

в результате хрупкого разрушения. На поверхности ткани наблюдается шелушение.

Предварительные экспериментальные исследования поверхностной радиационной эрозии композиционных материалов углерод — карбид тантала и углерод — карбид ниобия выявили перспективность их применения в качестве покрытий для ограничительных диафрагм и инжекторных пластин благодаря малой скорости распыления ионами водорода при температуре 1000 °С и хорошей адгезии с подложкой — графитом. Более предпочтителен С — NbC, поскольку для него SZ^2 примерно в 4 раза меньше, чем для С — TaC. Результаты экспериментов дают основание сделать требующее тщательной проверки предположение, что при 1000 °С распыляется в основном углерод. Необходимо также продолжить исследование гелиевого блистеринга при больших дозах облучения и более высокой температуре для выявления условий обрыва блистеринга на поверхности карбидов тугоплавких металлов.

Для конструктивного решения охлаждения и с учетом инжекторных соображений, возможно, лучшим вариантом для диафрагмы и приемных пластин будет металлическое основание, покрытое карбидами металлов или углесталлом. В связи с этим представляет интерес исследовать возможности нанесения покрытий карбидов на поверхности металлов, обладающих высокой теплопроводностью. В настоящее время аналогичные исследования проводятся на С — TiC.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ulrickson M. Material studies related to TFTR Limiters and Wall Armor. PPPL-Princeton, New Jersey 08540.
2. Гусев В. М.— Приборы и техника эксперимента 1968, т. 4, с. 19.
3. Liao Z. e.a.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, p. 626.
4. Poate J. e.a.— Nucl. Instrum. Methods, 1976, v. 132, p. 345.
5. Kelly R., Lam N.— Rad. Effects, 1973, v. 19, p. 39.
6. Naguib H., Kelly R.— Ibid., 1975, v. 25, p. 1.
7. Behrisch R.— Surface Erosion from Plasma Materials Interaction. In: Proc. Intern. Conf. Fusion Reactor, Miami Beach, 1979.
8. Von Seefeld R. e.a.— In: Proc. VII Intern. Conf. on Atom. Collis. in Solids Moscow, 1977, p. 27.
9. Гусев В. М. и др.— Физика и химия обработки материалов, 1976, т. 1, с. 15.
10. Sone K. e.a.— J. Nucl. Mater., 1977, v. 71, p. 82.
11. Kaminsky M., Das C.— In: Proc. Conf. Rad. Effects in Solid Surfaces, Advant in Chem. Ser. 1976, v. 158, p. 112.
12. Kaminsky M., Das C.— J. Nucl. Mater., 1974, v. 53, p. 115.
13. Sinha M. e.a.— Ibid., 1972, v. 49, p. 170.
14. Гусев В. М. и др. Препринт ИАЭ-3133. М., 1979.
15. Kaminsky M., Das S.— J. Nucl. Mater., 1978, v. 76, p. 256.
16. Калинин Б. А. и др.— В кн.: Докл. Всесоюз. конф. по инженерным проблемам термоядерных реакторов. Л., изд. НИИЭФА, 1977, с. 222.
17. Jacques R. e.a.— J. Nucl. Mater., 1976, v. 63, p. 262.
18. Guseva M. I. e.a.— Ibid., 1978, v. 76, p. 224.

Поступила в Редакцию 07.07.80

УДК 621.039.629

Перезарядный метод накопления тяжелых ионов для инерционного термоядерного синтеза

КОШКАРЕВ Д. Г., ЗЕНКЕВИЧ П. Р.

В последние годы интенсивно разрабатывается метод осуществления управляемого термоядерного синтеза (УТС) с помощью пучков тяжелых ионов, инициирующих микровзрывы термоядерных мишеней [1—4]. Основными особенностями этого метода являются:

простота и надежность механизма передачи энергии от ионов к веществу мишени;

большие ионизационные потери, позволяющие использовать пучки ионов сравнительно высокой энергией (≥ 5 ГэВ) и сравнительно малым током (≤ 50 кА);

применение для ускорения и формирования пучков тяжелых ионов с указанными параметрами хорошо разработанных типов ускорителей, обладающих высокой надежностью и довольно большим к. п. д. (при к. п. д. линейного ускорителя 40% к. п. д. всей установки не менее 20%);

использование для транспортировки и фокусировки таких пучков на мишень надежных

систем, состоящих из сверхпроводящих магнитных линз;

возможность благодаря большой длине каналов транспортировки пространственно и операционно отделить реактор, в центре которого размещается термоядерная мишень, от ускорительно-накопительной части.

