

P9-2005-110

Б. Н. Гикал, Г. Г. Гульбемян, В. И. Казача,  
Д. В. Каманин

РАСЧЕТ ВРЕМЕНИ ЖИЗНИ УГЛЕРОДНЫХ  
ПЕРЕЗАРЯДНЫХ МИШЕНЕЙ В ИНТЕНСИВНЫХ  
ПОТОКАХ ТЯЖЕЛЫХ ИОНОВ

Гикал Б. Н. и др.

P9-2005-110

Расчет времени жизни углеродных перезарядных мишеней  
в интенсивных потоках тяжелых ионов

В работе рассматривается влияние эффектов радиационного разрушения и сублимации на время жизни углеродных мишеней, используемых для вывода из циклотронов ускоренных пучков ионов методом перезарядки. Приводятся теоретические модели, позволяющие оценивать время жизни углеродных мишеней в зависимости от их параметров и параметров выведенных ионных пучков как для эффекта радиационного повреждения, так и для сублимации. Показано, что для используемых в циклотроне У-400 углеродных мишеней толщиной  $50 \text{ мкг/см}^2$  и плотностей потоков ионов до  $100 \text{ рмкА/см}^2$  основным эффектом, определяющим время жизни мишеней, является радиационное повреждение. При больших толщинах мишеней и больших потоках ионов время жизни мишеней будет уже определять эффект сублимации. При этом в мишенях могут образовываться «лунки», влияющие на среднюю энергию и на дисперсию распределения по энергиям пролетевшего пучка ионов. Проведено сравнение измеренных и рассчитанных времен жизни углеродных мишеней.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Gikal B. N. et al.

P9-2005-110

Calculation of Lifetime of Charge-Exchanging Carbon Targets  
in Intense Heavy Ion Beams

Influence of the radiation damage and sublimation effects on the lifetime of carbon targets used for the accelerated ion beam extraction from cyclotrons by the charge-exchanging method is considered. The theoretical models permitting evaluation of the carbon target lifetime depending on their and ion beam parameters are presented both for the radiation damage and sublimation effects. It is shown that for the U-400 cyclotron carbon targets  $50 \text{ }\mu\text{g/cm}^2$  thick and for the ion beam flux density up to  $100 \text{ р}\mu\text{A/cm}^2$  the main effect defining the carbon target lifetime is the radiation damage. If the carbon target thickness and the ion beam flux density are greater, the target lifetime is defined already by the sublimation effect. In this connection «casting pipes» can be formed in the target, affecting on the mean energy and the energy distribution dispersion of the ion beam flied through the target. Comparison of measured and calculated target lifetimes is carried out.

The investigation has been performed at the Flerov Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

Углеродные фольги толщиной 20–100 мкг/см<sup>2</sup> (0,1–0,5 мкм) используются в циклотронах и других ускорителях тяжелых ионов для повышения заряда ускоренных ионов [1]. Эти фольги имеют конечное время жизни  $\tau_l$ . В литературе широко представлены экспериментальные данные относительно сроков службы углеродных мишеней в пучках тяжелых ионов [2–5]. Необходимость частой замены мишени увеличивает стоимость работ и время простоя циклотрона. Исследование зависимости величины  $\tau_l$  от параметров пучка ионов и мишени является актуальной современной задачей.

На рис. 1 показана фотография устройства крепления углеродной перезарядной мишени, предназначенной для вывода из циклотрона ускоренных ионных пучков.

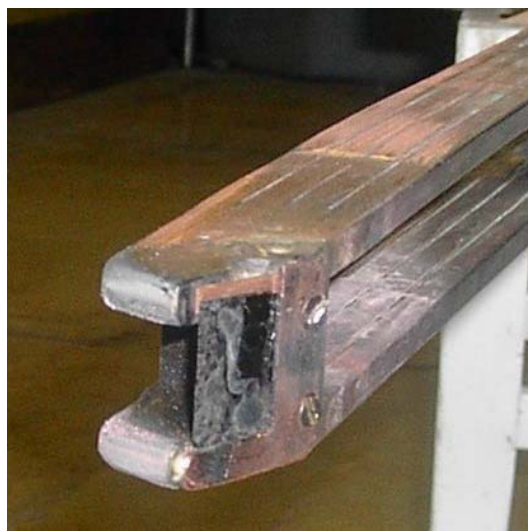


Рис. 1. Устройство крепления углеродной перезарядной мишени

В настоящей работе рассматривается влияние эффектов радиационного разрушения и сублимации на время жизни углеродных мишеней.

