

ного поля с двумя нулями. Основная часть ОД размещена внутри ОТП.

Для облегчения сборки и разборки ЭМС координаты и значения токов ОД выбраны таким образом, чтобы алгебраическая сумма токов внутри ОТП равнялась нулю.

Обмотка индуктора расположена снаружи ОТП. Для уменьшения запаса энергии, мощности питания и количества сверхпроводника ОИ предусмотрено симметричное относительно нулевого значения изменение тока ОИ в течение рабочего цикла и применение для индуктора ферромагнитного сердечника. Максимальная скорость изменения индукции в области ОИ $30 \text{ Т} \cdot \text{с}^{-1}$, поэтому для предотвращения перехода в нормальное состояние ОИ при таких скоростях изменения поля может потребоваться создание специальных токонесущих элементов. Распределение токов по дискретным катушкам ОИ определено из условий минимального проникновения поля в область плазмы и область ОТП. Особенностью системы с насыщенным ферромагнитным сердечником является то, что при изменении потока индуктора меняются степень насыщения сердечника и картина распределения поля индуктора. Чтобы избежать проникновения при этом значительного переменного поля в область ОТП и плазмы, необходимо определенным образом регулировать соотношение токов в катушках индуктора. Это можно достичь автоматически, если соединить отдельные группы параллельно и соответствующим образом выбрать числа витков.

В связи с большими значениями индукции для ОТП и ОД предполагается применение сверхпроводников на основе Nb_3Sn . Для ОИ могут быть использованы сверхпроводники на основе $\text{Nb} - \text{Ti}$. Состояние промышленного производства и разработки технологии изготовления сверхпроводников дает основание считать, что создание ЭМС гибридного реактора является реальной задачей.

Основные параметры ЭМС приведены ниже.

Продольное поле в центре сечения плазмы, Т	6
Максимальное поле на ОТП, Т	12
Неоднородность поля на краю плазмы, %	1
Число блоков ОТП	16
Полный ток ОТП, МА	192
Запасенная энергия в ОТП, ГДж	70
Расход сверхпроводника для ОТП, кг	$7,6 \cdot 10^6$
Полный ток ОИ, МА	53
Полный ток ОД, МА	19
Запасенная энергия в ОИ, ГДж	1,2
Запасенная энергия в ОД, ГДж	0,57
Изменение потокоосцеплений ОИ, В·с ($\mp 52 \text{ В} \cdot \text{с}$)	104
Максимальная индукция в сердечнике, Т	5,7
Максимальная индукция на ОИ, Т	3,7

Поступила в Редакцию 18.VII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Александров А. П. Атомной энергетике 20 лет. М., Атомиздат, 1974, с. 258
2. Freeman R. In: Proc. VI Conf. «Nuclear Fusion, Supplement», Vienna, IAEA, 6—13 Oct. 1976.
3. Lee J. UCRL-73952, LLL, 1972.
4. Марин С. В., Марковский Д. В., Шаталов Г. Е. «Изв. АН СССР. Энергетика и транспорт», 1975, № 6, с. 78.

УДК 533.92:621.039.61

Предварительный анализ схем импульсного термоядерного реактора на релятивистских электронных пучках

ВЕЛИХОВ Е. П., ВЛАСОВ В. П., ВОЛКОВ В. Г., КОЛБАСОВ Б. Н., МУРАВЬЕВ Е. В., НЕДОСЕЕВ С. Л., РУДАКОВ Л. И., РЫБАКОВ Л. А., РЮТОВ В. Д., ЦЫГАНКОВ Е. А., ЧЕРНУХА В. В.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований показывают, что в течение ближайших лет с помощью мощных релятивистских электронных пучков (РЭП) может быть осуществлен демонстрационный эксперимент по иницированию термоядерного микровзрыва мишени, содержащей твердую D — T-смесь. На установке «Ангара-5» термоядерный микровзрыв D — T-мишени с энергией $\sim 10^8$ Дж будет иницироваться 48 электронными пучками общей мощностью до 10^{14} Вт. Полный ток пучков оставит 50 МА, энергия электронов в пучках

2 МэВ, длительность облучения мишени ~ 50 нс, полная энергия пучков ~ 5 МДж [1].

Такие мощные пучки релятивистских электронов создаются с помощью электронных ускорителей, которые состоят из отрезков длинных линий, формирующих импульс (2 МВ), ускоряющий электроны в вакуумном диоде. Для доставки РЭП на термоядерную мишень применяется транспортировка пучков в плотной плазме вдоль радиально сходящихся силовых линий внешнего магнитного поля, а также используются электрические вакуумные транс-

портирующие линии с магнитной самоизоляцией. В установке «Ангара-5» длина транспортировки РЭП от диода до мишени составляет 3 м.

В настоящее время предложено много проектов импульсных термоядерных реакторов (ИТР), действующих по принципу микровзрывов, повторяющихся с определенной частотой. Наибольшее число проектов ИТР относится к системам, в которых инициирование микровзрывов осуществляется с помощью мощных лазеров [2]. Эти проекты характеризуются сравнительно высокой частотой повторения взрывов, достигающей 10—100 Гц при усредненной по времени мощности термоядерного энерговыделения ~ 1 ГВт.

Высокая частота повторения микровзрывов, принятая практически во всех проектах ИТР с лазерным инициированием, обуславливает повышенные требования к надежности и ресурсу работы мощных лазеров, накопительных и коммутирующих устройств. Действительно, при $\nu \approx 10 \div 100$ Гц система инициирования должна дать за год работы примерно $3 \cdot 10^8 - 3 \cdot 10^9$ импульсов. Кроме того, при использовании «потеющей первой стенки» реакторной камеры частота повторения взрывов ограничена скоростью конденсации или откачки из камеры испаренного со стенок жидкого металла до вакуума, при котором лазерное излучение беспрепятственно проходит через камеру до мишени.

