

У ИТРЭП внешний полусферический блинкет 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., McNeas 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., СМИРНОВ 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-

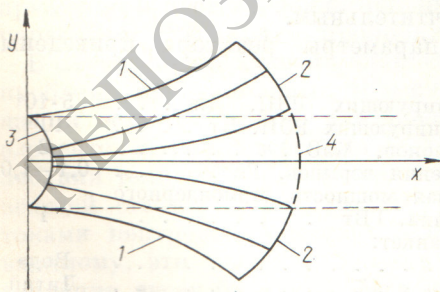


Рис. 1. Траектории ионов и граничные поверхности в математической постановке задачи (4—окно для нейтралов)

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»: $\varphi = \text{const}$, $|\nabla\varphi| = 0$. 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 $\varphi_{л}$ 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 [$\varphi_{л2} \approx 0,5 + 0,5 (d/r_{di})^2$] и 5 [$\varphi_{л5} \approx 0,5 + 0,2 (d/r_{di})^2$] соответствуют рассчитанным минимальным отсекающим потенциалам на линзе, при которых электроны еще не проходят в об-

ласть торможения ионов (выпуклая форма границы электронов) для линз параболической формы и линз пирсовой геометрии [2]. Решения уравнения Пуассона для двух измерений проводили методом итераций при разностной аппроксимации $\Delta\phi$ пятиточечным шаблоном типа «крест на квадратной сетке» [3] при плотности пучка ионов в рекуператоре n , равной входной плотности пучка ионов n_0 . Расчеты проводили с безразмерными переменными, длины измеряли в единицах r_{di} , потенциал — в единицах Mv_0^2/e . Кривая 1 [$\phi_{л1} \approx 0,5 \pm 0,6 (d/r_{di})^2$] соответствует потенциалу, обеспечивающему примерно плоскую форму границы электронов, не выходящую за пределы входной диафрагмы в случае параболических линз.

Приведенные оценки минимальных отсекающих потенциалов на линзах несколько завышены, так как в реальном случае плотность вдоль пучка уменьшается и требуемые потенциалы на линзах могут быть меньше. При $d/r_{di} \rightarrow 0$ эти оценки более точны, при $d/r_{di} \approx 1 \div 2$ зависимость потенциала на линзах от d/r_{di} , учитывающая уменьшение плотности пучка, выражается соотношением $\phi_{л4} = \frac{1}{2} + \frac{(1/2)(d/r_{di})^2}{\sqrt{(1/2) + \phi_{л4}}}$ (кривая 4). Эта зависимость соответствует случаю отсекания электронов из ионного пучка. На рис. 2 представлена также зависимость потенциала на линзе от d/r_{di} , отвечающая точному решению [4] для плоского потока ионов $\phi_{л3}$, — кривая 3 [$\frac{d}{r_{di}} = \frac{\sqrt{2}}{3} \sqrt{\sqrt{2\phi_{л3}} - 1} \times (2 + \sqrt{2\phi_{л3}})$]. Этот случай соответствует потенциалу на линзе, обеспечивающему плоскую границу электронов. Из рис. 2 следует, что для критического режима отсекания электронов потенциал на линзах следует выбирать в области между кривыми 2—4 (2 — верхняя оценка, 4 — нижняя), при плоской «границе электронов» — между кривыми 1—3 (3 — нижняя оценка, 1 — верхняя).

Таким образом, отсекание электронов обеспечивается подачей на линзы потенциалов, ускоряющих ионы до энергии $W_{л}$, превышающей начальную W_0 не более чем в 6 раз для пучков с $d/r_{di} \leq 2,5$. Это позволит в дальнейшем расширить пучок, затормозить и собрать ионы на коллектор соответствующей формы. КПД прямого преобразования энергии для пучков с $d/r_{di} > 2,5$ резко падает, вследствие того что для отсекания электронов необходимо подавать на линзы высокий потенциал. Энергия ионов