## **1. ВЛИЯНИЕ РАДИАЦИОННЫХ ПОВРЕЖДЕНИЙ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЕЙ**

В ИЯИ РАН (г. Троицк) разработана методика расчета времени жизни углеродных мишеней исходя из основных принципов физики радиационных

повреждений [6]. В самом общем виде при облучении первичные ионы создают в мишени точечные дефекты: междоузлия и вакансии. При низких температурах вакансии неподвижны, а междоузлия мигрируют, создают комплексы или рекомбинируют с вакансиями. Анализ кинетики дефектов показывает, что с течением времени происходит накопление вакансий, которое приводит к искажению кристаллической решетки и возникновению макроскопических механических напряжений. Если они достигают предела механической прочности материала фольги  $\sigma_p$ , то происходит ее разрушение. Подробный анализ кинетики дефектов и обоснование модели изложены в работах [6, 7].

Основное соотношение для оценки времени жизни углеродных мишеней в пучках ионов имеет вид [6]

$$\tau_l = \left( \frac{\sigma_p}{0.18 \cdot E} \right)^{3/2} \cdot \frac{(N \cdot \Omega \cdot \nu \cdot a)^{1/4}}{K_d^{5/4}} \cdot \exp\left(-\frac{E_m^i}{4kT}\right). \quad (1)$$

Здесь  $E$  — модуль Юнга;  $N = 10^{23} \text{ см}^{-3}$  — число атомов мишени в единице ее объема;  $\Omega = 2 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  — сечение взаимодействия налетающих ионов с атомами мишени;  $\nu = 5 \cdot 10^{13} \text{ с}^{-1}$  — частота колебаний атомов решетки;  $a = 1,6 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  — постоянная решетки графита;  $E_m^i = 0,3 \text{ эВ}$  — пороговая энергия миграций точечных дефектов — междоузлий,  $K_d$  — скорость генерации точечных дефектов налетающими ионами;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — средняя абсолютная температура разогрева мишени при ее бомбардировке ионами. Подставляя значения всех параметров и отношение  $\sigma_p/E = 0,0102$  из [8] в соотношение (1), получаем

$$\tau_l = 23 \cdot K_d^{-5/4} \cdot \exp(-870/T)[\text{с}]. \quad (2)$$

Для того чтобы на практике пользоваться соотношением (2) для оценки времени жизни углеродных мишеней в пучках ионов, определим величины  $K_d$  и  $T$ :

$$K_d = \sigma_d n_d \cdot j. \quad (3)$$

Здесь  $\sigma_d$  — эффективное сечение образования дефектов;  $n_d$  — число дефектов, образованных первично выбитым атомом в каскаде последующих атом-атомных столкновений;  $j$  [ $\text{pA}/\text{см}^2$ ] — плотность потока ионов. Во многих практических случаях достаточно воспользоваться резерфордским приближением

$$\sigma_d n_d = 2\pi a_0^2 \cdot \frac{E_R^2}{E_b \cdot E_d} \cdot Z_1^2 \cdot Z_2^2 \cdot \frac{M_1}{M_2} \cdot \ln\left[\frac{4 \cdot M_1 \cdot M_2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \frac{E_b}{E_d}\right]. \quad (4)$$

Здесь  $a_0 = 0,53 \cdot 10^{-8}$  см,  $E_R = 13,6$  эВ — энергия Ридберга;  $E_b$  [эВ] — кинетическая энергия налетающих ионов;  $E_d = 25$  эВ — пороговая энергия, необходимая для образования устойчивой пары дефектов Френкеля;  $M_1, M_2$  — массы налетающих ионов и атомов мишени;  $Z_1, Z_2$  — заряды ядер налетающих ионов и атомов мишени соответственно. Более точные выражения для  $\sigma_d n_d$  приведены в [6]. Среднюю абсолютную температуру разогрева мишени в пучках ионов определим с помощью закона Стефана–Больцмана

$$T = \left( \frac{P}{2 \cdot \varepsilon \cdot \sigma_0} + T_0^4 \right)^{1/4}, \quad (5)$$

