

коэффициентов θ_0 представлены в табл. 1 (состав бетона взят в соответствии с данными работы [2]). Легко заметить, что с увеличением начальной энергии γ -квантов у рассмотренных веществ возрастает анизотропия асимптотического углового распределения мощности дозы γ -излучения. В табл. 2 приведены коэффициенты θ_0 для различной толщины свинца.

Как видно, для $E_0 > E_{\min}$ ($E_{\min} = 3,4$ МэВ) угловое распределение мощности дозы практически не зависит от E_0 , но изменяется с ростом глубины проникновения μ_{0x} . Для энергии E_0 (2,3 и 4 МэВ), близкой к E_{\min} , в пределах точности расчетного метода угловое распределение мощности дозы можно считать стабильным для толщины

свинца, большей 30 д. с. п. Для $E_0 < E_{\min}$ (0,5 и 1,0 МэВ) угловое распределение мощности дозы устанавливается только при $\theta > 30^\circ$. Если $0^\circ < \theta < 30^\circ$, то при данной энергии с увеличением толщины свинца анизотропия в угловом распределении мощности дозы γ -излучения возрастает.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучин Н. Л. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 248.
2. Стомр Э., Израэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1973.

Поступило в Редакцию 04.07.78

УДК 539.17

Обдирка ионов урана с энергией свыше 60 ГэВ

ДУМАН Е. Л., МЕНЬШИКОВ Л. И.

Возможность образования неизвестных до сих пор сверхплотных и нейтронных ядер в результате фазового перехода [1] при столкновении тяжелых ядер энергией несколько сот МэВ/нуклон стимулировала разработку ускорителей очень тяжелых ионов вплоть до урана указанной энергии. В связи с этим возникла необходимость количественного определения результатов взаимодействия этих ионов с мишенями из различных элементов, т. е. определения зарядового спектра после обдирки, угловой расходимости, уширения энергетического спектра. Такую обдирку в проекте ускорительного комплекса тяжелых ионов [2], который намечается соорудить в ОИЯИ, предполагается осуществить инжекцией в синхрофазотрон ионов урана энергией 350 МэВ/нуклон. Выбор материала и толщины обдирочной мишени — одна из задач настоящей работы.

Процессы, определяющие формирование зарядового состояния ионов, угловую расходимость и потери. Оптимальные параметры мишени, энергетические потери и угловая расходимость пучка ионов определяются процессами, происходящими во внутренних электронных оболочках иона урана. Это существенно упрощает задачу и позволяет получить простые аналитические зависимости исследуемых параметров пучка на выходе из обдирочной мишени от ее толщины и материала при кинетической энергии ионов свыше 60 ГэВ.

Зарядовое состояние ионного пучка формируется в результате действия двух противоположных процессов: выбивания электронов иона урана при соударении его с атомами мишени и захвата связанных электронов атома мишени на орбиту многозарядного иона. При больших относительных скоростях соударения вероятность одноэлектронной ионизации может быть определена по теории возмущений в приближении прицельных параметров [3], которая легко обобщается для случая релятивистских скоростей. При этом сечение одноэлектронной ионизации равно (атомные единицы: $\hbar = m_e = e = 1$):

$$\sigma = 7,2N \frac{Z_a^2}{Z_{\text{эф}}^2 v^2} \ln \frac{2,2v^2 \gamma \exp(-v^2/c^2)}{Z_a Z_{\text{эф}}}, \quad (1)$$

где N — число электронов во внешней оболочке иона; $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$. Здесь была использована водородоподобная модель иона урана, согласно которой на внешней оболочке иона имеются электроны, движущиеся в эффективном кулоновском поле заряда $Z_{\text{эф}}$ с энергией связи $I = Z_{\text{эф}}^2/2$. Такое представление наиболее оправдано для заряда иона > 85 . Однако в нашем случае обдирка ионов урана до заряда 85 происходит на первых 10% толщины мишени, а остальные 90% характеризуются процессами на внутренних электронных оболочках, для которых водородоподобная модель наиболее оправдана. Погрешность при этом не превышает 30%.