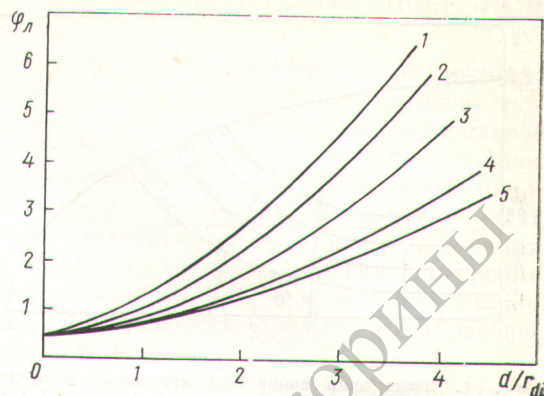


Рис. 2. Рассчитанные и аналитические зависимости потенциалов на электродах

в промежутке между линзами в несколько раз превышает начальную. КПД прямого преобразования энергии по отношению к этой энергии составляет $\sim 90\%$, по отношению к начальной энергии — существенно ниже.

Область торможения ионов рассчитывалась в приближении цилиндрического диода [2] (рис. 3). Расчет показал, что $(r_{в.а} - r_0)/r_{di} \leq 0,5$ ($r_{в.а}$ — радиус поверхности виртуального анода; r_0 — радиус внутренней поверхности цилиндрического диода, соответствующий началу расширения пучка ионов), т. е. без значительного ускорения невозможно развернуть в веер пучок с $d/r_{di} \geq 1$, так как виртуальный анод возникнет до выхода ионов за пределы пучка нейтралов.

Получены следующие формулы для расчета рекуператора: линзы следует располагать на расстоянии $x_{л} \approx d$ от входной диафрагмы; поверхность рекуперации имеет цилиндрическую форму с радиусом $r_p \leq r_{в.а} \approx d(1,2/\sin \theta)$, где θ — угол расхождения пучка после линзы; ось цилиндра находится на расстоянии $x_0 \approx d$

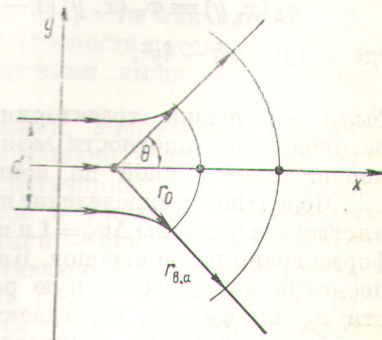
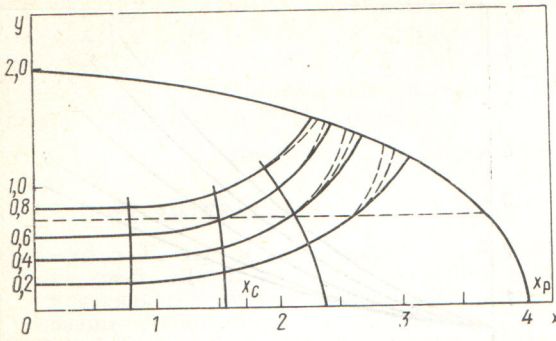


Рис. 3. Модель цилиндрического диода



Р и с. 4. Траектории ионов при модельных распределениях потенциала $\Phi_M(x, y)$ (—); $\Phi_1(x, y)$ и $\Phi_2(x, y)$ (---)

от входной диафрагмы; потенциал линз $\Phi_L \approx \frac{1}{2} \left(\frac{1,2}{\sin \theta} \right)^{4/3} \left(\frac{d}{r_{di}} \right)^{4/3}$.

В модельных распределениях потенциала $\Phi_M(x, y)$, $\Phi_1(x, y)$, $\Phi_2(x, y)$

$$\Phi_M(x, y) = -\frac{x_p^2}{16} \times \ln \left\{ \frac{[(a+x)^2 + (b+y)^2][(a-x)^2 + (b+y)^2] \times [(a+x)^2 + (b-y)^2][(a-x)^2 + (b-y)^2]}{(a^2 + b^2)^4} \right\} + \frac{x^2 + y^2}{4} + \frac{1}{2}, \quad (1)$$

