

Рассмотрим облучение тонкой мишени потоком нейтронов. Скорость накопления радиоактивных ядер можно рассчитать по уравнению

$$\frac{dN_2}{dt} = \Phi \sigma_1 N_1 - (\lambda_2 + \Phi \sigma_2) N_2, \quad (6.1)$$

где  $N_2$  – количество атомов, накопившихся к данному моменту;  $N_1$  – количество атомов исходного изотопа;  $\Phi$  – плотность потока нейтронов  $\left(\frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}\right)$ ;  $\sigma_1, \sigma_2$  – сечения захвата для исходного и получающегося изотопа соответственно;  $\lambda_2$  – постоянная распада образующегося РН. Слагаемое  $N_1 \Phi \sigma_1$  равно количеству превращений в секунду, а  $-\lambda_2 N_2$  и  $\Phi \sigma_2$  – описывает радиоактивный распад и «выгорание» образующихся атомов в процессе облучения. Скорость исчезновения исходного изотопа

$$-\frac{dN_1}{dt} = \Phi \sigma_1 N_1. \quad (6.2)$$

При условии постоянства сечения реакции и потока бомбардирующих частиц уравнения (6.1) и (6.2) имеют решение:

$$N_1 = N_{01} e^{-\Phi \sigma_1 t}, \quad (6.3)$$

$$N_2 = \frac{\Phi \sigma_1 N_{01}}{\lambda_2 - \Phi \sigma_1} (e^{-\Phi \sigma_1 t} - e^{-\lambda_2 t}), \quad (6.4)$$

где

$$\Lambda = \lambda + \Phi \sigma. \quad (6.5)$$

Активность накопившегося изотопа равна

$$A_2 = \lambda_2 N_2 = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\lambda_2 - \Phi \sigma_1} (e^{-\Phi \sigma_1 t} - e^{-\lambda_2 t}). \quad (6.6)$$

Из выражений (6.4) и (6.6) следует, при облучении количество исходного мишенного изотопа уменьшается, и поэтому количество продукта возрастает с увеличением времени облучения лишь до определённой максимальной величины, а затем уменьшается в результате «выгорания» материала мишени.

Время достижения максимальной активности продукта определяется уравнением

$$\tau_m = \frac{\ln \frac{\Lambda_2}{\Lambda_1}}{\Lambda_2 - \Lambda_1}. \quad (6.7)$$

Таким образом, при высоких потоках нейтронов и больших сечениях реакций следует выбирать время облучения мишени, по крайней мере, не превышающее  $\tau_m$  (рис. 6.1).

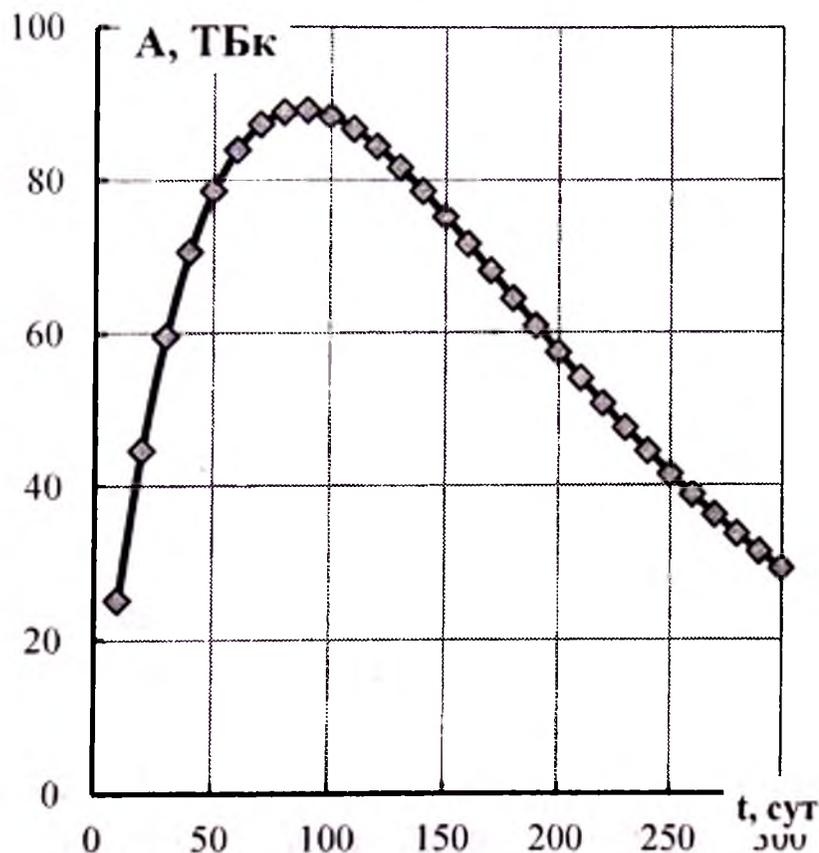


Рис. 6.1. Накопление  $^{192}\text{Ir}$  при облучении в потоке нейтронов  $10^{14} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$  изотопнообогащённой мишени  $^{191}\text{Ir}$  (нельзя пренебрегать выгоранием)