Основными процессами, ведущими к уменьшению заряда иона, являются: 1) захват $1s$ -электрона атома мишени кулоновским полем иона, т. е. захват Бринкмана — Крамерса; 2) радиационный захват, или захват электронов атома мишени с излучением фотона. В ультрарелятивистском случае ($\gamma \gg 1$) основным процессом, приводящим к уменьшению заряда иона урана при столкновении его с атомами мишени, будет процесс рождения e^+e^- -пары в кулоновском поле двух ядер с электроном на K -оболочке иона урана. Однако при рассматриваемой скорости столкновения вкладом этого процесса в формирование равновесного заряда иона можно пренебречь.

Сечение кулоновского захвата с учетом релятивистских эффектов находится по формуле [7]

$$\sigma_{\text{Б.К.}} = \frac{27\pi}{5} \left(\frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left(\frac{Z_a e^2}{\hbar c} \right)^5 \times \left(\frac{Z_{\text{эф}} e^2}{\hbar c} \right)^5 \left(\frac{v}{c} \right)^8 \frac{(\gamma+1)\gamma^8}{(\gamma+\varepsilon)^{10}}, \quad (2)$$

где $\varepsilon = \sqrt{1 - Z_{\text{эф}}^2 e^4}$; c — скорость света.

При большой скорости столкновения сечение радиационного захвата выражается через сечение фотоионизации [7, 8]:

$$\sigma_{\text{рад}} = \frac{2K^2}{v^2} Z_a \sigma_{\text{ф}}, \quad (3)$$

где Z_a — количество электронов в атоме мишени; K — импульс излучаемого фотона; $\sigma_{\text{ф}}$ — сечение фотоионизации, которое вычисляется по формулам Штоббе и Заутера [4] в нерелятивистском и релятивистском случаях соответственно. Эти формулы для $\sigma_{\text{ф}}$ дают одинаковые результаты в широкой промежуточной области скоростей даже в случае многозарядного иона. При этом излучается фотон, частота которого $\omega = (Z_{\text{эф}}^2 + v^2)/2$.

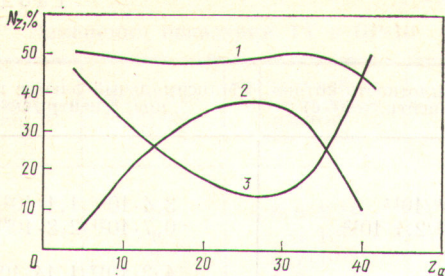
Угловую расходимость пучка $\Delta\theta$ в основном определяет процесс кулоновского рассеяния ядер сталкивающихся частиц:

$$\Delta\theta = \sqrt{2 \left(\int \theta^2 d\sigma \right) N_a L}, \quad (4)$$

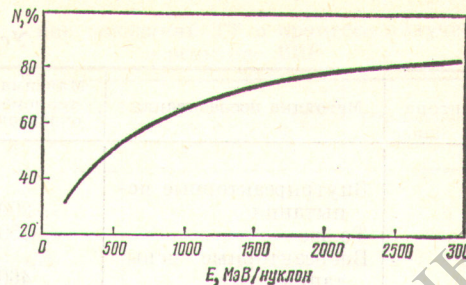
где $\theta = \frac{M_a}{M_i} \sin \theta$ — угол рассеяния в лабораторной системе

координат; $d\sigma = \frac{\pi}{2} \left(\frac{ZZ_a}{M_a v^2} \right)^2 \frac{\sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta/2}$ — резерфордское дифференциальное сечение рассеяния; L — эффективная толщина мишени.

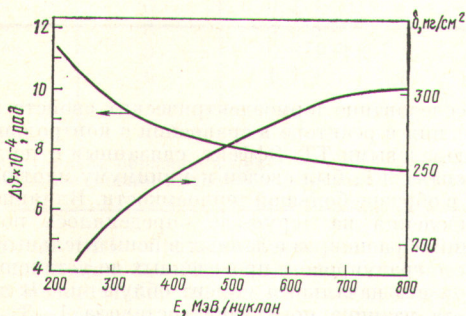
Энергетические потери и уширение энергетического спектра ионного пучка связаны с процессами, ведущими к изменению электронного состояния атомов обдирочной



Р и с. 1. Зависимость зарядового состава пучка ионов урана (N_z) от атомного номера элемента мишени Z_a при энергии 250 МэВ/нуклон и $Z = 91$ (1); 92 (2) и 90 (3)



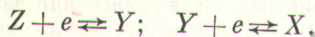
Р и с. 3. Зависимость доли ядер урана N от энергии E для оптимальной мишени



Р и с. 2. Зависимость равновесной толщины оптимальной мишени δ и угловой расходимости пучка $\Delta\theta$ от энергии пучка ионов E

мишени и могут быть подсчитаны по формулам Бете [5] и Померанчука [6].