В этом смысле представляет определенный интерес анализ схем ИТР, в которых усредненная тепловая мощность ~ 1 ГВт обеспечивается при низких значениях ν (0,1—1,0 Гц), что, по видимому, особенно выгодно в случае, когда для инициирования взрыва D — T-мишени используется мощный пучок релятивистских электронов. В дальнейшем будем называть такой реактор ИТРЭП и проанализируем схему реактора мощностью ~ 1 ГВт(т.) при $\nu \approx 0,1 \div 1,0$ Гц в двух вариантах — чистого термоядерного реактора и гибридного реактора с ториевым внешним blanketом (ГИТРЭП).

Система инициирования микровзрывов с помощью РЭП. Хорошо известно, что эффективность преобразования электрической энергии, запасенной в накопителях, в энергию РЭП достаточно велика и может достигать 30—50%, что существенно превышает КПД лазеров, поэтому создание генераторов РЭП с энергией несколько мегаджоулей и длительностью импульса 50—70 нс в настоящее время вполне реально.

Однако практическая реализация транспортировки РЭП от ускорителя до мишени и их фокусировка на мишень довольно трудны. Действительно, сильноточные РЭП, генерируемые в современных ускорителях, обладают очень большим угловым разбросом скоростей. Это связано с влиянием собственного магнитного поля пучка на траектории электронов. Следовательно, на пути транспортировки порядка нескольких метров расширение пучка может оказаться недопустимо большим даже при полной компенсации объемного заряда пучка, вследствие чего необходима эффективная система транспортировки и фокусировки РЭП.

В проекте установки «Ангара-5», предназначенной для инициирования однократных микровзрывов с энергией ~ 100 МДж, предложен вариант транспортировки РЭП через плотную плазму вдоль силовых линий внешнего магнитного поля, сходящихся к центральной части реакторной камеры, где помещена мишень. В зоне транспортировки силовые линии параллельны плоскости инжекции РЭП, а в центральной части они, расходясь вдоль оси симметрии, образуют магнитную ловушку — антипробоктрон. Захваченные внутрь магнитной ловушки электроны попадут на мишень примерно за $5 \cdot 10^{-8}$ с только при условии, что размеры электронного облака не более чем на порядок превышают размеры мишени радиусом ~ 1 см. Малые размеры ловушки обуславливают малые внутренние размеры соленоидов, создающих магнитное поле, так что воздействие взрывов на них может оказаться значительным. Из этого следует, что такая система транспортировки и фокусировки РЭП на мишень малоприменима для ИТРЭП мощностью ~ 1 ГВт, работающего в течение длительного времени, так как при малых размерах магнитной ловушки и, следовательно, малом внутреннем диаметре соленоида трудно обеспечить эффективную защиту его от нейтронных потоков. Увеличение толщины нейтронной защиты и удаление соленоидов от точки взрыва приводят к тому, что на последнем этапе транспортировки и фокусировки РЭП на мишень приходится использовать совершенно иной метод — транспортировку энергии к мишени по вакуумным линиям с магнитной самоизоляцией [3]. В простейшем случае такая линия представляет собой две коаксиальные металлические трубы, причем в пространстве между ними создан высокий вакуум ($\sim 10^{-5} - 10^{-6}$ мм рт. ст.). Внутренняя труба подсоединяется к катоду, внешняя — к аноду ускорительного промежутка, противоположные кон-

цы труб подсоединяются к электродам системы, формирующей высоковольтный импульс. Для уменьшения индуктивности зазор между трубами должен быть малым, поэтому напряженность радиального электрического поля в зазоре достигает нескольких МВ/см. Если через диодный промежуток идет ток электронов, то в коаксиальном вакуумном зазоре создается азимутальное магнитное поле. Электроны, эмитируемые с поверхности внутренней трубы, дрейфуют в скрещенных электрическом и магнитном полях вдоль оси системы, и замыкания промежутка не происходит. Система вакуумных линий может обеспечить доставку энергии от ускорителей непосредственно до мишени или быть конечным участком фокусирующей системы, на которую падает РЭП, транспортируемый через плазму в магнитном поле.

В каждом таком случае система прилегающих к мишени вакуумных линий с магнитной самоизоляцией при взрыве будет уничтожаться. Поэтому в мощном ИТРЭП отрезки вакуумных линий должны быть элементами мишени, что может существенно увеличить размеры и стоимость взрывающейся мишени, усложнить эксплуатацию ИТРЭП.

В дальнейшем будем считать, что энергия инициирования не зависит от энергии микро-взрыва и параметры иницирующего импульса такие же, как в установке «Ангара-5». Тогда мощность, потребляемая иницирующей системой, пропорциональна ν , и, следовательно, при заданной усредненной мощности ИТРЭП выгоднее работать при низкой частоте повторения взрывов, так как стоимость каждой мишени может в значительной степени определяться стоимостью уничтожаемой системы вакуумных линий с магнитной самоизоляцией.

