Для определения мощности остаточного энерговыделения при времени выдержки 60—10^7 с можно рекомендовать формулу (5). Для t менее 60 с можно использовать формулу (2).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Way K., Wigner E.**— Phys. Rev., 1946, v. 70, p. 115.
2. **Untermeyer S., Weills J.** Rep. ANL-4790, 1952.
3. **Гусев Н. Г., Дмитриев П. П.** Квантовое излучение радиоактивных нуклидов. М., Атомиздат, 1977.
4. **Колобашкин В. М. и др.** Бета-излучение продуктов деления. М., Атомиздат, 1978.
5. **McNair A. e.a.**— J. of Nucl. Engng, 1969, v. 23, N 2, p. 73.
6. **Меркин М. А., Старизный Е. С., Брегер А. Х.**— Атомная энергия, 1978, вып. 6, с. 525.
7. **Немировский П. Э., Чепурнов В. А.**— Там же, 1977, т. 42, вып. 1, с. 45.

Поступила в Редакцию 01.10.80

УДК 621.384.647

Плазменный диод — источник мощных импульсов быстрых нейтронов

ЗАВАДА Н. И., ЦУКЕРМАН В. А., ВОЛОДИН М. Д., ГЕВОРКЯН Г. Г., КОМАРОВ П. Л., ЛЯМИН В. И., ПИЛИПЕНКО А. В.

Сильноточные электронные пучки (СЭП) находят все более широкое применение для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза, при создании мощных СВЧ-генераторов и лазерных устройств, для изучения физики радиационных повреждений, при отработке методов коллективного ускорения. С этой целью введено в действие значительное число импульсных ускорителей с энергозапасом 10^4—10^6 Дж, мощностью СЭП до 10^{12}—10^{13} Вт и рабочим током 10^4—10^6 А [1, 2].

При определенных условиях техника СЭП может быть использована для получения высокоинтенсивных ионных пучков и последующей генерации мощных нейтронных импульсов. Интерес к этому направлению заметно возрос в последние годы и связан с перспективами использования ионных пучков для решения проблемы управляемого термоядерного синтеза. Основное внимание обращается на увеличение соотношения ионного (I_i) и электронного (I_e) токов. В настоящее время распространены три способа: система со скрещенными электрическим и магнитным полями [3, 4], рефлексный триод с полупрозрачным анодом [5], «самоизоляция» электронного пучка [6].

В настоящей статье излагаются результаты работы, выполненной в 1965—1979 гг., по получению мощных нейтронных импульсов на двух типах ускорителей прямого действия: ГИ-3000 [7] и ОРИОН-1 [8].

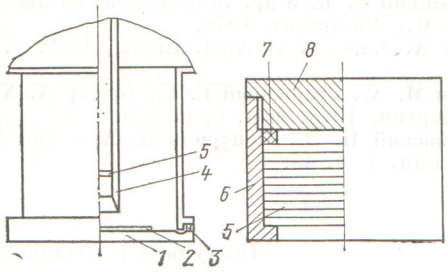
В ускорителе ГИ-3000 (1964—1967 гг.), где полный ток в прямом разряде генератора импульсных напряжений (ГИН) на вакуумный диод (ВД) не превышал 30 кА при ускоряющем напряжении 1 МВ, использовались две геометрии электронного промежутка: система с «обращенным катодом» [7] и совмещение обращенного катода с аксиальным магнитным полем [4]. Источником ионов служила анодная плазма, получаемая из тонкого слоя D_2O, намороженного на аноде, либо плазма из искровых ионных источников (ИИ) с элементами, насыщенными дейтерием или тритием [9, 10]. Включение ИИ проводилось управляющим импульсом, который опережал на $(0{,}5 \div 1{,}5)\cdot 10^{-6}$ с высоковольтный импульс на ВД. Мишенью для ионных токов служила поверхность катодного электрода с намороженным слоем D_2O. Выход нейтронов на этом ускорителе достигал 10^8—10^9 нейтр./имп. (обращенный катод) и увеличивался до $2\cdot 10^{10}$ нейтр./имп. в системе со скрещенными электрическим и магнитным полями *.

