумя условиями: ион бора в момент первой ионизации имеет энергию в нижней точке циклоиды порядка 22,0 МВ (лабораторная система координат), с учетом реальной геометрии 17,2 МВ, для эффективной инжекции необходимо, чтобы величина U_0 была выше этих потенциалов; условие МГД-устойчивости плазмы требует, чтобы эта величина была не менее 20 МВ (см. [10], п. 3.1.1). Параметры плазмы приведены в таблице.

Следует отметить, что многие элементы и процессы в рассмотренном проекте были исследованы ранее на установке ПСП-2 и описаны в работе [15] (инжекция и нагрев протонов, стабилизация плазмы, элементы конструкции). На рис. 10 приведен общий вид этой установки.

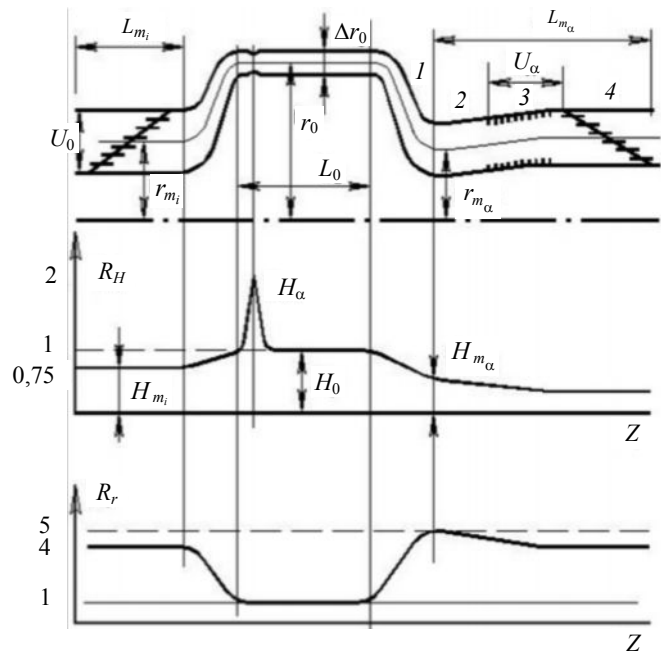


Рис. 9. Схематический вид АЦЛ реактора, а также магнитных и центробежных потенциалов в АЦЛ: слева — ионная пробка и ионный коллектор; справа — α -пробка и α 1-коллектор; 1—4 — четыре ступени коллектора-конвертера; L_0 , L_{m_i} , L_{m_α} — центральная часть реактора и пробочные участки ионной и альфа-пробок; Δr_0 — радиальный размер плазмы

Параметры плазмы и α -частиц в АЦЛ-реакторе

Частица	Энергия инжекции (ВСК), кэВ	Энергия (ВСК), кэВ	Плотность, см ⁻³	Время жизни, с
p	590	337***	$2 \cdot 10^{13}$	—
$p_{\text{быстр}}$		~ 590	$1 \cdot 10^{13*}$	0,61
$p_{\text{тепл}}$		$\sim 83,5^*$	$1 \cdot 10^{13*}$	$\sim 60^*$
$^{11}\text{B}^5$	6500	83,5	$1 \cdot 10^{13}$	$\sim 25^{**}$
e	0,25	83,5****	$7 \cdot 10^{13}$	4,3
$\alpha 1$		4090		$10^{-4} - 10^{-6}****$
$\alpha 2$		2229		$1,0 - 10^{-2}****$

* Оценочные данные.

