

Оптимальные ионы для ядерного реактора с нейтронной подсветкой

© Д.Г. Кошкарев

Институт теоретической и экспериментальной физики,
117259 Москва, Россия
e-mail: Koshkarev@vitep1.itep.ru

(Поступило в Редакцию 4 ноября 2003 г.)

Основным достоинством реакторов деления с нейтронной подсветкой является то, что благодаря нейтронной подсветке реакторы работают в подкритическом режиме и поэтому ядерно безопасны. Нужные для подсветки нейтроны производятся за счет фрагментации ядер мишени при облучении мишени ускоренными до энергий 1–2 GeV протонами. Существенным недостатком этого способа производства энергии является сильное ограничение на мощность установки. Это ограничение возникает из-за ограничения на интенсивность пучка ускоренных протонов, обусловленное допусками на активацию конструктивных элементов ускорителя. Показано, что при замене протонов на более тяжелые ядра от углерода до аргона, удается существенно увеличить интенсивность пучка ускоренных ионов и достичь коммерчески разумного уровня тепловой мощности $\sim 4\text{--}6\text{ GW}$.

1. В электроядерном методе получения энергии [1–3] в качестве ускоряемых ионов обычно рассматриваются протоны, тогда как использование вместо протонов ядер более тяжелых атомов может иметь существенные преимущества. При сравнении эффективности использования различных ядер учтем, что параметры электроядерных установок определяются двумя эффектами: позитивным — производством нейтронов при воздействии ускоренных ионов на мишень и негативным — активацией элементов конструкции ускорителя из-за попадания части пучка на стенки вакуумной камеры ускорителя. В дальнейшем будем предполагать, что масса ускоряемых ионов A лежит в интервале $1 < A < 40$, где A — массовое число иона. Пробег ионов в веществе мишени R определяется выражением $R \sim E/z^2$, где z — отношение заряда иона к заряду электрона, E — энергия иона. Заметим, что производящая нейтроны мишень изготавливается из самых тяжелых атомов, тогда как элементы конструкции ускорителя изготавливаются из материалов на основе существенно более легких ядер типа меди, железа или графита. Сечения неупругих взаимодействий для всех используемых ионов с относительно легкими ядрами в этой области энергий ($\sim 1\text{ GeV/nuc.}$) практически одинаковы. Тогда можно положить, что активация стенок ускорителя от одиночного иона пропорциональна пробегу иона $\sim R \sim E/z^2$. Следовательно, допустимый поток частиц — I_i оказывается пропорционален величине z^2/E и соотношение для допустимого потока ионов можно записать в виде

$$I_i = I_p \times z^2 E_p / E_i, \quad (1)$$

где: I_p — ток протонов, E_i — энергия ионов, E_p — энергия протонов.

2. В производящей мишени под действием энергичных ионов происходит фрагментация ядер мишени и возникающие при этом нейтроны выходят из мишени, а далее в соответствии с обычной схемой электроядерной установки попадают в подкритичный ядерный реактор.

Поток рождающихся в мишени нейтронов определяется величиной ионного газа и энергией иона по соотношению

$$I_n = I_i \times E_i / \xi(E), \quad (2)$$

где $\xi(E)$ — энергетическая цена одного нейтрона.

Комбинируя соотношения (1) и (2), получаем выражение для относительной мощности электроядерной установки в виде

$$P = P_p z^2 / \chi_i. \quad (3)$$

В (3) функция χ_i есть энергетическая цена нейтрона для данного иона относительно протона, т. е.

$$\chi_i = \xi_i(E_i) / \xi_p(E_p). \quad (4)$$

Для простоты сравнения ионов с протонами примем, что протоны всегда имеют энергию, равную 1 GeV, при которой цена нейтрона минимальна и равна 36 MeV. Из имеющихся в [4,5] данных, показанных на рисунке, следует, что для ионов D^{1+} , He^{2+} достаточно точно, а для ионов C^{6+} с небольшой погрешностью в достаточно большом интервале энергий имеет место соотношение