Возвращение к экспериментам с генерацией быстрых нейтронов в известной степени было связано со случайностью. При проведении опытов на ускорителе ОРИОН-1, работающем в «двухтактном» режиме [11], было решено для определения энергии рентгеновских квантов использовать пороговые $(\gamma - n)$-реакции на бериллии ($E_п = 1{,}67$ МэВ) и дейтерии ($E_п = 2{,}23$ МэВ). В первых включениях ускорителя при очень низком выходе тормозного излучения (ТИ) регистрировалось аномально высокое число нейтронов. Их появление трудно объяснить вкладом только $(\gamma - n)$-реакции, так как в последующих разрядах выход ТИ возрастал на порядок, а генерация нейтронов уменьшалась до 100 раз. Исследования показали, что выход $N_n \leqslant 10^9$ нейтр./имп. сохранялся, когда бериллий и дейтерий устранялись из-под пучка ТИ. При этом электроды диода ускорителя имели естественное состояние, а энергозапас двойной формирующей линии (ДФЛ) составлял 60 кДж.

Особенности «двухтактного» режима работы ускорителя ОРИОН-1, при котором обнаружена аномалия фотонейтронного выхода, заключаются в следующем. В такте зарядки продолжительностью $t_{зар} = (1{,}5 \div 1{,}7)\cdot 10^{-6}$ с происходит перекачка энергии из ГИН в ДФЛ. Внутренняя линия, энергозапас которой составляет 22% общего в ДФЛ, заряжается не через индуктивность, как

* Активным участником этого этапа работы являлся О. П. Печерский [4].

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины



Р и с. 1. Геометрия электродной системы диода ускорителя ОРИОН-1 и конструкция герметичной слоеной мишени

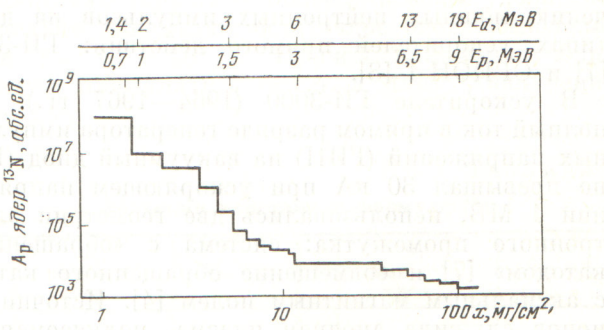
это принято в классическом варианте, а через предымпульсный заряд в диоде. При этом в основном ускоряющем промежутке протяженностью 5—7 см формируются слои анодной и катодной плазмы с характерной скоростью распространения $V_a = 1 \cdot 10^6$ см/с и $V_к = (2 \div 3) \cdot 10^6$ см/с [2]. В такте удвоения напряжения ДФЛ амплитуда тока диода за 10^{-7} с увеличивается до 400 кА, т. е. до значения, сравнимого с током короткого замыкания. Затем происходит пинчевание СЭП, при котором ток спадает до 40—60 кА за $(10 \div 20) \cdot 10^{-9}$ с. В последующих импульсах с интервалом 5—20 мин амплитуда тока и dI/dt заметно уменьшаются *.

Ускорительный промежуток диода обладал геометрией, характерной для подобных систем (рис. 1). На нижнем торце цилиндрической разрядной камеры *1* располагаются плоская танталовая мишень *2* и пояс Роговского *3*. Полый катодный электрод *4* из обычной стали имеет заостренную кромку, обращенную к мишени. После упомянутых импульсов на катодном электроде фиксировали наведенную активность с периодом полураспада $T = 10$ мин и энергетическим спектром $h\nu = 0{,}511$ МэВ, характерную для реакций типа $^{12}C(d, n)^{13}N$, $^{13}C(p, n)^{13}N$, $^{12}C(p, \gamma)^{13}N$.

Для откачки диода использовали паромасляные насосы с последующим вымораживанием паров жидким азотом. При этом давление остаточных газов в диоде составляло $\sim 2{,}66 \cdot 10^{-3}$ Па. Компонентный состав ионного пучка сильно зависит от загрязнений сорбированных на поверхности электродов в процессе откачки и при разрядах в диоде. В данных условиях подавляющее число ионов — протоны.