где  $P$  [Вт/см<sup>2</sup>] — плотность потерь мощности пучка в мишени, рассчитываемая с помощью программы LISE [9];  $\varepsilon = 0,5$  — коэффициент черноты мишени;  $\sigma_0 = 5,67 \cdot 10^{-12}$  Дж/см<sup>2</sup> К<sup>4</sup> — постоянная Стефана–Больцмана;  $T_0$  [К] — температура стенки ионопровода. При толщине мишени  $h$  до нескольких сот микрон потери мощности пучка в ней прямо пропорциональны ее толщине.

Изложенная выше модель разрушения фольг была использована для расчета времени жизни углеродной мишени толщиной  $\mu = 50$  мкг/см<sup>2</sup> ( $h_0 = 0,25$  мкм), применяемой в циклотроне У-400 для вывода пучка ионов методом перезарядки [10]. Основная интенсивность пучка попадает на площадь  $\sim (0,3-0,5)$  см<sup>2</sup>. По мере разрушения края фольги перезарядка пучка происходит на удаляющейся кромке. Из экспериментальных данных можно сделать вывод, что за срок службы фольги разрушается приблизительно площадь, равная двум-трем площадям сечения пучка  $S$ . Этот процесс ограничен тем, что со временем ухудшается качество пучка, так как перезарядка происходит уже не на ровном, а на изогнутом крае. Таким образом, при расчетах следует принимать срок службы фольги равным времени разрушения площади (2–3)  $S$ .

В качестве примера ниже рассмотрено время жизни мишеней в пучках ионов В, Ne, Ar, Cu и Kr циклотрона У-400 ОИЯИ. На рис. 2 представлены рассчитанные зависимости  $\tau_l$  от плотности потока частиц для указанных выше ионов.

Как показано выше, коэффициент использования мишени на циклотроне У-400  $m \approx 3$ . Так, например, для ионов  $Ar_{40}^{5+}$  с током 20 мкА и  $E = 5$  МэВ/нуклон плотность потока составляет  $\sim 5$  рмкА/см<sup>2</sup>. Из рис. 2 видно, что такой плотности потока ионов аргона соответствует  $\tau_l \approx 30$  ч, а с учетом коэффициента использования площади мишени получаем  $\tau_{\text{расчет}} \approx 90$  ч. Экспериментальное же значение  $\tau_{\text{эксп}}$  составляет 75–100 ч, то есть имеем хорошее согласие расчета с экспериментом.

Для тока  $\sim 50$  мкА того же пучка расчетные и экспериментальные значения  $\tau_l$  составляют соответственно 48 ч и несколько десятков часов. Экс-

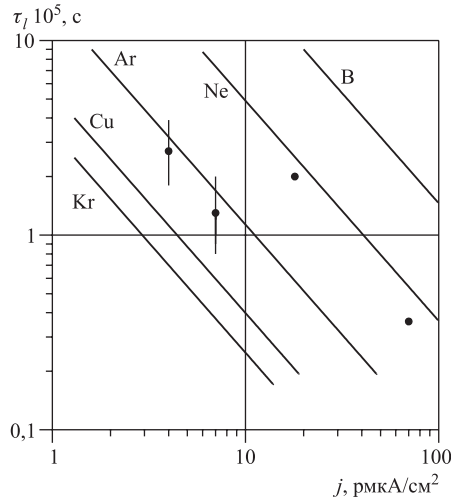


Рис. 2. Рассчитанные зависимости времени жизни углеродной мишени от плотности потока частиц. Толщина мишени  $\mu = 50 \text{ мкг/см}^2$  (0,25 мкм), кинетическая энергия ионов  $E = 5 \text{ МэВ/нуклон}$

периментальные точки, полученные для ионов неона (см. рис. 2), показывают нижнее измеренное значение величины  $\tau_l$ , так как в этих экспериментах мишени заменялись до их разрушения.