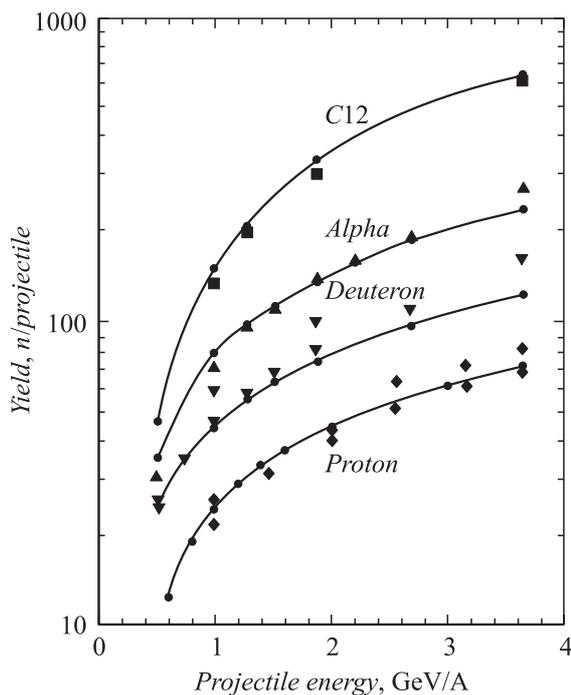
$$\xi_i(E) \approx \xi_p(E). \quad (5)$$

Исходя из этого, можно предположить, что соотношение (5) имеет место и для более тяжелых ионов. Тогда χ_i может быть представлена в виде $\approx 36\text{ MeV} / \xi_p(E)$, а по данным работ [6,7], в диапазоне энергий ионов от 5 до 20 GeV эта функция слабо зависит от энергии иона и находится в интервале $1.5 \leq \chi_i \leq 2.5$. Отсюда следуют два важных вывода: мощность установки зависит от заряда выбранного иона как z^2 , а от потенциала ускорителя ионов она зависит достаточно слабо, так как осуществляется только через функцию χ_i .

Параметры электроядерных установок для различных ионов даны ниже в таблице, где потенциал ускорителя для всех типов ионов одинаков и положен равным 1 GV.

Элемент	I_p , mA	I_e , mA	E , GeV	$\xi(E)$, MeV	I_n , A	P_T , GW	P_E , GW	χ	P_L , MW	P_L/P_E , %
Протон	1	1	1	36	0.03	0.11	0.045	1.0	1	2.2
Углерод	6	36	6	59	0.61	2.44	0.98	1.7	36	3.7
Азот	7	49	7	59	0.83	3.32	1.33	1.7	49	3.7
Кислород	8	64	8	61	1.05	4.20	1.68	1.7	64	3.8
Неон	10	100	10	67	1.49	5.97	2.39	1.9	100	4.2
Аргон	18	324	18	77	4.21	16.83	6.73	2.2	324	4.8

3. При безопасном уровне подкритичности реактора ≈ 0.95 в нем происходит умножение мощности в ≈ 20 раз. При пересчете тепловой мощности электростанции P_T в электрическую P_E использовался коэффициент 0.4. Заметим, что отношение мощности пучка к электрической мощности электростанции P_L/P_E для всех типов ионов невелико и находится в разумных пределах $\leq 5\%$, меняясь в диапазоне от 2.2 до 4.8%. В качестве ускорителя ионов предполагается использование линейного ускорителя с КПД преобразования энергии от сети в энергию пучка $\approx 50\%$. В качестве ионных источников в начальной части ускорителя предполагается использование хорошо освоенных для ионной имплантации источников [8] с постоянным током на уровне до 20 mA при зарядности ионов $= +1$. Соответствующие пучки ионов после предварительного ускорения их до энергии $\sim 10\text{--}40$ MeV могут быть легко



Выход нейтронов с энергией ниже 10.5 MeV из свинцовой мишени ($R = 10$ cm, $L = 60$ cm) в зависимости от энергии частиц для протонов, дейтронов, ядер гелия и углерода. Ромбики и треугольники — результаты эксперимента [4], квадратики — расчеты по программе Shield [5].