Выбор мишени и расчеты относительного содержания ядер в пучке. Оптимальные параметры мишени определяются в основном процессами в K -оболочке иона урана



Здесь Y, X — ионы урана с одним и двумя электронами на K -оболочке соответственно; Z — голые ядра.

Запишем для этих процессов кинетические уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dX}{dt} &= -2\sigma_i X + \frac{\sigma_{II}}{2} Y; \\ \frac{dY}{dt} &= 2\sigma_i X - \sigma_i Y + \sigma_{II} Z + \frac{\sigma_{II}}{2} Y; \\ \frac{dZ}{dt} &= \sigma_i Y - \sigma_{II} Z, \end{aligned} \quad (5)$$

где $l = N_a x$; x — длина мишени; $X + Y + Z = 1$, σ_i — сечение ионизации (I); $\sigma_{II} = 2\sigma_{B.K.} + \sigma_{p.II} [\sigma_{B.K.} \text{ и } \sigma_{p.II}]$

сечения кулоновского и радиационного захвата, вычисленные по формулам (2) и (3); X, Y, Z — доля ионов и ядер урана в пучке.

Приведенные формулы позволяют рассчитывать зависимость зарядового спектра пучка ионов урана от номера элемента материала мишени при условии выполнения неравенства $Z_a/Z_{эф} \ll 1$ для энергии соударения свыше 60 ГэВ. Обнаружен максимум выхода ядер в области $Z_a \approx 25 \div 28$ (рис. 1). Рассчитаны зависимости «равновесной» толщины δ и среднего квадратичного угла рассеяния $\Delta\theta$ ионов урана от энергии пучка (рис. 2), а также доля ядер урана Z в пучке (рис. 3).

Потеря энергии и уширение энергетического спектра ионов в пучке при прохождении равновесной толщины мишени для этих условий практически не зависят от энергии в диапазоне энергий столкновения от 0,25 до 2 МэВ/нуклон и равны соответственно 700 и 30 МэВ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мигдал А. Б. «ЖЭТФ», 1970, т. 61, с. 2209.
2. Веников Н. И. и др. В кн.: Труды V Всесоюз. совещ. по ускорителям. Т. 1. М., «Наука», 1977, с. 88.
3. Hansteen J., Mosebekk O. «Nucl. Phys.», 1973, v. A204, p. 541.
4. Думан Е. Л., Меньшиков Л. И. Препринт ИАЭ-3053. М., 1978.
5. Думан Е. Л., Меньшиков Л. И. «Докл. АН СССР», 1979, т. 244, № 6.
6. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский А. П. Релятивистская квантовая теория. Ч. I. М., Физматгиз, 1968.
7. Берестецкий В. Д., Лифшиц Е. М., Питаевский А. П. Там же, ч. II.
8. Померанчук И. Я. Собрание научных трудов. Т. 2. М., «Наука», 1972, с. 110.

Поступило в Редакцию 11.12.78

УДК 536.5:621.362

Поведение термоэлектрических термометров под воздействием реакторного облучения

ФРАКТОВНИКОВА А. А., РЕДЧЕНКО М. И., КРУГЛОВ А. С.

Применение термоэлектрических термометров (ТТ) из вольфраморениевых сплавов в условиях реакторного облучения вызывает необходимость введения поправок в показания вследствие изменений термо-эдс, вызываемых радиационными дефектами. Опубликованные данные между собой не согласуются. Так, показания ТТ W/W25Re

увеличились на 150° при температуре 2200 °С и флюенсе тепловых нейтронов $2,6 \cdot 10^{20}$ нейтр./см² [1], а показания ТТ W5Re/W26Re — уменьшились на 90° при температуре ~1200 °С после облучения их в реакторе МТР в течение 5500 ч [2]. Облучение ТТ W5Re/W20Re до флюенса тепловых нейтронов $5 \cdot 10^{19}$ нейтр./см² привело к увеличению