Тестом для изложенных выше модельных представлений о процессах разрушения углеродных пленок явилось облучение мишеней легкими ионами или  $\text{He}^+$  на выходе форинжектора линейного ускорителя И-2 ИТЭФ[11]. Такие легкие ионы (или  $\text{He}^+$ ) значительно меньше нагревают и испаряют атомы мишени, позволяя тем самым отсечь побочные процессы. Сравнение полученных экспериментальных данных с расчетами подтвердило правильность изложенных выше модельных представлений, поскольку расчетные и экспериментальные данные находятся в хорошем согласии [11].

Различные зависимости  $\tau_l$  от параметров мишени и ионных пучков, рассчитанные по формулам (1)–(5), приведены в Приложении.

## 2. ВЛИЯНИЕ СУБЛИМАЦИИ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ УГЛЕРОДНЫХ МИШЕНЕЙ

В [12] показано, что для достаточно толстых мишеней ( $\mu > 10 \text{ мкг/см}^2$ ) вкладом распыления атомов можно пренебречь по сравнению с радиационными повреждениями. При увеличении мощности потерь пучка ионов  $P$  в углеродной мишени толщины  $h_0$  происходит разогрев ее до высокой температуры (порядка 2500–4000 К). Это приводит к тому, что атомы мишени

начинают сублимировать с ее поверхности, и ее толщина начинает уменьшаться. С уменьшением толщины мишени уменьшается и мощность потерь пучка. Температура мишени снижается, процесс ее сублимации замедляется и ее толщина стабилизируется на новом квазистационарном значении  $h_1 < h_0$ .

Давление насыщенных паров углерода  $P_c$  у поверхности мишени существенно зависит от ее температуры  $T$ . Используя кривую для зависимости  $P_c$  от  $T$ , приведенную в [13], мы можем представить ее аналитически в диапазоне  $1700 \leq T \leq 4000$  К формулой

$$P_c(T) = A \cdot e^{\frac{-B}{T}}, \quad (6)$$

где  $A = 1,87 \cdot 10^{11}$  торр, а  $B = 8,35 \cdot 10^4$  К. Средняя скорость движения частиц паров углерода

$$V = 1,5 \cdot 10^4 \cdot \sqrt{\frac{T[K]}{M2}} \text{ [см/с]}. \quad (7)$$

Зависимость плотности насыщенного пара углерода  $n$  [см $^{-3}$ ] над поверхностью мишени от давления дается выражением

$$n = 0,966 \cdot 10^{19} \cdot \frac{P_c[\text{торр}]}{T[K]}. \quad (8)$$

Количество атомов  $N_s$ , содержащихся в 1 см $^2$  поверхности мишени толщиной  $h$  [см] и плотностью  $\rho$  [г/см $^3$ ], вычисляется как

$$N_s = 6 \cdot 10^{23} \cdot \frac{h \cdot \rho}{\mu_c}. \quad (9)$$

Здесь  $\mu_c = 12$  г/моль — молярная масса углерода. Количество атомов, покидающих 1 см $^2$  поверхности графита в единицу времени, с каждой стороны мишени равно  $1/2 \cdot n \cdot V$  (соответственно с обеих сторон мишень покидает  $n \cdot V$  атомов). Тогда для скорости изменения величины  $N_s$  справедливо уравнение

$$\frac{dN_s}{dt} = -n \cdot V. \quad (10)$$

Оценки с использованием уравнения теплопроводности [14] показывают, что уход тепла из пятна взаимодействия ионного пучка с углеродной мишени толщины  $\sim 1$  мкм вдоль самой мишени пренебрежимо мал. Основным механизмом отвода тепла является тепловое излучение. То есть в нашем случае уравнение (5) справедливо. Тепловой коэффициент излучения графита для температур больше 2000 К  $\varepsilon \approx 0,8$ .