преобразованы через перезарядку на тонкой мишени в пучки голых ядер соответствующих элементов. Так как это преобразование может происходить практически без уменьшения тока пучка, то для предельного тока ионов можно принять ограничение $I_e \leq z 20$ mA.

4. Из таблицы следует, что наилучшие результаты по всем параметрам оказываются при использовании ионов азота, кислорода или неона. Действительно, тепловая мощность установок легко попадает в оптимальный диапазон 3–6 GW, потенциал линейного ускорителя ионов можно выбрать сравнительно небольшим ≈ 1 GV, мощность генераторов ускорителя лежит в области реально достижимых величин 120–200 MW, а коэффициент χ , определяющий проигрыш в мощности по сравнению с предельным выигрышем, равным z^2 , сравнительно невелик и находится в диапазоне от 1.7 для азота до 1.9 для неона.

Так как рождающиеся в мишени нейтроны имеют в среднем достаточно высокую энергию ($E_n \geq 1$ MeV), то в качестве реактора деления можно использовать реактор на быстрых нейтронах (например, типа „Брест“), работающий на смеси 238 урана с плутонием. Но, вообще говоря, тип используемого реактора особого значения не имеет.

5. Основные результаты этой работы следуют из двух правдоподобных теорем: 1) активация конструктивных элементов ускорителя в первом приближении определяется только величиной побега ускоряемых ионов в веществе этих элементов; 2) выход нейтронов из тяжелой размножающей мишени в расчете на один падающий энергичный ион в первом приближении определяется только энергией иона.

Однако с учетом большой важности вытекающих из этих утверждений выводов для будущего развития ядерной энергетики следует дополнительно, до начала разработок новых электроядерных установок, провести соответствующие расчетно-теоретические и экспериментальные исследования на пучках легких ионов. Отметим, что для проведения этих исследований очень подходит по своим параметрам недавно введенный в эксплуатацию в ИТЭФ новый ускорительно-накопительный комплекс — ТВН–ИТЭФ [9,10].

В заключение автор выражает благодарность академику В.И. Субботину за постоянный интерес к проблеме электроряда, инициировавший появление данной работы.

Список литературы

- [1] Барашенков В.С. // ЭЧАЯ. 1978. № 9. С. 871.
- [2] Васильков Р.Г., Гольданский В.И., Орлов В.В. // УФН. 1983. Т. 139. С. 435.
- [3] Субботин В.И. Сообщение ОИЯИ. P1-99-97, Дубна, 1999.
- [4] Vasilkov R.G., Yurevich V.I. // ICANS-11. Tsukuba (Japan), 1990. KEK. Report 90-25. Vol. 1. P. 340.

- [5] *Sobolevsky N.M., Zhukov A.P.* // Proc. 4th Workshop on Simulating Accelerator Radiation Environments. (SARE 4). ORNI / Ed. T.A. Gabriel. 1999. P. 283.
- [6] *Sobolevsky N.M.* // Proc. 3^d Yugoslav Nuclear Society International Conf. YUNSC. Belgrade, 2000.
- [7] *Воронков А.В., Соболевский Н.М.* Препринт ИПМ. 2000. № 78.
- [8] *Saadatmand K.* // Rev. Sci. Instr. 2002. Vol. 69. N 2. P. 859–861.
- [9] *Кошкарев Д.Г., Алексеев Н.Н., Шарков Б.Ю.* // Пятнадцатое совещание по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1996. Т. 2. С. 319–321.
- [10] *Алексеев Н.Н., Кошкарев Д.Г., Шарков Б.Ю.* // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. Вып. 3. С. 149–152.