где $a = \sqrt{(g+f)/2}$; $b = \sqrt{(g-f)/2}$; $x_c = \sqrt{2f}$; $\Phi_{с.м} = \Phi_M(x_c, 0) = \frac{1}{2} + \frac{f}{2}$; $f = x_p^2/[1 + e^2 + 4/x_p^2]$; $g = x_p \sqrt{f}$; x_p — координата поверхности рекуперации; x_c — координата седловой точки потенциала; $\Phi_{с.м}$ — модельный потенциал в седловой точке;

$$\Phi_1(x, y) \equiv \Phi_M(x, y) \sqrt{1 - x^2/x_p^2(y)}; \quad (2)$$

$$\Phi_2(x, y) \equiv \Phi_M(x, y) [1 - x^2/x_p^2(y)], \quad (3)$$

где $x_p^2(y) = x_p^2 - 4y^2$, (4)

были рассчитаны траектории ионов (рис. 4), распределения плотности заряда n_z и плотности ионов, определенной по ионным траекториям $n_{тp}$. Модельное распределение потенциала Φ_M удовлетворяет условию $\Delta\Phi_M = 1$ и примерно плоской форме границы электронов. Как видно из рис. 4, несмотря на существенную разницу в плотности n_z для Φ_M , Φ_1 , Φ_2 , траектории ведут себя устойчиво, т. е. при распределении с $n_z = n_{тp}$ картина траекторий существенно не изменится. Оценки параметров рекуператора согласно рас-

четам траекторий в модельном потенциале близки к оценкам, полученным на основании расчетов потенциала методом итераций на сетке и оценок цилиндрического диода.

В таблице для пучков с различными d/r_{di} даны значения энергий, до которых потенциал отсекающей линзы ускоряет ионы при отсечении электронов из пучка $W_{л.}$ (выпуклая граница электронов) и получении примерно плоской границы электронов $W_{л.п.}$. Для сравнения приводим значения потенциалов линз, полученных различными способами для пучка с $d/r_{di} = 1,5$; $x_p/r_{di} = 4$; $x_{л.}/r_{di} = 1,5$:

а) расчет методом итерации [3] при $n = n_0$ дает $\Phi_{л.} = 1,9$;

б) модельные распределения потенциала (1) и (2) дают для потенциала линз значения $\Phi_{м.л.}(1,5; 0,8) = 2,1$; $\Phi_{л.}(1,5; 0,8) = 1,5$;

в) расчет для самосогласованных значений дает $n - \Phi_{л.з} = 1,5$ (заниженная оценка, полученная в предположении, что эквипотенциалы являются прямыми, перпендикулярными к оси x).

Самосогласованное распределение потенциала в системе близко к распределению $\Phi_1(x, y)$. Расстояние от входной диафрагмы до отсекающих линз порядка ширины пучка d , расстояние до поверхности рекуперации около $2,5d$, радиус кривизны поверхности рекуперации $r_p \approx 1,5d$, поверхность рекуперации близка к эллиптической границе, описываемой формулой (4). Расчет траекторий ионов показал, что, несмотря на увеличение потенциала линз, необходимого для обеспечения плоской границы электронов, режим с такой границей предпочтительнее режимов, близких к режиму критического отсечения, так как в последнем случае траектории ионов резко расходятся уже на участке ускорения и попадают на линзы. Кроме того, установлено, что приосевая часть пучка расширяется на длине рекуператора x_p примерно в 7 раз, что соответствует проходу 14% ионов в окно для пропуска нейтралов (см. рис. 1, 4). Поэтому за окном необходимо поставить дополнительную систему диафрагм для сбора проходящих ионов.

Относительное ускорение пучка ионов в области линз

d/r_{di}	$W_{л.}/W_0$	$W_{л.п.}/W_0$
1,5	2,0—3,0	3—4
2,0	2,5—3,5	5—6
2,5	3,5—4,5	7—8

Расчеты показывают, что при $d/r_{di} \leq 1,5$ можно получить КПД рекуперации $\sim 90\%$. Учет влияния рассеянного магнитного поля на траектории приводит к следующим результатам. Магнитное поле порядка $0,02 \bar{H}$ незначительно искажает траектории и, следовательно, мало влияет на КПД рекуперации; поле порядка $H_{кр} = 0,1 \bar{H}$ уже является опасным (где $\bar{H} = Mcv_0/er_{di}$ — характерный масштаб магнитного поля). Для параметров пучка $W_0 = 160$ кэВ, $I = 200$ А, $j = 65$ мА/см², $r_{di} = 13$ см размеры рекуператора таковы: $x_p = 52,4$ см, $H = 6300$ Гс, $H_{кр} = 630$ Гс ($d = 20$ см, $d/r_{di} = 1,5$).

