

тронов деления. Пока не будем принимать во внимание запаздывающие нейтроны; тогда полное число нейтронов, генерированных в реакторе импульсом от внешнего источника,

$$Q_0 = S_s \varphi_s^* T_s / (1 - k_p) = S_s \varphi_s^* T_s / |\epsilon|. \quad (9.1)$$

Для импульса источника произвольной формы, очевидно,

$$Q_0 = \frac{1}{|\epsilon|} \int S_s \varphi_s^* dt = \frac{\varphi_s^*}{|\epsilon|} \int S_s dt.$$

Коэффициент ценности  $\varphi_s^*$  обычно мало отличается от единицы. Во время действия источника решение одностепенного уравнения кинетики есть

$$N(t) = \frac{S_s \varphi_s^*}{|\epsilon|} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{|\epsilon| t}{\tau}\right) \right], \quad t < T_s. \quad (9.2)$$

Пиковое значение мощности бустера достигается в момент окончания импульса источника:

$$N(T_s) = N_m = \frac{S_s \varphi_s^*}{|\epsilon|} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{|\epsilon| T_s}{\tau}\right) \right]. \quad (9.3)$$

Затем следует спад мощности бустера по экспоненте с периодом  $1/\alpha = (\epsilon/\tau)^{-1}$ :

$$N(t > T_s) = N_m \exp[-\alpha(t - T_s)]. \quad (9.4)$$

Полупериоды вспышки мощности бустера:

$$\theta_{1/2} = T_s - \frac{1}{\alpha} \ln |1 + \exp(\alpha T_s)|, \quad (9.5)$$

а эффективная длительность:

$$\theta_{\text{эф}} = Q_0 / N_m = T_s / (1 - \exp \alpha T_s). \quad (9.5')$$

Ширина вспышки бустера тем меньше, чем больше подкритичность реактора. Оценим ее количественно. Пусть  $T_s = 10^{-6}$  с (типичная длительность импульса электронов, ускоренных в линейном резонансном ускорителе). При подкритичности  $\epsilon = -1 \times 10^{-2}$  бустер усиливает импульс нейтронов мигнени в 100 раз, а длительность импульса возрастает лишь в  $1/(1 - \exp \alpha T_s) = 1/(1 - e^{-1}) \approx 1,6$  раза (расчет сделан для реактора со средним временем жизни нейтронов  $\tau = 10^{-8}$  с). Получившаяся ширина вспышки 1,6 мкс в несколько десятков раз меньше продолжительности реакторного импульса для надкритического режима. Формулы (9.2)–(9.5) описывают форму вспышки мощности бустера для прямоугольного импульса источника. При произвольной форме импульса источника  $S_s(t)$

$$N(t) = \frac{1}{\tau} \int_0^t S_s(t-t') \varphi_s^* \exp(\alpha t') dt'.$$

Нейтроны источника размножаются в реакторе и на запаздывающих нейтронах. Если коэффициент размножения в реакторе постоянен, то полное число нейтронов, генерированных в реакторе от одной вспышки источника

$$Q_\infty = S_s T_s \varphi_s^* / (1 - k) = S_s T_s \varphi_s^* / |\epsilon + \beta_{\text{эф}}|.$$

После вспышки реактора на мгновенных нейтронах потянется длинный «хвост» импульса, в котором источниками служат запаздывающие нейтроны ядер-предшественников, образовавшихся в начальной вспышке. Отношение энергии (или полного числа генерированных нейтронов) вспышки ко всем рожденным нейтронам

$$Q_0 / Q_\infty = |\epsilon + \beta_{\text{эф}}| / |\epsilon|$$

показывает, какая доля мощности бустера приходится на вспышку. Естественно, она должна быть около 100%. Поэтому для стационарного бустера необходимо выполнение условия

$$|\epsilon| \gg \beta_{\text{эф}}. \quad (9.6)$$

При такой большой подкритичности умножение импульсов мигнени невелико. Так, если взять  $\epsilon = -10\beta_{\text{эф}}$ , то умножение бустера с горючим из  $^{235}\text{U}$  будет всего лишь  $\sim 15$ , а с горючим из  $^{239}\text{Pu} \sim 50$ .