Высокие энергетические пороги реакций (p, n) на стабильных изотопах углерода и работа диода в режиме, близком к короткому замыканию, а также относительно низкое содержание дейтронов в анодной плазме требуют для объяснения полученных результатов наличия значительного числа ионов высокой энергии. Это предположение было подтверждено изучением распределения наведенной активности в глубине мишени для центральной части ионного пучка. Минимальные разрушения и испарения фронтальных участков мишени удалось обеспечить в режиме со сравнительно низким энергозапасом в ДФЛ. Поэтому для получения достоверной статистической информации о пробегах ионов и их энергии опыты проводили с ионным пучком, обогащенным дейтронами. В качестве анода использовали тантал, насыщенный дейтерием, либо тантал, на фронтальную поверхность которого нанесен, как и в работе [6], слой TiD_2 или LiD. Катодная мишень *5* для центральной части пучка положительных ионов герметична. Она состоит из набора тонких пленок CH_2 и $C_{10}H_8O_4$, размещенных в патроне *6* с отверстием для пучка. Слоеная мишень герметизирована по наружной кромке поверхности пленок с помощью кольца *7* и винта *8* в корпусе патрона. При таком оформлении сборки глубокие слои защищены от активности, принесенной из соседних участков катодной мишени. После облучения мишени ионным пучком диод разбирали и сборку извлекали для анализа. Ядерно-физическая аппаратура позволяла контролировать одновременно энергетический спектр наведенной активности и скорость распада радиоактивного продукта.

Характер распределения активности по толщине мишени, вызванной ионным пучком, представлен на рис. 2. Эти результаты получены при энергозапасе ДФЛ 28 кДж и обогащении пучка дейтронами. На верхней оси абсцисс указана энергия дейтронов, пробеги которых R_a соответствуют глубине мишени данного состава [12]. Толщина первого слоя в сборке (лавсан, $\delta = 10^{-3}$ см) приблизительно в 1,3 раза меньше R_d для дейтрона энергией $E_d = qU = 1{,}5$ МэВ. Значение ускоряющего напряжения U определялось из осциллограмм переходного процесса в системе формирующая линия — диод с учетом падения напря-



Р и с. 2. Распределение общего числа радиоактивных ядер A_p по толщине внутренней катодной мишени, возникающих в результате реакции $^{12}C(d, n)^{13}N$

* В рассматриваемом режиме плазма, возникающая в первом такте работы диода, играет основную роль во всех последующих процессах. По мнению авторов, для подобных схем ускорителя более правильно употреблять термин плазменный диод.

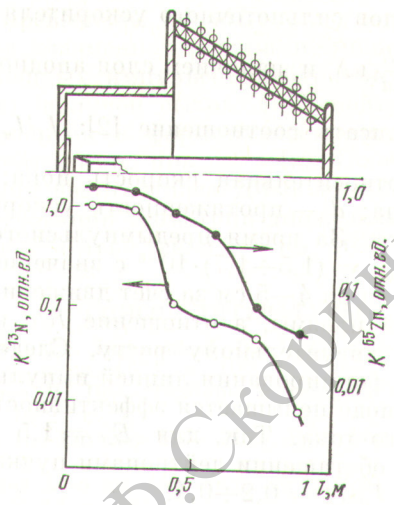
РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

жения на индуктивности катодного электрода $\left(U_L = -L\frac{dI}{dt}\right)$ и волнового сопротивления линии. Бóльшая часть радиоактивного продукта образуется на толщине $x \leqslant 0{,}5R_d$ [12]. Поэтому суммарное количество ^{13}N в первом слое достаточно полно характеризует число дейтронов энергией 1,5 МэВ. Из численного интегрирования выхода реакции $^{12}C(d, n)^{13}N$ с учетом состава мишени и парциального вклада в dE/dx каждого компонента можно оценить, что наведенная активность соответствует попаданию в мишень сборки $2\cdot10^{13}$ дейтронов. Относительное значение суммарной активности всех последующих слоев в различных импульсах с $W \approx 28$ кДж составляет 10—15%. В достаточно близких пределах находится, по-видимому, и доля дейтронов энергией $>1{,}5$ МэВ. Неопределенность в значительной степени связана с изменением сечения реакции $\sigma(E)$ и потерей для анализа некоторой части радиоактивного продукта.