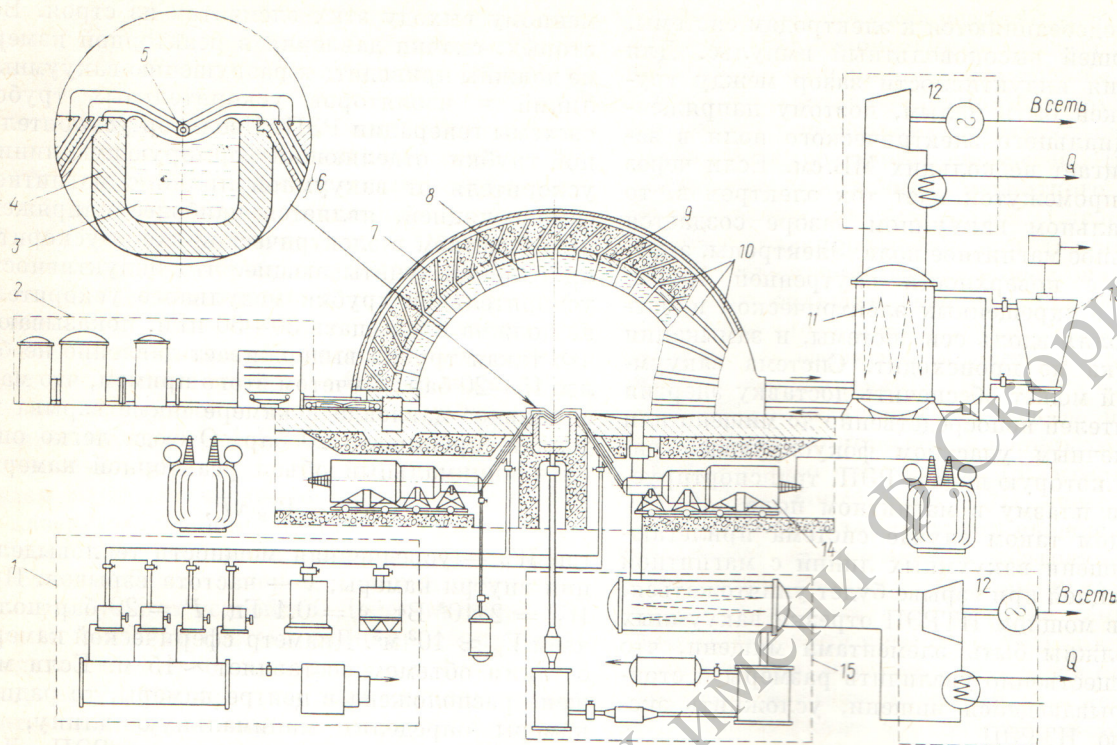
Принципиальная конструктивная схема ИТРЭП. При низкой частоте повторения взрывов основной проблемой для мощного ИТРЭП становится ресурс работы реакторной камеры. Для обеспечения длительного ресурса работы ИТРЭП мощностью ~ 1 ГВт первую стенку камеры и все конструктивные элементы, обеспечивающие ввод и транспортировку РЭП, приходится удалять на значительное расстояние от мишени. Это необходимо, во-первых, для того, чтобы интенсивные импульсные потоки термоядерных нейтронов и излучения взрыва не вызвали мгновенных периодических скачков температуры и механических напряжений в объемах конструктивных элементов и чтобы радиационные повреждения, вызванные нейтронным облучением, не привели к преждевре-

менному выходу этих элементов из строя. Во-вторых, скачки давления в реакторной камере не должны приводить к разрушению вакуумных линий и изоляторов ускорительных трубок системы генерации РЭП. Изолятор ускорительной трубки, отделяющий формирующую линию ускорителя от вакуумной линии с магнитной самоизоляцией, является наиболее напряженным участком в электрической схеме ускорителя. Оценки, учитывающие, что индуктивность ускорительной трубки модульного ускорителя не должна превышать 30—50 нГн, показывают, что такая трубка выдерживает давление не более 15—20 бар. С учетом этого примем, что максимальное давление в камере после взрыва не должно превышать 20 бар. Отсюда легко оценить минимальный объем реакторной камеры:

$$V_K = W_K / \nu P,$$

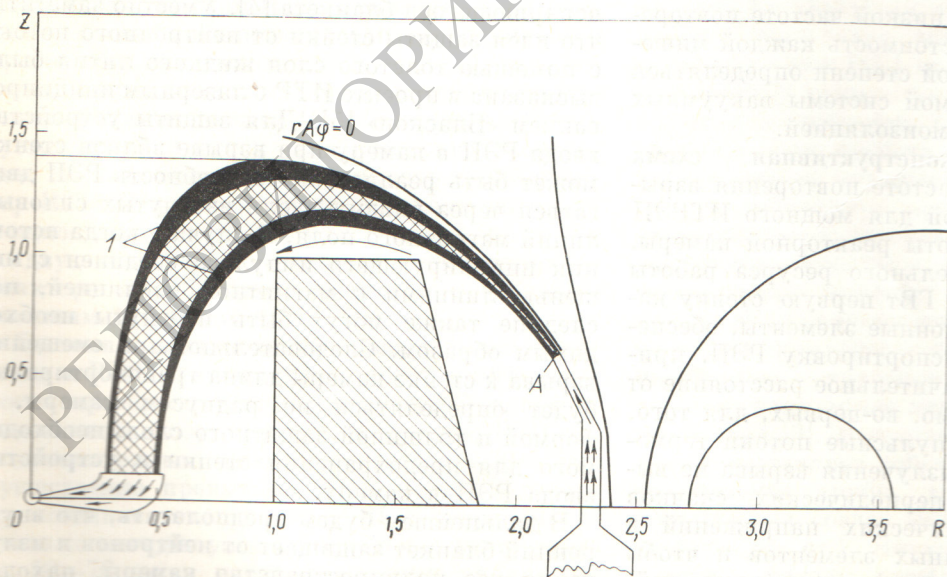
где W_K — усредненная мощность тепловыделения внутри камеры; ν — частота взрывов. При $W_K = 2 \cdot 10^8$ Вт, $\nu = 0,4$ Гц, $P = 20$ бар получаем $V_K \approx 10^3$ м³. Диаметр сферической камеры с таким объемом составляет ~ 15 м. Если мишень расположена в центре камеры, то радиус камеры определит минимальную длину, на которую нужно транспортировать РЭП. Для сокращения длины транспортировки РЭП в камере большого размера мишень можно располагать вблизи стенки камеры. Поток излучения и термоядерных нейтронов на стенку в окрестности эпицентра взрыва может быть ослаблен с помощью достаточно толстого слоя вещества — испаряющегося blankets [4]. Уместно заметить, что идея защиты стенки от нейтронного потока с помощью толстого слоя жидкого лития была высказана в проекте ИТР с лазерным иницированием «Бласкон» [5]. Для защиты устройства ввода РЭП в камеру при взрыве вблизи стенки может быть реализована способность РЭП двигаться через плазму вдоль изогнутых силовых линий магнитного поля. В случае, когда источник иницирующего импульса соединен с мишенью линиями с магнитной изоляцией, последние также могут быть изогнуты необходимым образом. Следовательно, при смещении взрыва к стенке камеры длина транспортировки будет определяться не радиусом камеры, а формой и толщиной защитного слоя, необходимого для предохранения стенки и устройства ввода РЭП в камеру.