**Кинетика импульсного бустера.** Малая фоновая мощность при большом усилении в импульсе получается, если сразу после вспышки на мгновенных нейтронах снизить реактивность бустера. При периодической модуляции реактивности на «глубину» в несколько десятков  $\beta_{\text{эф}}$  максимальное значение реактивности может быть больше, чем  $-\beta_{\text{эф}}$ , а умножение — соответственно более 150 для  $^{235}\text{U}$  и более 500 для  $^{239}\text{Pu}$ . Во время вспышки допустима даже надкритичность на мгновенных нейтронах, если в среднем за период реактор остается подкритическим.

1.  $\epsilon_m < 0$ . При периодической модуляции реактивности импульс бустера имеет две фазы:

1) короткую вспышку  $N_s(t)$ , обусловленную размножением на мгновенных нейтронах импульса внешнего источника, 2) «предстад» — длинный импульс  $N_p(t)$ , обусловленный движением модулятора реактивности, на котором расположена короткая вспышка.

«Предстад» повторяет форму кривой изменения реактивности, источником являются запаздывающие нейтроны:

$$N_p(t) = S_{\text{авт}} / |\epsilon(t)| = \bar{N} \beta_{\text{эф}} / |\epsilon(t)|.$$

Это и все последующие выражения получены в квазистатистическом приближении к решению уравнения кинетики, т. е.  $N(t) = S(t) / |\epsilon(t)|$ . Импульс нейронного источника выгоднее посылать в момент максимума реактивности — тогда дости-

гаются наибольшее значение энергии вспышки мощности бустера.

Какая доля мощности бустера придется на короткую вспышку? Энергия бустера за период  $Q_T = NT_p$  складывается из трех составляющих:

а) энергии основной вспышки

$$Q_0 = S_s T_s | \epsilon_m | \quad (\text{для } | \epsilon_m | \geq 10^{-3}); \quad (9.7)$$

б) энергии «предстада»

$$Q_p = \bar{N} \beta_{\text{эф}} \int \frac{dt}{| \epsilon(t) |} \approx \frac{\bar{N} \beta_{\text{эф}} \theta^{(p)}}{| \epsilon_m |};$$

в) энергии, выделяющейся между импульсами,  $Q_\phi = \bar{N} \beta_{\text{эф}} T_p / \epsilon_\phi$

Итак,  $Q_T = \bar{N} T_p = Q_0 + Q_p + Q_\phi$

$$\frac{Q_0}{Q_T} = 1 - \frac{Q_p}{Q_T} - \frac{Q_\phi}{Q_T} = 1 - \beta_{\text{эф}} \left[ \frac{\theta^{(p)}}{| \epsilon_m | T_p} + \frac{1}{| \epsilon_\phi |} \right].$$

В хорошем бустере  $Q_0/Q_T \sim 1$ ; это условие можно расписать так:

$$\frac{\theta^{(p)}}{| \epsilon_m | T_p} + \frac{1}{| \epsilon_\phi |} \ll \frac{1}{\beta_{\text{эф}}} \quad (9.8)$$

или

$$| \epsilon_m | \frac{T_p}{\theta^{(p)}} \gg \beta_{\text{эф}} \quad \text{и} \quad | \epsilon_\phi | \gg \beta_{\text{эф}}. \quad (9.8')$$

Сравнивая (9.8') с подобным условием для стационарного бустера (9.6), заключаем, что импульсный бустер позволяет использовать меньшее значение  $| \epsilon_m |$  при том же фоне, если период модуляции ( $T_p$ ) много больше длительности импульса реактивности ( $\theta^{(p)}$ ), а глубина модуляции удовлетворяет неравенству  $| \epsilon_\phi | - | \epsilon_m | \gg | \epsilon_m |$ . Для реальных МР эти условия легко выполняются (см. гл. 6).

**II.  $\epsilon_m \geq 0$ .** Если максимальная реактивность на мгновенных нейтронах близка к нулю или даже положительна, то для расчета формы основной вспышки мощности следует учитывать изменение реактивности во времени. В общем случае

$$N(t) = \begin{cases} \frac{1}{\tau} \int_0^{t-t_s} dt' S_s(t-t') \exp \left( \int_{t-t'}^t \frac{\epsilon(t'')}{\tau} dt'' \right), & t > t_s; \\ 0, & t \leq t_s \end{cases}$$

(момент  $t = t_s$  соответствует началу импульса источника). Практически интересен случай очень короткой вспышки источника ( $T_s$ ) и параболического хода реактивности:

$$\epsilon(t) = \epsilon_m - \alpha t^2 t^2.$$

Тогда

$$N(t) = \frac{S_s T_s}{\tau} \exp \left\{ \frac{\epsilon_m (t - t_s)}{\tau} - \frac{\alpha t^2}{3\tau} (t^2 - t_s^2) \right\} \quad \text{для } t > t_s.$$