Наиболее вероятными причинами появления ионов с энергией $E > qU$ являются индукционные поля при взаимодействии СЭП с анодной плазмой [13] или импульсы перенапряжения на индуктивности L катодного электрода и других элементов цепи разряда при пинчевании СЭП. По оценкам, значение $L\frac{dI}{dt}$ может достигать 7—12 МВ для режима $W = 60$ кДж.

Данные о распределении наведенной активности по сечению ионного пучка получены методом авторадиографии. Для этого первый слой мишени, активированный за один разряд, располагали вплотную к фотоэмульсии рентгеновской пленки чувствительностью $0{,}64\cdot10^{-6}$ Кл/кг. Экспонирование последней проводилось позитронами ^{13}N в течение 20 мин ($2T$). На отпечатках активность имеет четко очерченную несимметричную внутреннюю область. Размеры этой неактивированной зоны изменялись от 1 до 4 см при внутреннем диаметре катода 8 см. Недостаточная активность второго и последующего слоев не позволила получить авторадиографию аналогичного распределения для ионов с $E_d > 1{,}5$ МэВ. Полая структура ионного пучка наблюдалась в режимах с максимальным выходом нейтронов.

Более высокая активность отмечена на внутренней боковой поверхности и особенно в сравнительно небольшой зоне высотой 1,5—2 см, прилегающей к заостренной кромке катода. Последняя подвержена сильным разрушениям. Ее суммарное значение примерно в 10 раз превышает значение, фиксируемое в центральной части ионного пучка. Характер распределения активности вдоль поверхности наружной мишени для реакции $^{12}C(d, n)^{13}N$ представлен на рис. 3. Нормированная на единицу площади активность остается приблизительно постоянной в области разрядной



Р и с. 3. Распределение концентрации радионуклидов K, вызванных ионным пучком вдоль наружной поверхности катодного электрода в реакциях $^{12}C(d, n)^{13}N$ (○) и $^{65}Cu(p, n)^{65}Zn$ (●)

камеры. Для участков мишени, расположенных в области изолятора, она спадает в 10—100 раз. При этом плазма обогащалась дейтронами за счет нанесения TiD_2 как на торцовой, так и на боковой поверхностях разрядной камеры. Общее число радиоактивных ядер ^{13}N, образованных дейтронным пучком на катодной мишени, составило $A = (1{,}5 \div 3)\cdot10^9$. В том случае, когда разрушения мишени были небольшими, полный нейтронный выход не превышал значения A более чем в 1,3—2 раза.

При численном интегрировании с использованием данных по $\sigma(E)$ и dE/dx, взятых из работ [12, 14, 15], и для $E_d = 1{,}5$ МэВ выход нейтронов из мишени типа $C_{10}H_8O_4$ составляет $5\cdot10^{-6}$ нейтр./дейтр. Отсюда число дейтронов, необходимое для обеспечения наблюдаемой активности на всей мишени, должно составлять $N_d = (0{,}3 \div 0{,}6)\cdot10^{15}$. Заряд, перенесенный через электродную систему диода за время действия ускоряющего напряжения (до срыва импульса тока), равен $5{,}4\cdot10^{-3}$ Кл. Это соответствует прохождению $3{,}4\cdot10^{16}$ заряженных частиц. Эффективность проводки только дейтронной составляющей для данного режима диода $I_d/I_e \approx 1{,}8\%$, что достаточно близко к значению, определяемому для приближения ограниченности ионного тока объемным зарядом, и является минимальной. Если учесть наличие в ионном пучке значительного числа протонов (например, в анодной плазме из CD_2 со степенью дейтерирования 98% доля протонов составляла 50% [6]) и потерю для анализа радиоактивного продукта, то $I_i/I_e \approx 7 \div 8\%$.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скорины