В дальнейшем будем предполагать, что внутренний blankets защищает от нейтронов и излучения все полупространство камеры, находящееся ниже условной горизонтальной поверх-



Р и с. 1. Схема ИТР с релятивистскими электронными пучками:

1 — вакуумная система; 2 — участок по производству мишеней; 3 — литий (ГИТРЭП), вода (ИТРЭП); 4 — чаша; 5 — мишень; 6 — электрическая линия от ускорителя; 7 — радиационная защита; 8 — бланкет лития (ИТРЭП), бланкет $\text{ThF}_4 + \text{NaF} + \text{BeF}_2$ (ГИТРЭП); 9 — несущая стенка; 10 — магистрали теплоносителя; 11 — теплообменник; 12 — ТЭЦ; 13 — регенерация трития (ИТРЭП), устройство извлечения топлива (ГИТРЭП); 14 — модуль ускорителя; 15 — литиевая система с регенерацией трития (ГИТРЭП), водяная система (ИТРЭП)



Р и с. 2. Схема транспортировки РЭП в криволинейном магнитном поле (1 — границы электронного пучка)

ности, проходящей через мишень. Верхнее полупространство ограничено неразражающим бланкетом в виде полусферы большого радиуса, имеющей центром мишень (рис. 1). В гибридном варианте (ГИТРЭП) внутренний бланкет (жидкий литий) одновременно обеспечивает воспроизводство трития и утилизацию части энергии термоядерного микровзрыва. Внешний бланкет служит для наработки ядерного топлива — плутония или ^{233}U . В «чистом» реакторе внутренний бланкет (вода) обеспечивает защиту стенки и утилизацию части энергии взрыва. Воспроизводство трития осуществляется во внешнем бланкете, содержащем литий. Системы инициирования взрывов для «чистого» и гибридного вариантов реактора одинаковы. В этой схеме мишень располагается над слоем жидкости, находящейся внутри прочной металлической чаши, а выходные устройства системы ускорителей РЭП — вне чаши ниже уровня жидкости. На рис. 1 показан вариант транспортировки энергии, когда мишень соединяется с выходными устройствами ускорителей вакуумными линиями с магнитной изоляцией. Длина уничтожаемых отрезков линий определяется внешним радиусом чаши, для водяного внутреннего бланкета она составляет 1—1,2 м.

Рассмотрим систему транспортировки РЭП вдоль изогнутых силовых линий магнитного поля, образованного двумя круговыми противоположно направленными токами, как это показано на рис. 2. Радиус витков с токами составляет 2 и 3 м. Расчеты траектории электронов с энергией 2 МэВ, инжектируемых в точку А, выполнены в одночастичном приближении для случая, когда $I_1 = -I_2 = 5$ МА. Координаты точки А: $R = 2,05$ м; $Z = 0,76$ м. Предполагается, что поперечный размер инжектируемых пучков составляет 3 см и пучок имеет большой угловой разброс по скоростям ($v_R = v_\phi = v_Z$). Двигаясь вдоль силовых линий, пучок расширяется, и внутри чаши его поперечный размер ~ 20 см. Топология магнитных поверхностей такова, что электрон, инжектируемый из-за стенки чаши, не может попасть в центр симметрии системы, где будет располагаться мишень. Поэтому перехват РЭП и доставка его энергии на мишень малых размеров ($R < 50$ см) должны осуществляться каким-либо иным способом. Расчеты показывают, что азимутальный дрейф электронов из-за неоднородности магнитного поля незначителен и не превышает $4\text{--}5^\circ$. При поперечных размерах медных витков ~ 50 см создание заданного стационарного поля требует ~ 50 МВт(эл.) при температуре витков 20°C .

Необходимо отметить, что анализ условий транспортировки РЭП, выполненный без учета собственного магнитного поля пучка, может привести к весьма неточным выводам. В действительности магнитное поле тока мощных РЭП может на участке транспортировки существенно превышать приложенное внешнее магнитное поле и оказывать определяющее влияние на поведение РЭП в зоне транспортировки. Для компенсации этого поля сильноточные РЭП можно транспортировать через плотную плазму, в которой самим пучком возбуждается обратный ток, близкий по величине току инжектируемого пучка. Плазму можно создавать путем ионизации газа, заполняющего зону транспортировки, самим пучком. Необходимая концентрация молекул газа составляет примерно $(0,5 \div 5) \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Некоторые физические процессы на первой стенке и в объеме реакторной камеры. В рассматриваемом варианте реактора характерно, что энергия α -частиц, возникших в результате D — T-реакции, будет поглощаться наружной оболочкой мишени и может затем сбрасываться с нее в виде излучения. Аналогично [6] будем считать, что энергия излучения составляет $\sim 20\%$ всей энергии взрыва. Это излучение приведет к частичному испарению вещества первой стенки бланкетов. Оценки, проведенные для взаимодействия излучения с веществом внутреннего бланкета (литий, вода), дают следующие результаты:

	Вода	Литий
Плотность излучения на поверхности внутреннего бланкета, Вт/см ² . . .		10^{13}
Глубина слоя вещества бланкета, испаренного излучением, см . . .	$3 \cdot 10^{-2}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$
Импульс отдачи $mvS_{\text{пов}}$, кг·м/с . . .		$9 \cdot 10^3$
Амплитуда импульса давления, бар		$4 \cdot 10^6$
Время действия импульса давления, с		$2 \cdot 10^{-8}$

Оценки подобных процессов для первой стенки внешнего бланкета были выполнены в работе [7]. Поверхность первой стенки внешнего бланкета можно защитить от действия излучения слоем газа, заполняющего реакторную камеру. Согласно оценкам [7], уже при начальном давлении азота в камере порядка нескольких мм рт. ст. пробег излучения становится меньше расстояния до первой стенки R . Энергия поглощенного излучения идет на образование плазмы в объеме камеры, которая затем либо может быть выведена из камеры, либо охлаждена теплопроводностью на стенку камеры. Время охлаждения газа кондуктивной теплопроводностью на стенку значительно больше интервала между импульсами, и в рас-

четах теплоотдачи газа на стенку камеры необходимо учитывать конвекцию и потоки вещества внутреннего blankets, которое выброшено в объем камеры.