Главный недостаток подобных систем — большие капитальные затраты. Следует указать также на серьезные затруднения, которые могут возникнуть в случае, если для обеспечения работы мишеней потребуется высокая равномерность облучения.

Для иллюстрации технических возможностей УТС с помощью пучков тяжелых ионов рассмотрим вариант, основанный на опубликованных в работе [5] параметрах D — T-мишени. При радиусе мишени 4 мм и энергетическом усилении 120 (энергетическим усилением называется отношение энергии, выделенной в мишени в результате

D — T-реакции, к вложенной энергии) параметры пучка следующие:

Тип ионов	$U+1$
Энергия ионов	10 ГэВ/ядро
Длительность импульса	70 нс
Энергия пучка	10 МДж
Средний ток ионов	14 кА

Наиболее удачной для создания пучка с такими параметрами в настоящее время считается система, включающая в качестве основных элементов линейный резонансный ускоритель (ЛУ) и накопительные компрессионные кольца. В этих кольцах ток от ЛУ увеличивается на два порядка в процессе многооборотной инжекции. Затем циркулирующий пучок разбивается на сгустки, группируется и направляется по нескольким каналам транспортировки на мишень.

Если принять ток линейного ускорителя равным 0,1 А, то при энергии ионов 10 ГэВ пиковая мощность пучка составит 1 ГВт. При непрерывной работе ускорителя ионов средняя мощность будет равна пиковой, а число импульсов тока, попадающих в секунду на мишень, при полном использовании пучка достигнет 100. При энергетическом усилении 120 в реакторе выделится тепловая мощность 120 ГВт. Полагая коэффициент преобразования тепловой энергии в электрическую равным 0,33, получим электрическую мощность станции 40 ГВт, из которой на собственные нужды установки (при к. п. д. 20%) приходится 5 ГВт. Выходные параметры подобной электростанции (особенно при учете возможного воспроизводства трития и наработки плутония) таковы, что высокая стоимость ЛУ на 10 ГэВ не будет обременительной. Однако для создания исследовательской установки она является весьма серьезным препятствием.

При заданной кинетической энергии ионов T длину (и, следовательно, стоимость) ЛУ можно резко сократить, если ускорять ионы с большим зарядом. Однако с увеличением заряда возрастают кулоновские силы, ограничивающие предельную энергию ϵ ионного пучка, накопленного на магнитной кольцевой дорожке. Значение ϵ определяется следующей формулой:

$$\epsilon \text{ [МДж]} \leq 10^{-3} (T/Z)^2 (4\pi\Delta Q/B) V, \quad (1)$$

где ΔQ — допустимое значение кулоновского сдвига частот бетатронных колебаний частиц в кольце; B — фактор бунчировки, равный отношению максимального тока в кольце к среднему; V — поперечный фазовый объем пучка (см. миллирадиан); Z — заряд иона; T — кинетическая энергия накопленных ионов, ГэВ/ядро.

В настоящей работе предложена перезарядная схема накопления, которая позволяет преодолеть трудности, связанные с кулоновским эффектом. Она включает ЛУ, в котором ускоряются ионы с высоким зарядом Z_n , и перезарядное устройство,

где заряд ионов снижается до значения Z_k , при котором и происходит накопление. Обозначим через U напряжение ЛУ, равное T/eZ_n . Из формулы (1) следует, что энергия, накопленная в одном кольце, пропорциональна $(T/Z_k)^2$. Отсюда найдем, что для перезарядной схемы накопленная в кольце энергия $\epsilon \sim U^2 Z_n^2 Z_k^{-2}$. Таким образом, при заданном U (и, следовательно, заданной длине ЛУ) выигрыш в накопленной энергии пропорционален квадрату отношения заряда при ускорении к заряду при накоплении.

Для уменьшения заряда ускоренных ионов можно использовать реакцию перезарядки тяжелого иона на легком. Сечение перезарядки в этом случае можно оценить с помощью формулы [6, 7]

$$\sigma_{i, i-1} = 2 \cdot 10^{-13} Z I^{-2} \text{ см}^2, \quad (2)$$

где Z — начальный заряд тяжелого иона; I — ионизационный потенциал легкого иона, эВ. Эта формула справедлива при условии, что относительная кинетическая энергия ионов ≤ 100 кэВ.