Тогда, учитывая, что  $P \sim h$ , уравнение (5) можно переписать как

$$\frac{h}{h_0} \cdot \frac{P}{\varepsilon \cdot \sigma_0 \cdot 2} = T^4. \quad (11)$$

Варьируя уравнение (9), получаем

$$\Delta N_s = 6 \cdot 10^{23} \cdot \frac{\rho}{\mu_c} \cdot \Delta h. \quad (12)$$

Подставляя (12) в (10) и используя (8)–(11), (10) получаем следующее дифференциальное уравнение, которое позволяет рассчитать зависимость толщины мишени  $h$  от времени:

$$\frac{dh(t)}{dt} = -\alpha \cdot \frac{\frac{-B}{e^{\beta \cdot \sqrt[4]{h(t)}}}}{\sqrt{\beta} \cdot \sqrt[8]{h(t)}}. \quad (13)$$

Здесь  $\alpha = 0,242 \cdot \frac{A \cdot \mu_c}{\rho \cdot \sqrt{M^2}}$ . Или для параметров углеродной пленки ( $\mu_c = 12$  г/моль и  $\rho = 2$  г/см<sup>3</sup>)

$$\alpha \approx 7,83 \cdot 10^{10} \text{ [см} \cdot \text{К}^{01/2}/\text{с}], \quad \beta = \sqrt[4]{\frac{P}{h_0 \cdot \varepsilon \cdot \sigma_0 \cdot 2}} \text{ [К см}^{-1/4}/\text{с]}.$$

В наших дальнейших расчетах начальную толщину углеродной мишени  $h_0$  считаем равной 1 мкм. Площадь взаимодействия ионного пучка с мишенью равна 1 см<sup>2</sup>, мощность пучка  $W_b = 17,6$  кВт; мощность  $P$ , теряемая пучком в мишени, составляет ~1% от  $W_b$ , то есть равна ~176 Вт.

На рис. 3 показан результат численного интегрирования дифференциального уравнения (13) для указанных выше параметров ионного пучка и при условии, что начальная толщина углеродной пленки составляет 1 мкм (10<sup>-4</sup> см).

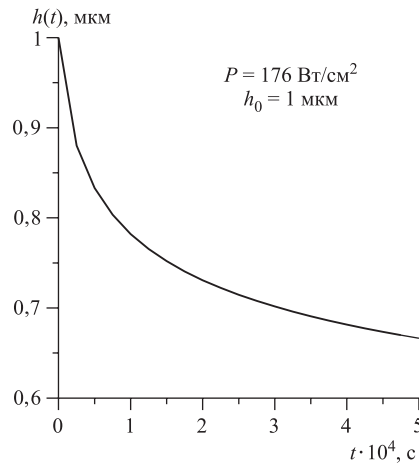


Рис. 3. Рассчитанная зависимость толщины углеродной мишени от времени



На рис. 4 приведена рассчитанная зависимость времени жизни углеродной мишени  $\tau_{1/2}$  от плотности мощности потерь  $P$ . Временем жизни пленки счи-

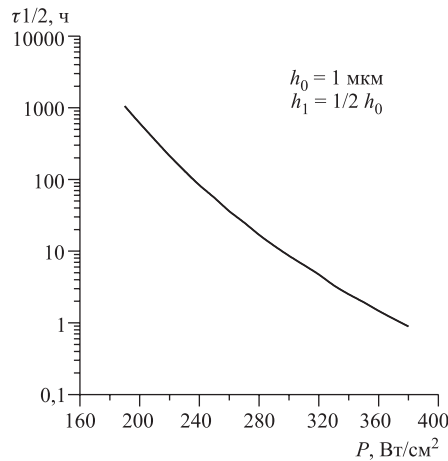


Рис. 4. Рассчитанная зависимость времени жизни углеродной мишени от потерь мощности ионного пучка

таем время, в течение которого ее толщина уменьшается в два раза. Распределение плотности ионов в пучке считалось равномерным, а начальная толщина углеродной пленки считалась одинаковой и равной 1 мкм. Как можно видеть из рис. 4, при увеличении плотности мощности потерь в  $\sim 2$  раза (с 180 до 360 Вт/см<sup>2</sup>) время жизни углеродной мишени уменьшается на  $\sim$  три порядка.