Защита стенок от радиационных повреждений. Учитывая допустимый флюенс F_f для материала первой стенки, можно установить связь между желаемым временем жизни первой стенки и необходимым размером реакторной камеры. Пусть R — радиус полусферической камеры, тогда

$$R = (W \kappa_n f \Psi \tau_r / 4\pi F_p E_n \lambda)^{1/2}, \quad (1)$$

где W — средняя тепловая мощность в камере; f — коэффициент пропорциональности между потоком и током быстрых нейтронов на первой стенке; Ψ — коэффициент, учитывающий неэквивалентность импульсного и равномерного облучения; τ_r — радиационное время жизни стенки; κ_n — доля энергии взрыва, уносимая нейтронами; E_n — энергия нейтронов; λ — коэффициент нагрузки установки.

Зависимость $R(W, \tau_r)$ для D — T-реакции при $F_p = 10^{23}$ нейтр./см², $\Psi = 1$, $f = 2$, $\lambda = 0,8$ представлена в таблице. (Здесь принято $\Psi = 1$, но этот фактор пока не ясен; исследование влияния многократного импульсного радиационного воздействия на материалы является одной из актуальных задач разработки ИТРЭП.) Таблица показывает, что для обеспечения длительной работы первой стенки камеры при радиационных повреждениях размеры камеры должны быть значительными, вследствие чего давление в ней при этом будет довольно низким.

Чтобы определить внутренние размеры чаши, в которой находится слой защитной жидкости (внутренний blanket), формулу (1) можно записать следующим образом:

$$r = (W \kappa_n \Psi \tau_r \phi_n / 4\pi F_p E_n \lambda)^{1/2}, \quad (2)$$

где ϕ_n — коэффициент ослабления потока бы-

Параметры реакторной камеры

W, ГВт (г.)	R, м	
	$\tau_r = 2$ года	$\tau_r = 30$ лет
0,01	0,2	0,8
0,1	0,7	2,6
1,0	2,1	8,2
10	6,7	25,8
30	11,6	44,7

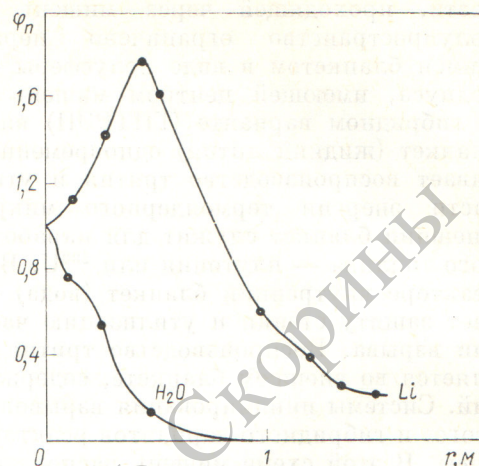


Рис. 3. Зависимость ϕ_n от радиуса внутреннего blankets для лития и воды (● — расчет)

стрых нейтронов внутренним blankets. Зависимость $\phi_n(r)$ для лития и воды показана на рис. 3.

Внутренний blanket ИТРЭП. В качестве материала испаряющегося blankets выбирают вещества, достаточно хорошо замедляющие и поглощающие нейтроны. После взрыва они должны легко удаляться из камеры и многократно использоваться. Материал отрезков транспортирующих линий должен быть совместимым с веществом blankets. Кроме того, вещество blankets (литий или вода) не должно приводить к коррозии стенок камеры. Допустимая усредненная по времени плотность потока D — T-нейтронов на стенку чаши составляет 10^{14} нейтр./ (см²·с). В соответствии с формулой (2) при взрывах, повторяющихся с $\nu = 0,1$ Гц, в реакторе тепловой мощностью 10^9 Вт такой ток нейтронов устанавливается за слоем воды не более 1 м.

При использовании в испаряющемся blankets лития за полусферическим слоем толщиной $\sim 1,5$ м плотность потока быстрых нейтронов с энергией, большей 100 кэВ, составляет $\sim 1,2 \cdot 10^{22}$ нейтр./ (см²·год). В этом случае быстрые нейтроны, задержанные литием, пойдут на воспроизводство трития. При непосредственном взаимодействии D — T-нейтронов с достаточно толстым слоем лития можно получить коэффициент воспроизводства по тритию $\sim 1,7$ [9]. Для достижения полным коэффициентом воспроизводства трития в реакторе значения 1,05 необходимо, чтобы доля нейтронов, попавших в blanket из лития, составила 62% общего числа нейтронов при взрыве. Это мож-

но сделать, несколько заглубив мишень в литиевый слой; оставшиеся 38% быстрых нейтронов, родившихся при взрыве, использовать во внешнем бланкете, где не будет производиться наработка трития. Импульсное энерговыделение на поверхности бланкета и в слое, поглощающем D — T-нейтроны, может привести к испарению части бланкета и появлению ударной волны в жидкости. Для ослабления ее в проекте «Бласкон» используются пузыри газа, заполняющие объем лития (~3—5%). Количество испаряющегося вещества зависит от расстояния между мишенью и слоем. Оценки, учитывающие толщину слоя, на которой D — T-нейтроны отдают свою энергию, сделанные для лития, показывают, что при $W = 10^9$ Вт и $\nu = 0,1$ Гц энерговыделение в слое будет меньше теплоты испарения, если мишень взрывается на расстоянии > 40 см от слоя лития.

Внешний бланкет ГИТРЕП. Основная особенность процессов, протекающих в бланкете этого реактора, — импульсность энерговыделения, которая приводит к резким скачкам температуры в толще бланкета. При использовании ^{238}U происходит дополнительное энерговыделение в бланкете и, следовательно, увеличивается амплитуда таких скачков. Для снижения скачков температуры во внешнем бланкете был выбран торий.