Из формулы (2) следует, что для перезарядки нужно применять ионы с минимальным значением I . Для энергетической установки наиболее выгодно использовать ионы с минимальной массой. Этим требованиям лучше всего отвечает отрицательно заряженный ион H^- , имеющий потенциал ионизации 0,75 эВ. Ускорение H^- осуществляется в отдельном линейном ускорителе; затем ускоренные ионы инжектируются в небольшое накопительное кольцо.

Ионы H^- взаимодействуют с тяжелыми ионами в специальном перезарядном промежутке, общем для накопительного кольца H^- и системы накопительных колец тяжелых ионов. В накопительном кольце с номером i может циркулировать только ион с заданным зарядом Z_i ($Z_i = i$). По мере уменьшения заряда ионы переходят из i -го кольца в кольцо с индексом $(i - 1)$. Перезарядный промежуток должен быть свободен от магнитного поля. Для предотвращения роста поперечного фазового объема в этом промежутке необходимо совпадение равновесных орбит и огибающих всех пучков. Кроме того, для повышения эффективности взаимодействия в перезарядном промежутке огибающие пучков должны иметь минимум (кроссовер).

При выполнении этих условий фазовый объем пучков в процессе перезарядки сохраняется, а реакция перезарядки идет, в основном, в зоне кроссовера. Максимальное значение частоты повторения импульсов линейного ускорителя тяжелых ионов (обозначим частоту через f) определяется временем, за которое происходит переход из кольца с максимальным зарядом в следующее кольцо. При теоретическом анализе процесса накопления удобно перейти к безразмерной переменной $\tau = ft$. Предположим, что число ионов H^- поддерживается постоянным и обозначим его через

N_0 (это означает достаточно частую смену частиц в кольце для H^-); кроме того, обозначим через x_i отношение N_i к N_0 , где N_i — число накопленных частиц с зарядом Z_i . Тогда уравнение для x_i будет иметь следующий вид:

$$\frac{dx_i}{d\tau} = A_{i+1} x_{i+1} - A_i x_i - \gamma_i x_i^2,$$

при $Z_n \geq i \geq Z_k$. (3)

В системе уравнений (3) первый и второй член определяют соответственно поступление и убыль частиц в i -м кольце из-за перезарядки на H^- ; третий член — гибель частиц из-за процесса слипания ионов с последующим распадом на новые зарядовые состояния. Сечения этого процесса составляют порядка 10^{-15} см² [8].

Предположим, что в последнем кольце накапливаются ионы с зарядом $Z_i = 1$. Тогда выражение для A можно записать в следующей форме:

$$A_{i, i-1} = K_0 Z_i L_1 L_i^{-1} \kappa_i^{-1}, \quad (4)$$

где L_i — длина кольца с номером i ; $\kappa_i = V_i/V_0$ (V_0 — поперечный фазовый объем кольца с H^-), а параметр

$$K_0 = \frac{3,5 \cdot 10^{-13} N_0 c \beta}{\pi r_0 L_1 f L_0}. \quad (5)$$

Здесь r_0 — радиус пучка ионов H^- в точке кроссовера; c — скорость света; $\beta = v/c$; v — продольная скорость ионов. Параметр γ_i определяется выражением

$$\gamma_i = \frac{10^{-15} N_0 c \beta}{\pi r_0 L_i^2 f \kappa_i^{1/2}}. \quad (6)$$

Из системы уравнений (3) следует, что эффективность процесса накопления определяется тремя источниками потерь ионов: потерями ионов с максимальным зарядом, связанными с гибелью остатка непроореагировавших ионов при инжекции новой партии; переходом ионов из состояния с $Z = 1$ в состояние с $Z = 0$ и слипанием ионов.

Анализ системы уравнений (3) показывает, что для получения разумного коэффициента захвата следует искусственно уменьшить потери ионов с $Z = 1$ из-за нейтрализации. Это можно сделать, как следует из формулы (4), либо увеличением значения L_1 , либо увеличением V_1 (практически такое увеличение может быть получено путем сдвига равновесной орбиты остальных колец).