Следующий этап расчетов был проведен с учетом того, что реальный пучок имеет неоднородное распределение плотности  $j_b(r)$  по сечению. Предполагалось, что это распределение гауссово

$$j_b(r) = \frac{I_0}{2\pi \cdot \sigma^2} \cdot e^{-\frac{r^2}{2\sigma^2}}. \quad (14)$$

Здесь  $I_0$  [с<sup>-1</sup>] — интенсивность ионного пучка. При площади взаимодействия пучка с углеродной мишенью 1 см<sup>2</sup> величина  $\sigma = 0,282$  см. Площадь пучка разбивалась на кольца и с использованием распределения (14) вычислялась тепловая мощность, выделяемая пучком в этих кольцах. Затем с помощью уравнения (13) вычислялась зависимость толщины углеродной мишени от времени для каждого кольца в отдельности (на обеих поверхностях мишени). Мощность потерь пучка считалась равной 176 Вт. Соответствующие рассчитанные зависимости показаны на рис. 5.

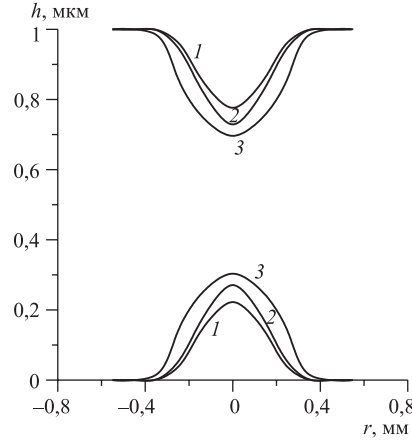


Рис. 5. Рассчитанные формы «лунки» в углеродной мишени. Кривые 1 — через время 100 с после начала облучения, кривые 2 — через 200 с и кривые 3 — через 2000 с. Выделяемая в мишени пучком ионов мощность  $P = 176$  Вт

Получившаяся в углеродной мишени «лунка» влияет на энергетический разброс пучка ионов (с начальной энергией  $E_0$ ), пролетевшего через такую мишень. Потери энергии пучка  $\Delta E$  пропорциональны толщине мишени  $h$  с коэффициентом  $\alpha$ , зависящим от параметров ионного пучка и мишени:  $\Delta E = \alpha_0 \cdot h$ . Обозначим параметром  $\gamma$  максимальную относительную глубину «лунки». Тогда средняя энергия пролетевшего через мишень с «лункой» ионного пучка дается следующим простым выражением

$$E_{\text{mean}} = E_0 - \alpha_0 \cdot h_0 \cdot \left(1 - \frac{\gamma}{2}\right). \quad (15)$$

Дисперсия получившегося распределения ионов по энергии  $\sigma_b^2$  вычисляется по формуле

$$\sigma_b^2 = \frac{\alpha_0^2 \cdot h_0^2 \cdot \gamma^2}{12}. \quad (16)$$

Так, например, для пучка протонов с энергией  $E_0 = 20$  МэВ параметр  $\alpha_0 \approx 4,68 \cdot 10^{-3}$  МэВ/мкм. Тогда для  $h_0 = 1$  мкм и  $\gamma = 1/4$  из (16) получаем следующее значение величины среднеквадратичного разброса по энергиям пролетевшего через мишень с «лункой» пучка  $\sqrt{\sigma_b^2} \approx 0,34$  кэВ, то есть разброс составляет величину  $\sim 10^{-5}$  от начальной энергии пучка.

Расчеты, выполненные по приведенным выше моделям радиационного повреждения углеродных мишеней и повреждения в результате сублимации,

показывают, что эффект сублимации существен при больших плотностях потоков ионов, когда потери мощности пучка в мишени разогревают ее до температур более 2500 К.

На рис. 6 приведены рассчитанные зависимости времени жизни углеродной мишени толщиной 1 мкм для пучка ионов  $\text{Ca}_{48}$  с энергией 5,5 МэВ/нуклон в зависимости от плотности потока частиц  $j$  [рмкА/см<sup>2</sup>]. Кривая 1 рассчитана

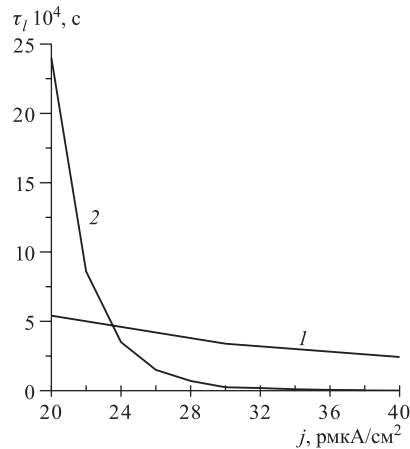


Рис. 6. 1 — радиационное повреждение, 2 — эффект сублимации

по формулам (2)–(5) для радиационного повреждения, а кривая 2 рассчитана по формуле (13) для эффекта сублимации.