** Выгорание и оценки 3.4.

*** Среднее для всех протонов.

**** В зависимости от системы конверсии.

***** $T_e = 2/3 W_e$.

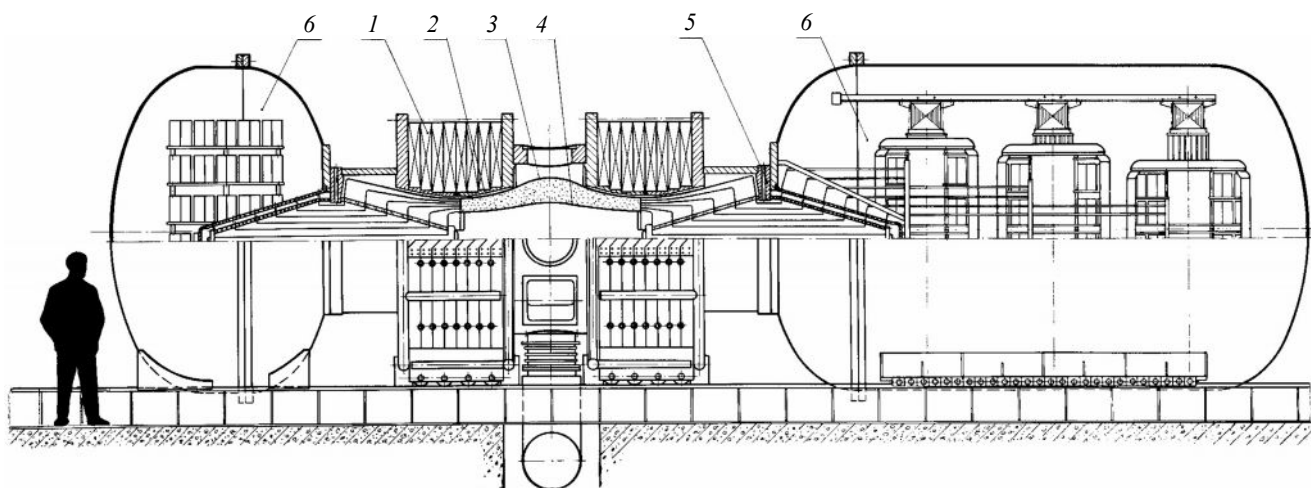


Рис. 10. Эксперимент ПСП-2, общий вид установки: 1 — катушки магнитного поля; 2 — область плазмы; 3 — внешний лайнер; 4 — внутренний лайнер; 5 — электродная система; 6 — система в/в питания

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Показано, что для реализации безнейтронной реакции $P-^{11}\text{B}$ необходимо использовать схему резонансного синтеза. Дано описание этой схемы, и сформулированы условия ее реализации. Рассмотрена схема реактора на основе асимметричной центробежной ловушки.

Автор благодарит С.В. Путвинского и А.В. Тимофеева за внимание к работе и стимулирующие дискуссии.



Вадим Иванович Волосов, ведущий н.с., доктор ф.-м.н., профессор

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Feldbacher R., Heindler M.** — Nucl. Instr. and Methods in Phys. Res., 1988, vol. A 271, p. 55.
2. **Moreau D.C.** — Nucl. Fusion, 1977, vol. 17, p. 13.
3. **Rose D.J., Clark M.Jr.** — Plasmas and Controlled Fusion, M.I.T. press and John Wiley & Sons, INC. 1961.
4. **Ключарев Б.Н. и др.** — ДАН, 1956, вып. 109, с. 737.
5. **Nevens W.M., Swain R.** — Nucl. Fusion, 2000, vol. 40, p. 865.
6. **Дмитриев В.Ф.** — Ядерная физика, 2006, т. 69, № 9, с. 1496—1497; Physics of Atomic Nuclei, 2006, vol. 69, № 9, p. 1461—1462.
7. **Nevens W.M.** — J. of Fusion Energy, 1998, vol. 17, p. 25.
8. **Volosov V.I.** — Transactions of Fusion Science and Technology, 2005, vol. 47, № 1-T, p. 351—353.
9. **Волосов В.И.** — Физика плазмы, 1997, т. 23, № 9, с. 811—815.
10. **Volosov V. I.** — Nucl. Fusion, 2006, vol. 46, p. 820.
11. **Lehnert B.** — Nucl. Fusion, 1971, vol. 11, p. 485.
12. **Nortrop T.** The Adiabatic Motion of Charged. Particles, Interscience Publishers, New York, London, Sydney, 1963.
13. **Bekhtenev A.A., Volosov V.I., Pal'chikov V.E., Pekker M.S., Yudin Yu.N.** — Nucl. Fusion, 1980, vol. 20, p. 579.