Среди множества возможных реализаций внешнего гибридного бланкета рассмотрим два

варианта ториевого бланкета (рис. 4): с твердым ThC, охлаждаемым гелием (вариант 1) и с расплавом смеси ThF_4 , NaF, BeF_2 (вариант 2). Параметры бланкетов аналогичны рассчитанным в работе [9]. В обоих вариантах коэффициент умножения числа быстрых нейтронов составляет $\sim 1,7$, а выход ^{233}U за вычетом утечек и поглощения нейтронов в конструкционных материалах $\sim 1,6$ на один падающий нейтрон с энергией 14 МэВ. Таким образом, для реактора коэффициент наработки ^{233}U равен 0,6. При частоте взрывов $0,1 \text{ с}^{-1}$ средняя тепловая мощность в наружном бланкете и в реакторе с учетом ядерных реакций в литии и наружном бланкете соответственно 0,58 и 1,4 ГВт (вариант 1), 0,49 и 1,3 ГВт (вариант 2). Скорость наработки ^{233}U и трития составит: $1,85 \text{ т } ^{233}\text{U} / [\text{ГВт(т.)} \cdot \text{год}]$ и $42 \text{ кгТ} / [\text{ГВт(т.)} \cdot \text{год}]$ (вариант 1); $1,98 \text{ т } ^{233}\text{U} / [\text{ГВт(т.)} \cdot \text{год}]$ и $44,5 \text{ кгТ} / [\text{ГВт(т.)} \cdot \text{год}]$ (вариант 2). Полная наработка этих продуктов при коэффициенте нагрузки 0,8 будет $\sim 2,0 \text{ т } ^{233}\text{U}$ в год и 46 кг Т в год. Эти расчеты соответствуют усредненной плотности потока D — T-нейтронов $\sim 0,5 \cdot 10^{14}$ нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ на первую стенку. Конструкция бланкета может быть выполнена в виде модулей ячеек с достаточно тонкими стенками.

Распределение энерговыделения по толщине бланкета можно в первом приближении описать экспоненциальным законом. В этом случае для основной зоны бланкета, в пределах которой энерговыделение снижается на порядок, коэф-

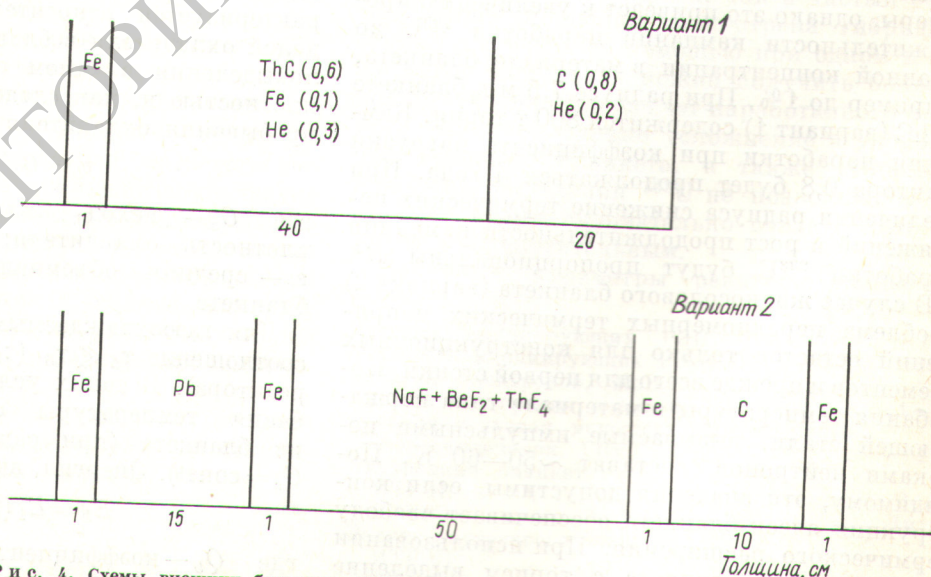


Рис. 4. Схемы внешних бланкетов ГИТРЕП (в скобках показано относительное количество вещества бланкета в объемных долях)

фициент неравномерности энерговыделения, т. е. отношение максимального объемного энерговыделения вблизи первой стенки к среднему по всей длине, составляет 2,6. Толщина основной зоны бланкета должна быть, по-видимому, не меньше расстояния, на котором поток нейтронов с энергией 14 МэВ снижается на порядок. Для предельных оценок примем это расстояние равным 20 см. Тогда среднее объемное энерговыделение бланкета для вариантов 1 и 2 составит 8,3 и 7,0 Вт/см³, максимальное — 22,0 и 18 Вт/см³ соответственно. Эти значения получены в результате усреднения по времени мгновенных ($\tau \leq 10^{-6}$ с) скачков тепловыделения. В зонах максимального тепловыделения мгновенные скачки температуры для первого варианта бланкета (ThC) могут достигать 200 К. Резкие изменения температуры материала бланкета будут приводить к неравномерному отводу тепла в газовый теплоноситель, что вызовет циклические изменения термических напряжений в материале. Оценки показывают, что запас прочности по максимальным термическим напряжениям для керамики, видимо, недостаточен, так как материал должен выдерживать $3 \cdot 10^{16}$ циклов нагружения в год. Поэтому использование в бланкете ИТР материалов типа ThO₂ и ThC нецелесообразно. Металлический торий при условии, что его физические свойства не претерпят существенных изменений под действием облучения, предпочтительнее. Снижение термических напряжений может быть достигнуто увеличением радиуса камеры, однако это приведет к увеличению продолжительности кампании наработки ²³³U до заданной концентрации в материале бланкета, например до 1%. При радиусе 7,5 м в бланкете с ThC (вариант 1) содержится 800 т тория. Кампания наработки при коэффициенте нагрузки реактора 0,8 будет продолжаться 4 года. При увеличении радиуса снижение термических напряжений и рост продолжительности кампании наработки ²³³U будут пропорциональны R^2 .