Как видно из рис. 6, для пучка ионов кальция, выводимых из циклотрона У-400, время жизни углеродной мишени толщиной 1 мкм определяется эффектом сублимации при плотности потока ионов более 24 рмкА/см<sup>2</sup>.

Таким образом, проведенные расчеты показали, что для плотностей потоков ионов, выводимых из циклотрона У-400 ( $j < 10$  рмкА/см<sup>2</sup>), основной причиной разрушения тонких ( $h_0 < 1$  мкм) углеродных перезарядных мишеней, определяющей время их жизни, является эффект радиационного разрушения. Однако при облучении потоками ионов небольшой плотности более толстых ( $h_0 > 10$  мкм) мишеней, (например, различных подложек) причиной их разрушения может быть эффект сублимации.

На рис. 7 представлена рассчитанная зависимость времени жизни углеродной мишени, определяемая эффектом сублимации, при облучении ее пучком ионов  $\text{Ca}_{48}$  с энергией 5,5 МэВ/нуклон и плотностью потока  $j = 6$  рмкА/см<sup>2</sup> от начальной толщины мишени  $h_0$ . Как видно из рис. 7, уже при начальной толщине мишени, равной 20 мкм, время ее жизни составляет  $\sim 20$  мин.

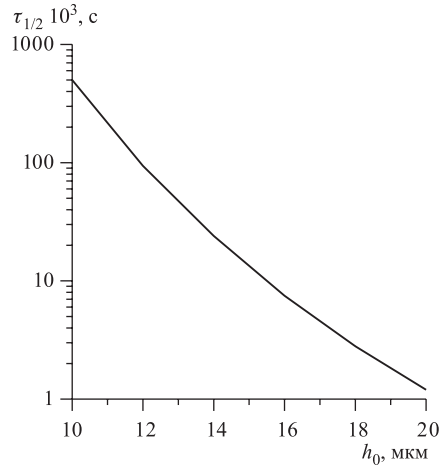


Рис. 7.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе предложена методика расчета времени жизни углеродных мишеней в зависимости от их параметров и параметров бомбардирующих ионных пучков. Было проведено сравнение результатов расчетов, проведенных с помощью этой модели, с экспериментальными результатами, полученными на циклотроне У-400 ОИЯИ и форинжекторе линейного ускорителя И-2 ИТЭФ. Сравнение показало хорошее совпадение результатов, что позволяет использовать предложенную модель для оценки времени жизни  $\tau_l$  углеродных мишеней в пучках различных ионов, а также указать тенденции изменения величины  $\tau_l$  при изменении различных параметров ионных пучков и мишеней.

В работе также получено дифференциальное уравнение, позволяющее рассчитывать сублимационный предел времени жизни углеродных мишеней  $\tau_{1/2}$ , взаимодействующих с пучком ионов, в зависимости от параметров пучков и мишеней.

При неоднородном распределении плотности пучка ионов по его сечению в мишени образуются «лунки». Полученное дифференциальное уравнение позволяет рассчитать форму и динамику изменения этих «лунок», что, в свою очередь, может позволить оценить среднюю кинетическую энергию и дисперсию энергетического разброса ионов пучка, вносимую этими «лунами».

Проведенные расчеты показали, что для тонких мишеней ( $h_0 < 1$  мкА/см<sup>2</sup>) и плотностей тока ионов  $j < 20$  мкА/см<sup>2</sup> основной причиной, ограничивающей время жизни углеродных мишеней, является радиационное разрушение. При больших плотностях тока ионов время жизни мишеней ограничивает эффект сублимации.

Для более толстых мишеней ( $h_0 > 10$  мкм) сублимация графита является причиной их разрушения уже при небольших плотностях тока  $j < 10$  рмкА/см<sup>2</sup>.