Если вспышка источника совпадает с максимумом реактивности, то

$$N(t) = \begin{cases} \frac{1}{\tau} S_s T_s \exp \left( \frac{\epsilon_m t}{\tau} - \frac{\alpha t^2}{3\tau} t^2 \right), & t \geq 0; \\ 0, & t \leq 0. \end{cases}$$

Основная вспышка при  $\epsilon_m = 0$  становится уже настолько широкой, что приближается к реакторной вспышке:

$$\theta_{1/2}(\epsilon_m = 0) = \sqrt[3]{3 \ln 2} \left( \frac{\tau}{\alpha t^2} \right)^{1/3} = 1,28 \left( \frac{\tau}{\alpha t^2} \right)^{1/3}$$

[сравните с (5.33'')]. Вследствие этого нет смысла говорить о бустерном режиме при  $\epsilon_m \geq 0$ ; анализ бустерных вспышек мощности в области мгновенной надкритичности проводится только при оценках безопасности установок.

**О применимости одноточечной модели кинетики к расчету импульса бустера.** Период спада мощности в бустерном импульсе, равный  $\tau/| \epsilon | \sim 1-10$  мкс, сравним с временем жизни эпителизов нейтронов в воде и гораздо меньше времени жизни тепловых нейтронов. Поэтому для бустера, который имеет водородосодержащий замедлитель, условия применимости одноточечной модели кинетики оказываются более строгими, чем для импульса ИРПД (см. § 5.5).

Наличие в реакторе долгоживущих нейтронов приводит к тому, что в начальной стадии импульс развивается как бы при меньшем коэффициенте размножения и меньшем значении  $\tau$ ; поэтому развитие вспышки идет несколько быстрее, чем полагается по одноточечному уравнению. Затухание импульса уже не управляется одной экспонентой; амплитуда основной гармоника с периодом  $\tau/\epsilon$  может быть намного меньше максимальной мощности реактора.

Эти качественные закономерности поясняются численным примером для реактора на быстрых нейтронах со средним временем жизни ценности нейтронов  $\tau = 2,7 \cdot 10^{-8}$  с. Отражатель реактора с внешней стороны окружен водой, причем активная зона полностью экранирована от тепловых нейтронов. Импульс мощности бустера при значении  $k_{\text{эф}} = 0,95$  (коэффициент размножения без запаздывающих нейтронов) рассчитывался по «эффе́ктивной одноточечной модели», которая косвенно учитывает пространственные эффекты (см. гл. 5). Рассчитываемый вариант имел следующие четыре группы нейтронов:

Номер группы	Доля делений нейтронов 1-й группы	Среднее время жизни деления 1-й группы, мкс
1	0,408	0,00485
2	0,415	0,0256
3	0,176	0,07
4	0,001	1,0

Сравнение этого численного расчета с расчетом импульса по одноклеточной модели кинетики дает следующий результат

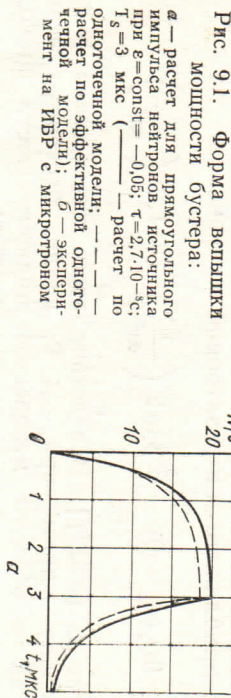
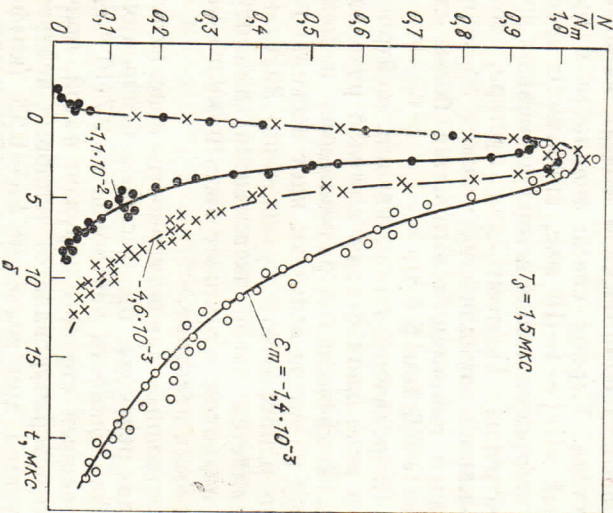