В случае жидкосолевого бланкета (вариант 2) проблема неравномерных термических напряжений остается только для конструктивных элементов и прежде всего для первой стенки. Колебания температуры в материале типа нержавеющей стали, вызываемые импульсными потоками нейтронов, составят ~50—60 К. По-видимому, эти значения допустимы, если конструкция ячеек бланкета обеспечивает свободу термического расширения. При использовании жидкосолевого бланкета с торием выделение ²³³U может проходить непрерывно даже при

малых степенях наработки [11]. Значит, скачки температуры в этом случае могут быть уменьшены путем увеличения R . Основные параметры бланкетов ГИТРЭП приведены ниже:

Полный поток D — T-нейтронов, нейтр./с.	3,5 · 10 ²⁰
Доля потока нейтронов, используемая в бланкетах, %:	
литиевом	62
внешнем	38
Литиевый бланкет	
Толщина слоя лития, м	1,5
Плотность потока нейтронов с энергией 100 кэВ на стенку, нейтр./(см ² ·год)	1,2 · 10 ²²
Коэффициент воспроизводства трития:	
в бланкете	1,7
в реакторе	1,05
Внешний бланкет	
Выход ²³³ U на 1 нейтр. (14 МэВ)	1,6 (варианты 1 и 2)
Коэффициент наработки ²³³ U в реакторе	0,6
Средняя тепловая мощность, ГВт:	
вариант 1	0,58
вариант 2	0,49
Скорость наработки ²³³ U т/[ГВт (т.)·год]:	
вариант 1	1,85
вариант 2	1,98
Усредненная плотность потока нейтронов с энергией 14 МэВ на первую стенку, нейтр./(см ² ·с)	0,5 · 10 ¹⁴
Внутренний радиус бланкета, м	7,5
Скачок температуры в твэле, К (вариант 1)	200
Скачок температуры конструктивных материалов, К	50—60

Технические напряжения и усталостная прочность элементов внешнего бланкета. Условия работы бланкета сильно зависят от способа его охлаждения. Газоохлаждаемый бланкет характеризуется относительно малой объемной долей охладителя в бланкете, отсутствием тепловыделения в самом охладителе, его малой плотностью и, как следствие, малым временем пребывания охладителя в бланкете:

$$\tau_b = G_c / \rho_c V_b \epsilon_c,$$

где G_c — расход охладителя; ρ_c — средняя плотность охладителя; V_b — объем бланкета; ϵ_c — средняя объемная доля охладителя в бланкете.

Для газоохлаждаемых бланкетов характерно соотношение $\tau_b \ll \tau_R$ ($\tau_R = v^{-1}$ — период работы реактора). В таких условиях неизбежны колебания температуры охладителя на выходе из бланкета (при равномерной его прокачке $G_c = \text{const}$). Энергия, выделяющаяся в бланкете:

$$E_b = E_1 (1 - \kappa_0) Q_b,$$

где Q_b — коэффициент умножения энергии в бланкете. Эта энергия передается охладителю

за время τ_R :

$$E_b = \int_0^{\tau_R} q_s d\tau,$$

где q_s — усредненный по поверхности удельный тепловой поток от материала бланкета к охладителю (переменный по времени).

Далее без особых упоминаний будем оперировать значениями, усредненными по всему объему бланкета: $q_s = \alpha(T_s - T_c)$, где T_s — температура охлаждаемых поверхностей; T_c — температура охладителя.

Для элементов на входе в тракт охлаждения бланкета, где можно полагать $T_0 = \text{const}$, имеем:

$$q_s^{\min} = \alpha(T_s^{\min} - T_c); \quad q_s^{\max} = \alpha(T_s^{\max} - T_c),$$

где $T_s^{\max}$ — максимальная температура в начале цикла; $T_s^{\min}$ — минимальная температура в конце цикла; $T_s^{\max} - T_s^{\min} = \Delta T_b$ — скачок температуры материала бланкета вследствие мгновенного тепловыделения в момент взрыва:

$$\Delta T_b = \xi_{\Delta} E_b / 4\pi R^2 \Delta c_b;$$

ξ_{Δ} — доля энергии, выделяющаяся в слое Δ ; Δ — толщина рассматриваемого слоя бланкета; c_b — теплоемкость материала бланкета.

Упрощенно примем средний по времени тепловой поток:

$$\bar{q}_s = \frac{q_s^{\min} + q_s^{\max}}{2} = \alpha \left(T_s^{\min} + \frac{1}{2} \Delta T_b - T_c \right) = \frac{\xi_{\Delta} \nu E_b}{S_{\Delta}},$$

где S_{Δ} — суммарная поверхность охлаждения рассматриваемого слоя бланкета.

Необходимый теплоотвод можно обеспечить при разных значениях α и разности температур $T_s^{\min} - T_c = \Delta T_{sc}$. Уменьшая α и соответственно увеличивая ΔT_{sc} до значения, когда отношение $\Delta T_b / \Delta T_{sc}$ станет много меньше единицы, можно приблизить режим работы бланкета к стационарному. При этом чем больше ΔT_b (а она возрастает с уменьшением радиуса камеры), тем более высокотемпературные материалы нужно использовать для выравнивания температурного режима бланкета.

Оценим условия работы элементов бланкета при температурном режиме, близком к стационарному. В этом случае перепад температур между ядром материала и охлаждаемой поверхностью равен

$$\Delta T_m = q_s S_b / \lambda_b,$$

где λ_b — теплопроводность материала бланкета; S_b — характерный размер, зависящий от формы элементов бланкета.

Упругое термическое напряжение

$$\sigma_t = \Psi(S_b) [\alpha_b E_b \Delta T_m / (1 - \mu_b)],$$

где $\Psi(S_b)$ — геометрический фактор; α_b — коэффициент линейного расширения; E_b — модуль упругости; μ_b — коэффициент Пуассона. Используя значения $\sigma_t^{\min}$ и $\sigma_t^{\max}$ при $q_s^{\min}$ и $q_s^{\max}$, можно найти характеристику цикла переменного нагружения $r = \sigma_t^{\min} / \sigma_t^{\max}$ и предел усталости (в долях от предела прочности материала). Поскольку эта характеристика зависит от скачка температуры ΔT_b , а последний — от радиуса камеры, условие обеспечения усталостной прочности элементов бланкета сводится к выбору определенного (достаточно большого) радиуса камеры.