Таблица 1
Зависимость эффективности перезарядки от параметров системы

B	K_0	λ	K_0	λ
4	0,02	0,565	0,015	0,565
5	0,02	0,650	0,015	0,610
6	0,02	0,685	0,025	0,680
7	0,025	0,715	0,020	0,710

Введем следующие исходные предположения: поперечные фазовые объемы для всех колец, кроме кольца с $Z = 1$, равны; среднее магнитное поле одинаково во всех кольцах, за исключением кольца с $Z = 1$ (при этом $L_i Z_i = \text{const}$); увеличение длины и поперечного фазового объема в первом кольце приводит к уменьшению потерь частиц из-за нейтрализации в B раз, где $B = \kappa \frac{L_1 Z_1}{L_n Z_n}$.

Кроме того, пренебрежем потерями вследствие слипания во всех кольцах, кроме первого (это допустимо из-за квадратичного характера эффекта). С учетом этих замечаний система уравнений, описывающих процесс накопления, примет следующий вид:

$$\left. \begin{aligned} \frac{dx_i}{d\tau} &= K_0 (Z_{i+1}^2 x_{i+1} - Z_i^2 x_i) \quad \text{при } Z_n \geq i \geq 2; \\ \frac{dx_1}{d\tau} &= 4K_0 x_2 - \frac{K_0}{B} x_1 - \gamma_1 x_1^2 \quad \text{при } i = 1. \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

Из системы (7) можно получить аналитические соотношения для максимального числа накопленных ионов. Полагая $dx_i/d\tau = 0$, получим, что асимптотические значения $x_i^{\text{макс}}$ определяются формулами

$$\left. \begin{aligned} Z_{i+1}^2 x_{i+1}^{\text{макс}} &= Z_i^2 x_i^{\text{макс}} \quad \text{при } Z_n \geq i \geq 2; \\ 4K_0 x_2^{\text{макс}} - \frac{K_0}{B} x_1^{\text{макс}} - \gamma_1 (x_1^{\text{макс}})^2 &= 0 \quad \text{при } i = 1 \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Из системы уравнений (8) следует, что

$$x_1^{\text{макс}} = \frac{K_0}{2B\gamma_1} \left[\sqrt{1 + \frac{4B^2 Z_n \gamma_1}{K_0}} - 1 \right]. \quad (9)$$

Так как $4B^2 Z_n^2 \gamma_1 / K_0 \ll 1$ (физически это требование соответствует малым потерям ионов из-за слипания), из уравнения (9) получим

$$N_1^{\text{макс}} \approx Z_n^2 B N_n.$$

Предположим, что N_n — число накопленных ионов в кольце с $i = Z_n$ — определяется кулоновским сдвигом бетатронной частоты. Тогда асимптотическое число ионов, накопленных в кольце с $i = 1$, также будет определяться кулоновским пределом, если $B \geq V_1/V_n$. Это требование удовлетворяется при условии $\frac{Z_1 L_1}{Z_n L_n} \geq 1$, которое легко выполнить. Предложенный механизм, таким образом, обеспечивает накопление на последнем кольце числа ионов, близкого к кулоновскому пределу.

Численное интегрирование системы (7) показывает, что для каждого значения B имеется оптимальное значение K_0 , соответствующее минимальным потерям частиц при накоплении (табл. 1).

Для оценки возможных значений B отметим, что отношение поперечных фазовых объемов обратно пропорционально отношению кулоновских сдвигов бетатронных частот в соответствующих кольцах. Ввиду необходимости группировки ча-

стиц в последнем кольце для формирования сгустков с малой длительностью предельный кулоновский сдвиг в кольце с $Z = 1$ должен быть в 2—3 раза меньше, чем в остальных кольцах. Кроме того, некоторый выигрыш может быть достигнут за счет искусственного увеличения длины орбиты кольца с $Z = 1$. Таким образом, диапазон практических интересных значений V составляет 3—6. Из табл. 1 следует, что этому диапазону соответствует вполне приемлемый коэффициент λ (от 0,55 до 0,70) использования пучка тяжелых ионов. В табл. 2 приведены основные параметры «перезарядного» ускорительно-накопительного комплекса, рассчитанного на ускорение ионов Xe^{+8} до энергии 20 ГэВ.