Рис. 9.1. Форма вспышки мощности бустера:  
а — расчет для прямоугольного импульса нейтронов источника при  $\epsilon = \text{const} = -0,05$ ;  $\tau = 2,7 \cdot 10^{-8}$  с;  $T_s = 3$  мкс (—); — расчет по одноклеточной модели; --- расчет по эффективной одноклеточной модели; о — эксперимент на ИБР с микропроном



(см. рис. 9.1): различие значений мгновенной мощности на стадии импульса превышает 20%; энергия за время от 0 до 5 мкс по эффективной модели на 7% меньше.

## § 9.2. ОПТИМАЛЬНЫЙ РЕЖИМ РАБОТЫ БУСТЕРА

Характеристики импульса мощности бустера сильно зависят от уровня подкритичности. С увеличением реактивности повышается выход нейтронов, мощность бустера, но зато длительность вспышки также увеличивается. С уменьшением реактивности оба этих параметра уменьшаются. Оператор, сидящий у пульта управления реактором, нажатием одной кнопки может вывести бустер на любой режим. На каком уровне реактивности он должен остановить свой выбор? Это определяется назначением импульсного источника нейтронов. В настоящее время главное направление исследований работ на бустерах — ядерно-физические исследования с помощью эпителизовых и резонансных нейтронов. Импульсный характер испускаемых нейтронов источником дает возможность при этом измерять энергию (скорость) нейтронов методом времени пролета, исходя из простого соотношения  $v = l/t$ , где  $l$  — длина пути нейтрона от источника к детектору (пролетная база), а  $t$  — время пробега нейтрона. Точность измерения энергии нейтрона этим методом

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta v}{v} = 2 \frac{\Delta l}{l} + 2 \frac{\Delta t}{t} = 2 \frac{\Delta l}{l} + 2v \left( \frac{\Delta t}{l} \right) \quad (9.9)$$

обычно задается до начала опыта. Неопределенность пути  $\Delta l/l$  считаем также заданной; экспериментатор может менять по своему усмотрению длину пути  $l$ , а оператор — неопределенность во времени пролета  $\Delta t$ , которая зависит от длительности вспышки бустера  $\theta_{\text{эф}}$  и разброса времени замедления быстрых нейтронов до скорости  $v = v_0^*$ . Приближенно можно считать, что

$$(\Delta t)^2 \approx \theta_{\text{эф}}^2 + \tau_0^2.$$

Варируя  $\Delta t$  и  $l$  так, чтобы отношение  $\Delta l/l$  оставалось постоянным, можно обеспечить оптимальные условия эксперимента в смысле скорости регистрации нейтронов. Действительно, поток нейтронов от бустера на детектор  $\Phi$  пропорционален мощности бустера (считается только мощность полезная, т. е. во вспышках) и обратно пропорционален квадрату расстояния, а  $l \sim \Delta t$  [см. (9.9)], поэтому  $\Phi \sim Q_0/T_p^2 = \bar{N}_0/(\Delta t)^2$ . Величину  $\bar{N}_0/(\Delta t)^2$  называют обычно «качеством» импульсного источника. Она характеризует скорость счета детектора при заданном разрешении спектрометра по времени пролета. «Качество» бустера, очевидно, зависит от реактивности в импульсе  $|\epsilon_m|$  [см. (9.5)] и (9.7)]:

$$\frac{\bar{N}_0}{(\Delta t)^2} \sim \left\{ |\epsilon_m| \left[ \left( \frac{T_s}{1 - e^{-\alpha T}} \right)^2 + \tau_0^2 \right] \right\}^{-1} = \frac{x^{-1}}{(1 - e^{-x})^{-2} + \eta^2}, \quad (9.10)$$

\* Наменьший разброс времени замедления нейтронов наблюдается в во-дородосодержащих замедлителях; для легкой воды полурасширина импульса нейтронов с энергией  $E$  при  $\delta$ -импульсе быстрых нейтронов  $\tau_0 = 1,2/\sqrt{E}$ , где  $E$  измеряется в электронвольтах, а  $\tau_0$  — в микросекундах.