Для диодов сильноточного ускорителя с токами $I > 8{,}5\beta\gamma\frac{R}{d}$ кА и наличием слоя анодной плазмы можно записать соотношение [2]: $I_i/I_e \approx \beta_i \frac{R}{d}$, где β_i — относительная скорость иона; R — радиус катода; d — протяженность ускорительного промежутка. За время предымпульсного разряда в диоде $t_{зар} = (1{,}5 \div 1{,}7)\cdot 10^{-6}$ с значение d может уменьшиться на 4—5 см за счет движения анодной и катодной плазмы, а отношение R/d имеет тенденцию к значительному росту. Следовательно, к моменту формирования линией импульса напряжения в диоде повышается эффективность проводки ионного тока. Так, для $E_d = 1{,}5$ МэВ при 100%-ном обогащении дейтронами пучка и $R/d = 5 \div 10$ $I_d/I_e = 0{,}2 \div 0{,}4$.

В том же варианте обогащения дейтронами анодной плазмы использовали катодные мишени из медной фольги с естественным содержанием изотопов: 69,1% ^{63}Cu и 30,9% ^{65}Cu. Реакции типа Cu (d, n) дают стабильные изотопы цинка. Пороги реакций ^{63}Cu $(p, n)^{63}$Zn и ^{65}Cu $(p, n)^{65}$Zn равны соответственно 4,12 и 2,17 МэВ [15]. При этом периоды полураспада и γ-спектры у образовавшихся продуктов значительно отличаются друг от друга и от ^{13}N. Одновременная регистрация скорости распада и спектра позволяет сравнительно легко оценить количество наработанного ^{63}Zn (N_1) и ^{65}Zn (N_2), а также определить неизбежный при паромасляной откачке вклад реакции ^{12}C $(d, n)^{13}$N (N_3). В эксперименте для одного из участков получено $N_1 = 5{,}5\cdot 10^5$, $N_2 = 2{,}5\cdot 10^7$, $N_3 = 7{,}2\cdot 10^5$.

Если считать, что толщина загрязнений органического характера на электродах системы составляет $\sim 10^{-5}$ см [16], то наблюдаемому в опыте значению N_3 должно соответствовать ускорение $\sim 10^{14}$ дейтронов. В предположении, что активация Cu-мишени обусловлена моногруппой протонов, по отношению N_2/N_1 можно оценить энергию протонов, которая равна 5 МэВ. Тогда общее число протонов этой энергии должно составить $\sim 10^{12}$. Эти результаты по порядку величины не противоречат данным, полученным в реакции ^{12}C$(d, n)^{13}$N с углеродсодержащими мишенями.

Характер распределения наведенной активности вдоль поверхности наружной мишени для реакции ^{65}Cu$(p, n)^{65}$Zn представлен также на рис. 3. По сравнению с аналогичной зависимостью для ^{12}C$(d, n)^{13}$N это распределение более плавно спадает в области изолятора диода. Эти распределения могут свидетельствовать о значительной эмиссии ионов с поверхности изолятора. Наиболее вероятные их источники — плазма, образующаяся за счет искрения в местах контакта градиентных колец с секциями изолятора, и пробои вдоль вакуумной поверхности изолятора. Следы этих явлений регулярно отмечались при включениях ускорителя.