Закключение. В предварительном анализе ИТРЭП затронуты только некоторые вопросы конструктивной схемы и функционирования реактора. Для полного сопоставления схемы, использующей низкую частоту повторения взрывов, с другими схемами ИТРЭП необходимо провести анализ возможности рефабрикации сложных мишеней с транспортирующими линиями и удаления остатков мишени из камеры. Резкие мощные импульсы тепловыделения во внешнем бланкете требуют разработки способов стабилизации и регулирования выходной мощности, решения проблемы «термокачки» и т. п.

В сделанных допущениях эффективным представляется как гибридный, так и чистый реактор. Более подробно рассмотрена гибридная схема, так как с ее помощью при одном и том же числе импульсов можно получить большее количество энергии за счет наработанного ядерного топлива. Однако усложнение и удорожание внешнего бланкета, а также появление проблемы выделения ^{233}U не позволяют в настоящее время окончательно считать этот вариант предпочтительным.

Основные параметры реактора приведены ниже:

Энергия иницирующих РЭП, Дж	$5 \cdot 10^6$
Мощность иницирующих РЭП, Вт	10^{14}
Энергия электронов, МэВ	2
Частота повторения взрывов, Гц	0,1—1,0
Средняя тепловая мощность термоядерного энерговыделения, ГВт	1
Внутренний бланкет:	
ИТРЭП	Вода
ГИТРЭП	Литий
Радиус внутреннего бланкета, м:	
ИТРЭП	1
ГИТРЭП	~1,5

У ИТРЭП внешний полусферический бланкет содержит литий для воспроизводства трития; у ГИТРЭП — смесь солей $\text{ThF}_4 + \text{NaF} + \text{BeF}_2$. Полная тепловая мощность его 1,4 ГВт, скорость наработки ^{233}U 2,0 т/год.

Поступила в Редакцию 18.VII.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Велихов Е. П. и др. Ускорительный комплекс «Ангара-5». Докл. на совещ. экспертов МАГАТЭ по технологии систем инерциального удержания плазмы. Дубна, 19—23 июля 1976 г.
2. Pulsed Fusion Reactors. Trans. Intern. School of Fusion Reactor Technology. Frice-Tapani (Sicily), 1974.
3. Баранчиков Е. И. и др. «ЖТФ», 1976, т. 46, с. 1069.

4. Велихов Е. П., Голубев В. С., Чернуха В. В. «Атомная энергия», 1974, т. 36 вып. 4, с. 258.
5. Fraas A. Pulsed Laser Ignated Thermonuclear Reactor. U. S. Patent, 3.364.239, 1971.
6. Carlson G. «Trans. Amer. Nucl. Soc.», 1975, v. 21, p. 19.
7. Волков В. Г. и др. Воздействие термоядерного микровзрыва, инициируемого РЭП, на первую стенку взрывной камеры. Докл. на Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л., 1977.
8. Lee I. UCRL-71-757, prep. 1969.
9. Колбасов Б. Н. и др. Энергетические характеристики термоядерных реакторов на релятивистских электронных пучках. Докл. на сов. амер. рабочей группе по системному анализу импульсных термоядерных систем. Новосибирск, 1976.
10. Whitley J., McNees J. «Nucl. Appl. Technol.», 1970, v. 8, p. 170.

УДК 621.039.6

Оценка параметров пролетного рекуператора

ВИНОГРАДОВА О. А., ДИМИТРОВ С. К., ЛУЦЬКО А. С., СМЕРНОВ В. М., ТЕЛЬКОВСКИЙ В. Г.

В инжекторах термоядерных установок происходят значительные потери энергии и частиц, из-за которых КПД инжектора и, следовательно, эффективность термоядерного реактора с внешней инжекцией резко падают. К наиболее существенным относятся потери при нейтрализации пучка, зависящие от метода перезарядки и обусловленные тем, что не все ионы перезаряжаются в мишени. Используя прямое преобразование энергии моноэнергетического пучка ионов, не перезарядившихся в мишени, можно существенно повысить КПД инжектора. В этом случае одной из возможных систем прямого преобразования энергии является пролетный рекуператор [1].

Задача расчета пролетного рекуператора может быть сформулирована следующим обра-

зом (рис. 1). Моноэнергетический поток ионов с начальной скоростью v_0 , направленной вдоль оси x , шириной d , содержащий электроны, энергией которых можно пренебречь по сравнению с энергией ионов, необходимо очистить от этих электронов, развернуть в веер (чтобы вывести ионы из потока нейтралов) и максимально затормозить перед сбором на поверхность рекуперации (поверхность коллектора ионов). Для этого следует подобрать распределение потенциала вдоль крайних траекторий пучка 1 и выбрать форму поверхности рекуперации 2. Сложность задачи обусловлена наличием «границы электронов» 3, отделяющей часть пучка ионов со скомпенсированным объемным зарядом от чистого ионного пучка, с условием для потенциала ϕ на «границе электронов»: $\phi = \text{const}$, $|\nabla\phi| = 0$. Ввиду этого отдельно рассчитывались область отделения электронов (потенциалы на «отсекающих» линзах и их форма), область торможения ионов и траектории ионов в модельных распределениях потенциала.

На рис. 2 показана зависимость потенциала на линзах ϕ_L от d/r_{di} , где $\mu_{di} \equiv \sqrt{Mv_0^2/4\pi e^2 n_0}$; M и e — масса и заряд ионов; n_0 — плотность пучка ионов на входе в рекуператор. Кривые 2 [$\phi_{L2} \approx 0,5 + 0,5 (d/r_{di})^2$] и 5 [$\phi_{L5} \approx 0,5 + 0,2 (d/r_{di})^2$] соответствуют рассчитанным минимальным отсекающим потенциалам на линзе, при которых электроны еще не проходят в об-

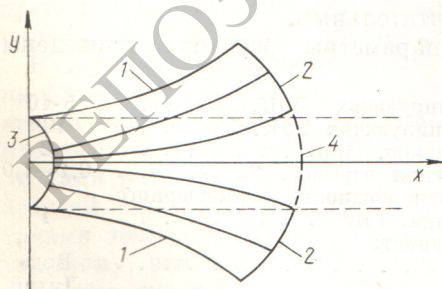


Рис. 1. Траектории ионов и граничные поверхности в математической постановке задачи (4 — окно для нейтралов)