где

$$x = |e_m| T_s / \tau, \text{ а } \eta = \tau_0 / T_s.$$

Функция (9.10) имеет максимум при значении  $x = x_0$ , которое определяется из уравнения

$$(2x_0 + 1)e^{-x_0} = 1 + \eta^2(1 - e^{-x_0})^3.$$

Значение  $x_0$  зависит от  $\eta = \tau_0 / T_s$  — отношения разброса времени замедления нейтронов к длительности импульса мишени. Значит, выбор оператором нужной подкритичности (или «умножения»  $\mathcal{G} = 1/|e_m|$ ) зависит от того, с какими нейтронами в данный момент работают физики — ведь  $\tau_0$  зависит от энергии нейтрона. Когда одновременно ведется несколько экспериментов в широком спектре скоростей нейтронов, выбрать оптимальное решение поможет сам характер связи  $x_0$  с  $\eta$ .  $x_0$  — медленно меняющаяся функция от  $\eta$ ; в интервале значений  $\eta$  [0,11

$$x_0 \approx 1,25 - 0,45\eta = (1,25 \div 0,80).$$

Итак, оптимальное значение умножения нейтронов в бустере

$$\mathcal{G} = \frac{1}{|e_m|} = \frac{1}{x_0} \frac{T_s}{\tau} = (0,8 \div 1,25) \frac{T_s}{\tau} \approx \frac{T_s}{\tau}. \quad (9.11)$$

Оптимальность такой степени подкритичности понятна: с ростом реактивности мощность растет постоянно, а длительность импульса начинает существенно увеличиваться только тогда, когда спад импульса  $\tau/|e|$  превосходит  $T_s$ . Поэтому реактивность выгодно поднимать до значения, при котором  $\tau/|e| \approx T_s$ .

Понятие «качества» импульсного источника можно применить и для вариантов анализом при проектировании импульсного бустера. Если оптимальное соотношение между параметрами бустера есть (9.11), то мощность бустера в оптимальном режиме оказывается обратно пропорциональной среднему времени жизни поколения нейтронов:

$$\bar{N}_0 = S_s T_s / |e_m| T_p = S_s T_s \mathcal{G} / T_p = S_s T_s^2 / (T_p \tau). \quad (9.12)$$

Поэтому бустер должен иметь малое время жизни поколения нейтронов. Только реакторы на быстрых нейтронах могут дать удивительные интенсивности всплеск в подкритическом состоянии при длительности импульса в несколько микросекунд.

Из формулы (9.12) также следует, что интенсивность нейтронов в оптимальном бустере будет превышать мощность инжектора ( $S_s T_s / T_p$ ) в  $T_s / \tau$  раз; смысл использовать бустерный режим пропадает, если  $\tau \sim T_s$ . Поэтому для экспериментов с короткими всплесками нейтронов ( $T_s < 10^{-7}$  с) выгоднее не-размножающие мишени.

Разумеется, при оптимизации бустера следует учитывать кроме времени жизни нейтронов также и поток нейтронов во

204

внешнем замедлителе и интенсивность источника нейтронов [2]. При этом используются функции «качества» импульсного источника нейтронов (см. гл. 10).

### § 9.3. ИСТОЧНИКИ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ БУСТЕРОВ — МИШЕНИ И ИНЖЕКТОРЫ

В настоящее время в качестве импульсных внешних нейтронных источников для «поджигателя» бустера используют (или предполагают использовать) мишени заряженных частиц, ускоренных в сильноточных ускорителях. Весь комплекс установки для создания нейтронных всплеск — ускоритель, мишень, реактор (см. рис. 4.2) — иногда называют бустером, хотя правильно считать бустером только подкритический реактор.

**Электронные мишени.** Наиболее удобны и дешевы для инжекторов ускорители электронов. Электроны легко выводятся из камеры ускорителя, легко транспортируются и фокусируются на мишень, устанавливаемую в активной зоне бустера. Простейшая нейтронопроизводящая мишень — однородный кусок вещества, состоящего из ядер с большими зарядом и атомной массой (свинец, вольфрам, тантал, уран и др.). Тормозное излучение падающих на мишень электронов вызывает фотоядерные реакции, сопровождающиеся выходом нейтронов со спектром испарения (спектр испарения подобен спектру нейтронов деления) [3]. Выход  $\gamma$ -квантов тормозного излучения приблизительно пропорционален заряду ядра и энергии первичных электронов. Сечение же фотоядерных реакций типа  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, 2n)$ ,  $(\gamma, f)$  на тяжелых ядрах имеет так называемый «гигантский» резонанс при энергии  $\gamma$ -квантов около 15 МэВ с полушириной около 10 МэВ [4]. Поэтому энергии первичных электронов должна быть не менее 30 МэВ.