Полный нейтронный выход (N_n) оценивали системой из четырех датчиков, работающих в режимах, близких к всеволновому детектору. Датчики располагали под углами 180, 135, 90 и 45° к направлению распространения ионного пучка. При определении N_n использовали данные об их чувствительности к $d-d$- и $d-t$-нейтронам, а также ориентировочные сведения о спектре и анизотропии. Энергетический спектр нейтронов и анизотропию выхода оценивали с помощью набора пороговых индикаторов. Предпочтение при этом отдавалось индикаторам с небольшим периодом полураспада и сравнительно простой схемой распада: ^{115}In$(n, n')^{115m}$In; ^{27}Al$(n, p)^{27}$Mg; ^{56}Fe$(n, p)^{56}$Mn; ^{27}Al$(n, \alpha)^{24}$Na; ^{19}F$(n, 2n)^{18}$F; ^{63}Cu$(n, 2n)^{62}$Cu; ^{12}C$(n, 2n)^{11}$C [17]. В таблице представлены полученные в эксперименте интегральные нейтронные спектры $F = \int_{E_{пор}}^{E_{макс}} F(E)\,dE$ реакции ^{7}Li(d, n) для интервала энергии $E_{пор} \leqslant E_n \leqslant E_{макс}$. Оценки проведены с использованием эффективных сечений $\sigma_1^{эф}$ для реакторных спектров [17] и $\sigma_2^{эф}$, рассчитанных для спектра реакции ^{7}Li(d, n) при $\theta = 0°$ [18]. Индикаторы размещались в двух фиксированных позициях на одинаковом расстоянии от эффективного центра нейтронного источника. Предполагалось, что нейтроны излучались из кольцевой зоны у торца катодного электрода. Детекторы первой позиции располагались внутри катода вакуумного диода и активировались нейтронами, угол вылета которых совпадал с направлением распространения ионного пучка ($\theta = 0°$). Вторая группа однотипных детекторов, расположенных вне диода, фиксировала нейтроны в направлении $\theta = 180°$.

Из экспериментов с реакцией ^{7}Li(d, n) на ускорителе следует, что для малых углов по сравнению

Флюенс нейтронов в месте расположения индикаторов для различных реакций при разных значениях E_n, нейтр./см^2

Эффективные сечения	^{19}F $(n, 2n)$, $E_n > 12{,}5$ МэВ	^{63}Cu $(n, 2n)$, $E_n > 11{,}8$ МэВ	^{27}Al (n, α), $E_n > 7{,}45$ МэВ	^{27}Al (n, p), $E_n > 4{,}5$ МэВ	^{115}In (n, n'), $E_n > 1{,}15$ МэВ
$\sigma_1^{эф}$ $(\theta = 0°)$	$2{,}6\cdot 10^6$	—	$2\cdot 10^7$	—	$2{,}2\cdot 10^7$
$\sigma_2^{эф}$ $(\theta = 0°)$	$3{,}4\cdot 10^6$	—	$1{,}7\cdot 10^7$	—	$2{,}8\cdot 10^7$
$\sigma_1^{эф}$ $(\theta = 180°)$	$1{,}25\cdot 10^5$	$1{,}5\cdot 10^5$	$1{,}6\cdot 10^6$	$2{,}1\cdot 10^6$	$8\cdot 10^6$

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины

с $\theta = 180°$ более чем на порядок выше доля нейтронов с $E_n > 12{,}5$ МэВ и в 2—3,5 раза больше выход с $E_n > 1{,}15$ МэВ. В спектре для $\theta = 0°$ зафиксированы нейтроны с $E_n > 22$ МэВ [$^{12}C(n, 2n)^{11}C$].

Максимальное значение полного нейтронного выхода $N_n^{макс}$, полученное с углеродсодержащими мишенями, достигало $3 \cdot 10^9$ при $W = 25$ кДж и $2 \cdot 10^{10}$ нейтр./имп. при $W = 40$ кДж, а для литиевых мишеней $2 \cdot 10^{10}$ и $1 \cdot 10^{11}$ нейтр./имп. соответственно. В серии импульсов максимум выхода наблюдался на втором-третьем разряде, а к десятому включению выход снижался примерно в 15—20 раз. При смене анодной мишени максимальный выход в серии мог снижаться по отношению к $N_n^{макс}$ не более чем в 3 раза. Наиболее вероятными причинами снижения является слабая воспроизводимость газоотделения анодной мишени и процессов образования плазмы.

Дальнейшее повышение выхода может быть достигнуто за счет усовершенствования электродной системы диода, реализации максимального энергозапаса ДФЛ ($W \geqslant 200$ кДж), улучшения качества мишени и степени обогащения ионного пучка дейтронами, усиления самоизоляции пучка электронов или применения в системе скрещенных электрического и магнитного полей. Оценки показывают, что реализация этих факторов позволит увеличить общий выход более чем на порядок.