14. Volosov V.I., Pekker M.S. — Nucl. Fusion, 1981, vol. 21, p. 1275.

15. Abdrashitov G.F., Beloborodov A.V., Volosov V.I., Kubarev V.V., Popov Yu.S. et al. — Nucl. Fusion, 1991, vol. 31, p. 1275.

Статья поступила в редакцию 28 сентября 2007 г.
Исправленный вариант получен 10 декабря 2007 г.
Вопросы атомной науки и техники.
Сер. Термоядерный синтез, 2008, вып. 1, с. 31—39.

ОТЗЫВ

на статью В.И. Волосова «Безнейтронный резонансный синтез
(необходимость, принципы, проблемы, пути реализации)»

А.Б. Кукушкин (ИЯС РНЦ «Курчатовский институт»)

Статья является попыткой на качественном уровне обосновать возможность управляемого термоядерного синтеза (УТС) в магнитной ловушке в режиме «пучкового термояда» с использованием мало-радиоактивного термоядерного топлива — бороводородного. По стилю и глубине проработки материала она возвращает читателя к самому началу работ над проблемой УТС, когда оценка перспективности УТС проводилась на основе грубого энергобаланса типа критерия Лоусона.

1. Автору оказывается достаточно простой декларации возможности многократного, и притом без потерь энергии, возвращения быстрых ионов, инжектируемых ускорителем с резонансной для ядерной реакции энергией, обратно в магнитную ловушку для того, чтобы когда-нибудь произошла желаемая ядерная реакция: «Далее легкие ионы выводятся из ловушки с полной рекуперацией их энергии» (см. с. 33, строка 13 сверху). Таким образом всей многолетней мировой практике экспериментов по доказательству необходимости удержания в сильном (предпочтительно тороидальном) магнитном поле горячей плазмы (где скорость термоядерного синтеза пропорциональна квадрату высокой плотности ионов и, как показывают сложные расчеты магнитогидродинамического равновесия плазмы и кинетики переносов тепла и частиц, есть возможность самоподдержания термоядерного горения) предлагается альтернатива на основе предположения, которое само по себе составило бы предмет более чем значительного (и притом далеко за пределами УТС) научно-технического достижения, никак, впрочем, не подтвержденного существующей практикой.

Что означает высокая степень рекуперации — по числу возвращаемых частиц, по степени сохранения резонансности их энергии, т.е. каковы конкретные кинетические характеристики рекуперации (отличие функции распределения уходящих и возвращаемых частиц)?

2. В работе отсутствует сколько-нибудь адекватный кинетический анализ, остро необходимый именно для «пучкового термояда», нуждающегося в конкретизации способа поддержания столь сильного отклонения от термодинамически неравновесного состояния (отметим, что хотя плотность ионов мала, время жизни, необходимое для осуществления ядерных реакций, на много порядков величины превышает время плазменных процессов, приводящих к частичному равновесию — «максвеллизации» распределения данного сорта частиц по скоростям). Автор забывает о плазме настолько, что в его единственном балансовом уравнении (формуле (7)) нет главного для его задачи плазменного эффекта, а именно «размытия» исходно очень узкой функции распределения ионов по энергии вследствие парных кулоновских столкновений и вызванного этим выхода за рамки ядерных резонансных энергий, что может снизить скорость термоядерного горения на порядки величины.

Какая конкретная математическая модель использована для получения результатов, приведенных на рис. 5, кем они получены, где опубликованы?