На практике в большинстве случаев можно пренебречь уменьшением числа атомов исходного изотопа в мишени. При этом выражение для активности накопленного при облучении продукта принимает вид

$$A_2 = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\Lambda_2} (1 - e^{-\Lambda_2 t}). \quad (6.8)$$

Это уравнение дает значение активности в любой момент времени облучения и не принимает во внимание ослабление потока в мишени. Зависимость активности от времени облучения в этом случае будет иметь вид кривой с продолжительным плато (рис.

6.2). Кривая приближается к пределу, где скорость образования равна скорости распада.

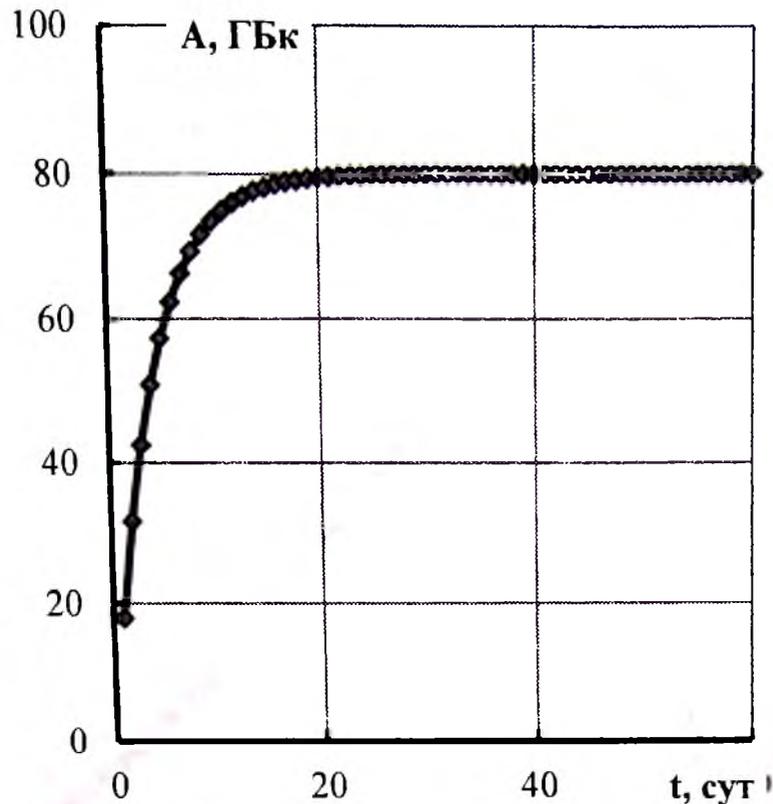


Рис. 6.2. Накопление  $^{99}\text{Mo}$  при облучении в потоке нейтронов  $10^{14} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$  изотопнообогащённой мишени  $^{98}\text{Mo}$  (в расчёте на 1 г)

В простейшем случае, когда величина  $\Lambda_1$  мала, и можно пренебречь выгоранием исходного изотопа, пользуются упрощённой формулой для вычисления «активности насыщения»

$$A_{2\text{пред}} = \frac{\lambda_2 \Phi \sigma_1 N_{01}}{\Lambda_2} \quad (6.9)$$

Более 90 % максимальной активности достигается приблизительно через 4 периода полураспада. Фактически облучение, более длительное, неэффективно.

Для короткоживущих радионуклидов  $\lambda_2 \gg \sigma_2 \Phi$  и

$$A_{2\text{пред}} = \Phi \sigma_1 N_{01} \quad (6.10)$$

**Пример 6.1.** Материнский РН  $^{113}\text{Sn}$  для изотопного генератора  $^{113}\text{Sn}/^{113\text{m}}\text{In}$  получают по реакции  $^{112}\text{Sn}(n, \gamma)^{113}\text{Sn}$  ( $T_{1/2} = 115,09$  сут). Сечение этой реакции  $\sigma_1 = 0,9$  б, концентрация изотопа  $^{112}\text{Sn} \sim 95$  %, поток нейтронов  $10^{12} \frac{\text{нейтрон}}{\text{см}^2 \cdot \text{с}}$ . Определить время максимального накопления, максимальную