Выход нейтронов из мишени за один импульс ускорителя равен

$$S_s T_s = I T_s k_{\text{ан}} \cdot 0,6 \cdot 10^{13} \text{ нейтр.},$$

где  $I$  — ток электронов, А;  $T_s$  — длительность всплески, мкс;  $k_{\text{ан}}$  — выход нейтронов на один электрон. Значения коэффициента конверсии  $k_{\text{ан}}$  при начальной энергии электронов 30 МэВ приведены в табл. 9.1 (см. также [5]).

При энергии электронов более 30 МэВ хорошую оценку выхода нейтронов для недействующих ядер дает следующая расчетная формула [13]:

$$k_{\text{ан}} = 0,013 N_0 X_0 E_0 / E_\phi^2 \cdot 10^{24}, \quad (9.13)$$

где  $N_0$  — число Авогадро;  $X_0$  — радиационная длина, г/см<sup>2</sup>;  $E_0$  — начальная энергия электрона, МэВ;  $E_\phi$  — средняя энергия фотоядерных реакций ( $E_\phi = 14$  МэВ для свинца). Прозрачность нейтронов в мишени на единицу энергии электронного пучка ( $k_{\text{ан}}/E$ ) характеризует эффективность мишени, так как опреде-

205

Таблица 9.1  
Выход нейтронов из мишени на один инжектируемый электрон при энергии 30 МэВ

Материал мишени	Pb (W, Hg, Au)	<sup>238</sup> U	<sup>235</sup> U	<sup>232</sup> Th
Выход (эксперимент), $10^{-2}$	$0,72 \pm 0,05$	$1,6 \pm 0,1$	$2 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$
Выход (расчет)*, $10^{-2}$	0,8	2,3	2,8	3,0

\* Расчет для бесконечной мишени без учета размножения. Бесконечной можно считать мишень толщиной 5 см.

Дает тепловую мощность мишени при заданной интенсивности генерации нейтронов. Удельный выход нейтронов ( $k_{\text{эл}}/E$ ) быстро увеличивается с ростом энергии ускоренных электронов вплоть до

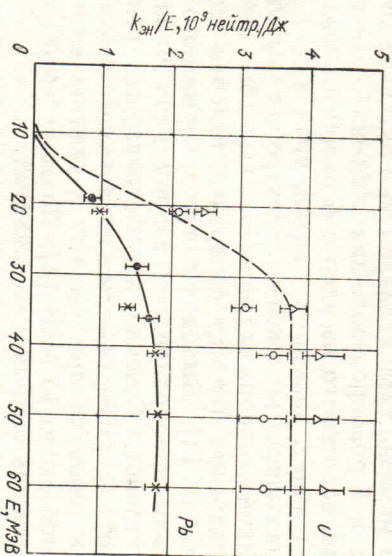


Рис. 9.2. Выход нейтронов из мишени на единицу энергии электронного пучка:

Δ — эксперимент для мишени из <sup>238</sup>U толщиной 48,4 г/см<sup>2</sup> и площадью 25 см<sup>2</sup> [19]; O — эксперимент для мишени из <sup>238</sup>U тех же размеров; X — эксперимент для тонкой сцинтилляторной мишени [19]; ● — то же, работа [5]; × — эксперимент (относительные значения) для небольшой мишени размером 2×2×2 см из естественного урана [1]

до  $E_0 \sim 30$  МэВ, а для  $E_0 > 40$  МэВ остается постоянным (рис. 9.2). При малой тепловой мощности мишени оптимальным является ускоритель электронов с  $E_0 = 30-40$  МэВ; при большой интенсивности пучка выгоднее ускорять электроны до более высоких энергий — 60—100 МэВ, так как быстрые электроны медленнее тормозятся в веществе, и поэтому облегчается охлаждение мишени.