Для устранения опасности возникновения виртуального анода предлагается создать на собирающей поверхности слой термоэмиттеров, при этом электроны будут компенсировать избыточный ионный заряд и отражения ионов не произойдет. Чтобы устранить влияние маг-

нитного поля, ограничивающего подвижность электронов, необходимо снизить внешнее магнитное поле до 10 Гс и создать дополнительное магнитное поле $\sim 10-20$ Гс, ориентированное примерно по нормали к собирающей поверхности. В этом случае электроны могут уходить достаточно далеко от поверхности рекуперации навстречу потоку ионов, а энергия электронов не будет превышать 100 эВ и не будет сильно снижать эффективность прямого преобразования энергии ионов.

Поступила в Редакцию 8.IV.77

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bender D., Barr W., Moir R. Preprint UCRL-77239, 1975.
2. Молоковский С. И., Сушков А. Д. Интенсивные электронные и ионные пучки. Л., «Энергия», 1972.
3. Вычислительные методы в физике плазмы. Под ред. Б. Олдера и др. М., «Мир», 1974.
4. Смирнов В. М. «ЖЭТФ», 1966, т. 50, вып. 4, с. 1005.

УДК 621.039.524.4:621.039.311.2

Исследование возможностей накопления ²³³U в реакторах типа ВВЭР при минимальном образовании ²³²U

ЮРОВА Л. Н., ПОЛЯКОВ А. А., РУХЛО В. П., ТИТАРЕНКО Ю. Е., БОБРОВ С. А.

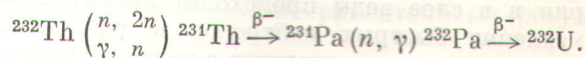
В настоящей работе исследованы условия относительного накопления ²³²U и ²³³U при различных способах и композициях загрузки ²³²Th в реактор типа ВВЭР. Исследования проводились на уран-водной подкритической сборке, имитирующей кассету водо-водяных энергетических реакторов.

При облучении ²³²Th потоком нейтронов и γ -квантов наряду с накоплением ²³³U происходит образование ²³²U, продукты α -распада которого излучают высокоэнергетические γ -кванты. Наличие высокоэнергетического γ -излучения в выгораемом топливе значительно усложняет его переработку и последующее использование ²³³U. Поэтому в работе основное внимание уделялось исследованию возможностей уменьшения накопления ²³²U по отношению к накоплению ²³³U.

Способы уменьшения относительного накопления ²³²U/²³³U при облучении тория

Схема ядерных превращений ²³²Th при облучении в реакторе представлена на рис. 1. Накопление ²³²U в основном определяется следую-

щей цепочкой реакций:



Характерной особенностью процесса образования ядер ²³²U при облучении тория являются пороговые (n, 2n)- и (γ , n)-реакции на ²³²Th, ²³³Pa и ²³³U ($E_{\text{пор}}^{232}\text{Th} = 6,4$ МэВ, $E_{\text{пор}}^{233}\text{Pa} = 6,0$ МэВ, $E_{\text{пор}}^{233}\text{U} = 5,9$ МэВ) [1], которые указывают на возможность снижения скорости накопления ²³²U за счет уменьшения плотности потока нейтронов и γ -квантов с энергиями выше порога этих реакций.

Источники излучений, вызывающих образование ²³²U, можно условно разделить на две группы: внешние источники, обусловленные рождением нейтронов и γ -квантов вне тория, и внутренние источники — нейтроны и γ -кванты деления ²³³U, накапливающегося в тории. Вклад внешних источников при работе реактора на постоянной мощности практически не изменяется в процессе всей кампании, в то время как вклад внутренних источников будет увеличиваться с накоплением ²³³U и при его достаточно высоких концентрациях станет определяющим.