### ПРИЛОЖЕНИЕ

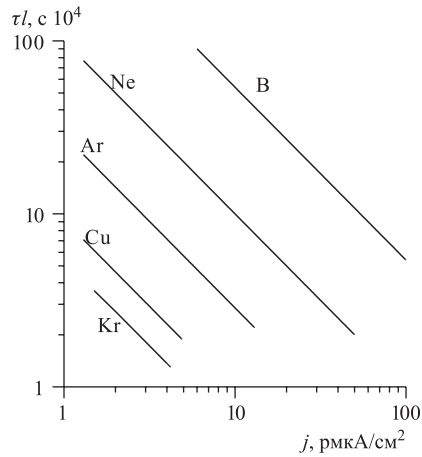


Рис. П1. Рассчитанные зависимости времени жизни углеродной мишени от плотности потока частиц. Толщина мишени  $\mu = 50$  мкг/см<sup>2</sup> (0,25 мкм), кинетическая энергия ионов  $E = 1$  МэВ/нуклон

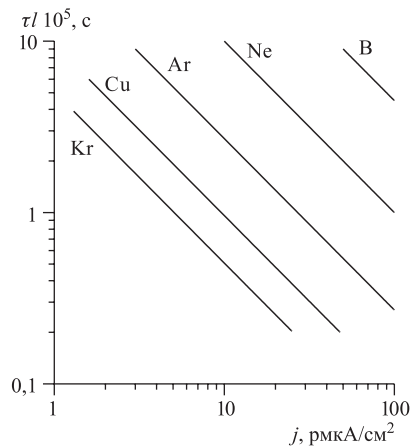


Рис. П2. Рассчитанные зависимости времени жизни углеродной мишени от плотности потока частиц. Толщина мишени  $\mu = 50$  мкг/см<sup>2</sup> (0,25 мкм), кинетическая энергия ионов  $E = 10$  МэВ/нуклон

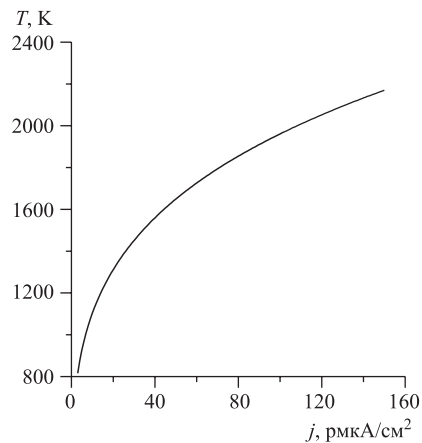


Рис. П3. Пример рассчитанной зависимости температуры углеродной мишени толщиной  $\mu = 50$  мкг/см<sup>2</sup> от плотности потока ионов Ag с энергией 5 МэВ/нуклон

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Hoa-Lin Lu., Sommer W., Borden M. J. // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V.362. P. 239.
2. Talt N. R. S. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1971. V. 163. P. 1.
3. Talt N. R. S. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 184. P. 203.
4. Auble R.L. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1980. V. 177. P. 289.
5. Huck B. et al. // Nucl. Instr. Meth. 1981. V. 184. P. 215.
6. Koptelov E. A., Lebedev S. G., Panchenko V. N. // Nucl. Instr. Meth. A. 1987. V. 256. P. 247.
7. Koptelov E. A., Lebedev S. G., Panchenko V. N. // Nucl. Instr. Meth. B. 1989. V. 42. P. 239.
8. Мысел А., Гленг Р. Технология тонких пленок, М.: Советское радио, 1977.
9. LISE (версия 6.5.5) <http://dnr080.jinr.ru>
10. Борисов О. Н., Гульбекян Г. Г. Сообщение ОИЯИ Р9-99-164, Дубна, 1999.
11. Лебедев С. Г. и др. Препринт ИТЭФ №102, М., 1989.
12. Nikel F. // Nucl. Instr. Meth. 1982. V. 195. P. 457.
13. Грошковский Я. Техника высокого вакуума, М.: Мир, 1975.
14. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М.: Энергоатомиздат, 1981.

Получено 15 июля 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 23.09.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. л. 0,96. Тираж 270 экз. Заказ № 55023.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@pds.jinr.ru](mailto:publish@pds.jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)