Создание нейтронопрозрачной мишени для бустера с ускорителем электронов в качестве инжектора не представляет

трудностей, если тепловая мощность мишени не превышает 10 кВт. Эту мощность легко снять с объема 50—100 см<sup>3</sup>, а такая полость всегда может быть выделена для мишени в активной зоне реактора на быстрых нейтронах. Нейтронопрозрачные мишени успешно работают в дубненском и харуэльдском бустерах; многие независимые (т. е. работающие без бустера) мишени электронных ускорителей годятся для установки в бустер [6—8]. Активный материал мишени (вольфрам, тантал, золото, уран, плутоний) расщепляется на пластины толщиной 2—6 мм, между которыми в узких зазорах движется теплоноситель (гелий, вода, ртуть). В одном из проектов предполагается использовать активный материал в виде шариков. Мишень отделяется от вакуумированного электроновода металлической мембраной из бериллия, алюминия или стали. В последнем случае толщина «окна» не должна превышать примерно 0,5 мм.

При использовании сильноточных инжекторов (а этого следует ожидать в конце 70-х годов) возникнут трудности при конструировании мишени; традиционные схемы выделенности (100—200 кВт) от ионизационных и радиационных потерь при торможении быстрого электрона. Ограничимся перечислением и поверхностным обсуждением основных проблем, связанных с вводом электронного пучка в бустер.

Согласно физическим характеристикам бустера нейтроны мишени должны иметь большую эффективность по отношению к нейтронам деления. В центре активной зоны эффективность нейтронов в 3—4 раза больше, чем на краю. Однако наличие в центре реактора полости мишени увеличивает критическую массу, время жизни нейтронов мишени. Поэтому размер полости должен быть небольшим; но технические трудности охлаждения мишени диктуют обратное. Рассмотрим одно из возможных компромиссных решений этой задачи.

Пик тепловыделения при торможении электронов приходится на область ионизационных потерь, глубина которой составляет несколько миллиметров (для энергии 25—30 МэВ) [9]; фотоядерные реакции с вылетом нейтрона идут на гораздо больших расстояниях от места входа электрона в мишень. На этом основана идея мишени сандвича (рис. 9.3). Тонкий слой из тугоплавкого теплопроводящего материала или тяжелой жидкости (вольфрам, тантал, ртуть, свинец, золото) служит источником тормозного излучения (радиатором) и поглощает основную долю тепловой мощности пучка. Тормозное излучение направлено вперед в раствор конуса с углом  $\sim 0,5$  ст./ $E_0$  (здесь  $E_0$  берется в мегаэлектронвольтах) [10], поэтому основную часть мишени, где происходит генерация нейтронов (генератор), можно удалить на некоторое расстояние от радиатора без заметной потери интенсивности. Это позволяет вынести наиболее нагруженную область из активной зоны реактора. Есть экспе-

риментальные результаты для следующей геометрии: радиатор находится на периферии активной зоны; генератор — в центре; диаметр пучка (и полости) — 20 мм; радиус активной зоны — 90 мм. Уменьшение выхода нейтронов (с учетом ценности) по отношению к центральному положению мишени составляет 40% [11]. Между радиатором и генератором может быть вакуум, газ или среда с легкими ядрами; в последнем варианте допол-

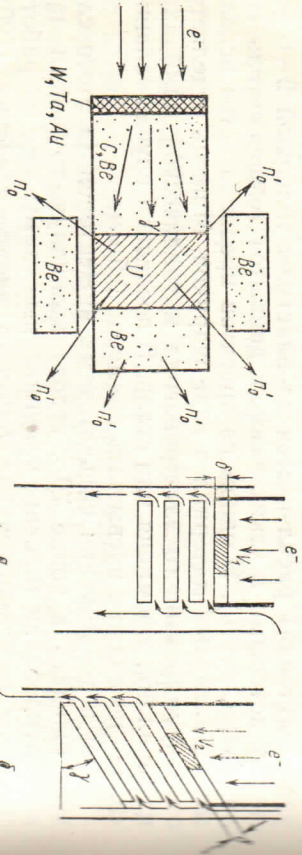


Рис. 9.3. Нейтронопроизводящая мишень типа сандвич для быстрых электронов

Рис. 9.4. Схема прямого (а) и наклонного (б) подвода пучка электронов к мишени ( $V_2 = V/\cos \gamma$ ;  $Q_2 = Q_1/\cos \gamma$ ;  $Q_2/V_2 = Q_1/V_1$ )

нительно уменьшается тепловыделение в генераторе за счет поглощения медленных электронов и  $\gamma$ -квантов, а также увеличивается ценность нейтронов мишени.