Итак, на ускорителе ОРИОН-1 с максимальным энергозапасом в конденсаторном контуре 380 кДж использован двухтактный режим работы. Формирование слоя анодной плазмы в течение $(1{,}5 \div 1{,}7) \cdot 10^{-6}$ с обеспечивается при зарядке внутренней линии ДФЛ через предымпульсный разряд в диоде. В стадии работы ДФЛ на анод в течение 10^{-7} с анодная плазма является источником протонов и других заряженных частиц.

Энергия ионов в подобных условиях в несколько раз превосходит значение, определяемое ускоряющим напряжением на диоде. В наших экспериментах было зарегистрировано до 10—15% дейтронов энергией 1,5 МэВ, тогда как напряжение не превышало 1,5 МВ.

Диод в плазменном режиме применен для получения мощных импульсов нейтронов. В реакции $^7Li\ (d, n)$ получен выход 10^{10} нейтр./имп. при запасе энергии в формирующей линии 25 кДж и 10^{11} нейтр./имп. при 40 кДж. По оценкам при повышении энергозапаса ДФЛ до 200 кДж и совершенствовании геометрии диода ожидаемый выход может быть увеличен до 10^{12} нейтр./имп. и более.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Лобов С. И., Тарасова Л. В., Цукерман В. А.** — Успехи физ. наук, 1971, т. 100, с. 319.
2. **Смирнов В. П.** — Приборы и техника эксперимента, 1977, № 2, с. 7.
3. **Sudan R., Lovelase R.** — Phys. Rev. Lett., 1973, v. 31, p. 1174.
4. **Давыдов А. и др.** Авт. свид. № 244520. Бюл. изобр., 1969, № 18, с. 72.
5. **Humphries S., Lee J., Sudan R.** — Appl. Phys. Lett., 1974, v. 25, N 1, p. 20.
6. **Swein D. e.a.** — J. App. Phys., 1977, v. 48, N 1, p. 118.
7. **Зеленский К. Ф., Печерский О. П., Цукерман В. А.** — ЖТФ, 1968, т. 38, вып. 9, с. 1581.
8. **Зеленский К. Ф. и др.** — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 4, с. 239.
9. **Плютто А. А., Кервалидзе К. Н., Кварцхава И. Ф.** — Атомная энергия, 1957, т. 3, вып. 2, с. 153.
10. **Александрович Э.-Г. В., Соковишин В. А.** — Приборы и техника эксперимента, 1961, № 5, с. 7.
11. **Цукерман В. А. и др.** — Письма в ЖТФ, 1979, т. 5, вып. 3, с. 169.
12. **Young F., Golden J., Kapetanakos C.** — Rev. Sci. Instrum., 1977, v. 48, N 4, p. 432.
13. **Goldstein S. e.a.** — Phys. Rev. Lett., 1975, v. 35, p. 1079.
14. **Готт Ю. В.** Взаимодействие частиц с веществом в плазменных исследованиях. М., Атомиздат, 1978.
15. **Luce J.** — Ann. New York Acad. Sci., 1975, v. 251, p. 217.
16. **Сливков И. Н. и др.** Электрический пробой и разряд в вакууме. М., Атомиздат, 1966.
17. **Ломакин С. С., Петров В. Н., Самойлов П. С.** Радиометрия нейтронов активационным методом. М., Атомиздат, 1975.
18. **Johnson C., Trail C.** — Phys. Rev., 1964, v. 133, N 58, p. 1183.

Поступила в Редакцию 09.06.80

УДК 533.924

Характеристики потоков отраженных атомных частиц при взаимодействии водородной плазмы со стенкой в магнитном поле

СОТНИКОВ В. М.

Расчеты на ЭВМ показывают, что при энергии протонов 50—500 эВ 50% частиц и более рассеиваются назад, сохранив в среднем более половины своей энергии [1—4]. Из-за практически полной нейтрализации при контакте периферийной плазмы с первой стенкой или диафрагмами термоядерной установки (ТЯУ) поток отраженных нейтралов может проникать внутрь разряда и влиять на энергетический баланс. Потоки нейтралов способны эффективно переносить энергию в ТЯУ между поверхностями, не имеющими прямой оптической связи, например, в диверторе с диверторных пластин на криопанели через азотные экраны. Таким образом, информация о коэффициентах

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скорины