3. Такой подход автора к возможности столь ответственных выводов дополняется, к сожалению, поверхностной оценкой состояния дел в проблеме УТС на основе малорадиоактивных термоядерных топлив. Уместно рекомендовать автору ознакомиться с недавним обзором П. Стотта [1] по проблеме топлив $D-^3He$ и $D-D$, хотя проведенный там анализ по глубине проработки и уступает практике расчетов сценариев работы токамака ИТЭР, но в целом он физически адекватен.

Автор статьи недостаточно знаком с предыдущими работами по проблеме бороводородного топлива. Например, его высказывание о том, что «для реакции $p-^{11}B$ тормозное излучение превышает энер-

гетический выход термоядерной реакции при любой температуре плазмы» (пятый абзац второго раздела), предполагает равенство температур ионов и электронов. Однако уже в давних работах в рамках плазменных моделей было показано, что в случае дополнительного нагрева ионов электроны, нагреваемые за счет (релятивистских) электрон-ионных парных кулоновских столкновений, все же существенно холоднее ионов, так что тормозные потери вполне могут и не превосходить ядерного энерговыделения (см. раздел 6 в [2], а также ссылки [1—5] в [2]).

Автора отзыва, наверное, трудно обвинить в недостаточно уважительном и тем более заведомо скептическом отношении к малорадиоактивным термоядерным топливам, поскольку он сам работал над этой проблемой (статья [2] была студенческой дипломной работой в МИФИ под руководством В.И. Когана), участвовал в российской программе работ по инициативе И.Н. Головина, рассчитывая электронные циклотронные потери в реакторной плазме в сильном магнитном поле, что ныне, как оказалось, весьма актуально и для ИТЭР.

Однако неоправданный оптимизм В.И. Волосова не позволяет мне рекомендовать его статью для журнальной публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Stott P.E.** The feasibility of using $D-^3\text{He}$ and $D-D$ fusion fuels. — *Plasma Phys. Control. Fusion*, 2005, vol. 47, p. 1305—1338.
2. **Кукушкин А.Б., Коган В.И.** О некоторых свойствах релятивистской бороводородной плазмы как возможного термоядерного топлива. — *Физика плазмы*, 1979, т. 5, № 5, с. 1264—1270.

ОТВЕТ АВТОРА НА ОТЗЫВ

В.И. Волосов (ИЯФ СО РАН)

В отзыве ясно видно неверное понимание основных принципов концепции автора. Эта концепция не является ни традиционным «термоядом», ни традиционным «пучковым термоядерным» синтезом, хотя и используется плазма с моноэнергетичными протонами. Никаких пучков или направленных потоков протонов здесь нет. Это видно из рассмотрения одиночного акта ионизации атома водорода в скрещенных полях, в котором образуется одиночный замагниченный протон, вращающийся с дрейфовой скоростью ($\mathbf{E} \times \mathbf{B}$) в движущейся системе координат и имеющий резонансную энергию, но без какой-либо направленной скорости. Более подробно образование и набор энергии в подобной системе были рассмотрены и исследованы в [15], где первоначальный набор энергии протоном был порядка 10—40 кэВ.

Автор не просто декларирует возможность возврата энергии, он опирается на результаты многочисленных экспериментов в этой области физики плазмы. Это не возврат быстрых ионов в ловушку, а возврат их энергии при торможении в электрических полях.

Автор статьи признает, что количество ссылок в статье, по-видимому, недостаточно.

Следует отметить, что статья является, в некотором смысле, расширенной версией работы [10] в широко известном и серьезно рецензируемом международном журнале *Nuclear Fusion*, опубликованной в конце 2006 г.

Вопрос о рис. 5. Это то же, что рис. 3, но в других переменных.

Вопрос высокой степени рекуперации энергии частиц — протонов. В тексте приведены выражения потерь энергии при рекуперации в виде тепла (5), а также потери, связанные с техническими параметрами конструкции рекуператора (пояснения к выражению (8)).