Комплекс (см. рисунок) включает два линейных ускорителя, 11 накопительных магнитных колец и одно распределительное кольцо. Вспомогательные инжекционные кольца служат для многооборотной инжекции Xe^{+8} и H^- по одной из степеней свободы. Накопленные в этих кольцах ионы с помощью многооборотной инжекции по второй степени свободы переводятся соответственно в первое накопительное кольцо перезарядной системы и в накопительное кольцо для H^- . Ионы Xe^{+1} из последнего кольца перезарядной системы переводятся в компрессионное кольцо. В компрессионном кольце пучок сжимается в азимутальном на-

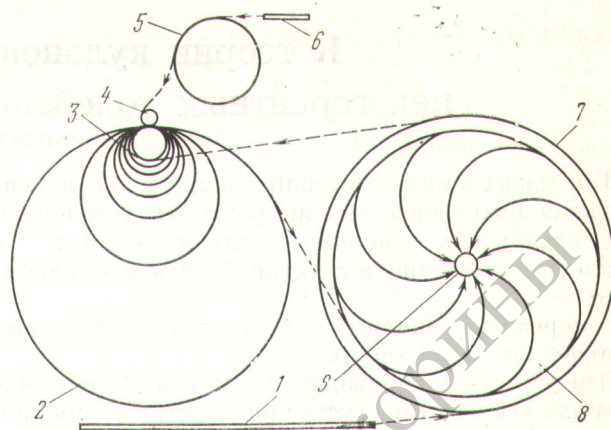


Схема перезарядного ускорительно-накопительного комплекса: 1 — линейный ускоритель ионов Xe^{+8} ; 2, 3, 4 — накопительные кольца для ионов Xe^{+1} , Xe^{+8} и H^- соответственно; 5 — инжекционное кольцо для ионов H^- ; 6 — линейный ускоритель ионов H^- ; 7 — инжекционное кольцо для ионов Xe^{+8} ; 8 — компрессионное кольцо для ионов Xe^{+1} ; 9 — термоядерная мишень

правлении с помощью системы резонаторов, работающих на частоте, в q раз превышающей частоту обращения ионов. При этом пучок разбивается на q коротких сгустков, которые строго одновременно направляются на мишень. Каждый сгусток движется к мишени по своему каналу транспортировки (на рисунке указано 8 таких каналов, т. е. $q = 8$).

Выполненный анализ позволяет заключить, что на основе данного предложения, по-видимому, можно создать исследовательский реактор с высоким уровнем накопленной энергии при малом напряжении на ЛУ. Для окончательного решения вопроса о возможности реализации схемы необходимо измерить сечение перезарядки на H^- и сечение слипания тяжелых ионов. Кроме того, необходимо исследование коллективных эффектов, в том числе связанных с кулоновским взаимодействием ионных пучков в перезарядном промежутке.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. ERDA Summer Study of Heavy Ions for Inertial Fusion. LBL-5543, 1976.
2. Proc. of the Heavy Ion Fusion Workshop. BNL-50769, 1977.
3. Proc. of the Heavy Ion Fusion Workshop. ANL-79-41, 1978.
4. Proc. of the Heavy Ion Fusion Workshop. LBL-103-01, 1980.
5. King N.— Ibid., p. 253.
6. Muller A. e.a.— Phys. Let., 1979, v. 70A, N 5—6, p. 410; 1977, v. 62A, p. 391.
7. Presnyakov L.— In Proc.: 10th Conf. on the Physics of Electronic and Atomic Collisions. Paris, 1977, p. 407.
8. Kim J.— In: ERDA Summer Study of Heavy Ions for Internal Fusion. LBL-5543, 1976, p. 58.

Поступила в Редакцию 16.02.81

Таблица 2

Основные параметры перезарядного ускорительно-накопительного комплекса

Параметр	Тип иона		
	Xe^{+8}	H^-	Xe^{+1}
Кинетическая энергия ионов, ГэВ	20	20	0,15
Частота работы линейного ускорителя, кгц	4	—	20
Длительность одного импульса тока, мкс	400	—	30
Средний ток в импульсе линейного ускорителя, мА	150	—	32
Скважность линейного ускорителя	83	—	1,67
Кратность многооборотной инжекции	100	—	100
Время накопления, с	—	0,1	—
Число накопленных ионов	$1,4 \cdot 10^{13}$	$9 \cdot 10^{14}$	$6,4 \cdot 10^{12}$
Длина кольца, м	200	2600	50
Среднее магнитное поле, Тл	1,0	0,6	0,25
Фазовый объем пучка, см·мрад	2	6	2
Размер пучка в кроссовере, мм	5	8	5
Накопленная энергия в пучке, МДж	$4,6 \cdot 10^{-2}$	3	$1,6 \cdot 10^{-4}$
Продольная компрессия	—	100	—
Число внешних пучков	—	14	—
Длительность импульса на мишень, нс	—	10	—