**Тепловой удар** в материале мишени *создает динамические напряжения*. Избежать их, по-видимому, невозможно ввиду малой длительности импульса тепловыделения (0,1—1 мкс). Даже сильно рассчитывая материал мишени на мелкие детали. Расчет показывает, что в шарике из урана диаметром всего 5 мм динамические напряжения при длительности импульса в 1 мкс почти равны напряжениям при мгновенном тепловыделении.

Отвод тепла от мишени жидким теплоносителем (водой, натрием), а также покрытие твэлов мишени герметизирующим материалом (для предотвращения коррозии и загрязнении среды продуктами деления) приводит к значительному разбавлению мишени ядрами малой и средней атомной массы, что снижает выход нейтронов. Так как на бериллий реакция  $(\nu, n)$  идет при энергиях  $E_\gamma \sim 1-2$  МэВ, можно повысить выход нейтронов, используя вторичные  $\gamma$ -кванты. Для этого достаточно окружить мишень блоками из бериллия.

Интуитивно кажется, что можно осуществить тепловую разгрузку мишени путем наклонного подвода пучка к поверхности мишени. Казалось бы, удельная мощность должна уменьшаться, так как пучок размазывается на большую поверхность

(рис. 9.4). Однако интуиция в данном случае подводит. В пластине, наклонно поставленной к пучку, длина пробега электрона увеличивается в  $1/\cos \gamma$  раз — так же, как растет поверхность. Пропорционально длине пробега увеличивается и выделяемая мощность  $Q$  (если пластина тонкая,  $\delta \leq 1$  мм). В итоге удельное тепловыделение  $Q/V$  не меняется. Для *толстой* наклоненной пластины (такой, что плотность тепловыделения заметно уменьшается по толщине,  $\delta > 1$  мм) снижение тепловой нагрузки имеет место, если тепловыделение падает в направлении пучка; в обратном случае тепловая нагрузка возрастает (см. работу [9]). Следует также иметь в виду, что от наклонной плоскости электроны сильно отражаются [10]. При большой мощности пучка (100 кВт и выше) сложной проблемой является создание надежной стенки между мишенью и вакуумным трактом ускорителя. Основная трудность здесь — тепловой удар в стенке обложке. Есть оригинальная идея удаления этой обложки вообще: пучок вводить сверху, а мишень охлаждать тяжелой жидкостью с малой упругостью паров для уменьшения загрязнения канала ускорителя [12]\*.

**Инжекторы для бустеров.** Первым инжектором, использованным в Харуэлле для бустера, был линейный резонансный ускоритель электронов до энергии 40 МэВ на пиковую мощность 10 МВт. Для первого импульсного бустера в Дубне применялся миниатюрный и сравнительно сильноточный (до 100 мА) циклический ускоритель электронов — микротрон [8, 14, 15].

Современные линейные резонансные ускорители электронов [1, 7, 16] имеют параметры пучка, весьма благоприятные для использования его в бустере. Сила тока электронов в импульсе достигает нескольких ампер, длительность импульса может варьироваться от 10 нс до 10 мкс, что позволяет оптимизировать режим бустера (см. § 9.2). Частота вспышек достигает сотен герц. Сооружение этих ускорителей обходится сравнительно дешево (в несколько миллионов рублей). Поэтому они наиболее популярны в современных действующих и проектируемых бустерах (табл. 9.2).

Энергия пучка индукционного ускорителя электронов в десятки раз выше, чем в резонансном ускорителе; сила тока в импульсе достигает 200—300 А. Для бустера ИБР-2 выбран линейный индукционный ускоритель на энергию 30 МэВ — ЛИНУ-30 [22].

Принцип действия ЛИНУ и его конструкция максимально просты. ЛИНУ представляет собой ряд импульсных трансформаторов (тороидальных индукторов), для которых электронный пучок, ускоряемый вдоль оси индуктора, является вторичной обмоткой. Было показано, что стоимость ЛИНУ существенно и

\* Обширная библиография по взаимодействию электронов с веществом и фотоядерным реакциям дана в работе [13].

Некоторые данные по бусте

Название и (или) местонахождение	Состояние	Инджектор			
		Тип и энергия ускоряемых частиц, МэВ	Мощность в импульсе, МВт	Длительность импульса, мкс	
ИВР-30+ЛВЭ-40 [16] (Дубна)	Пушен в 1968	e <sup>-</sup> ; 44	8	1,7	
ИВР-2+ЛИУ-30 [17] (Дубна)	Строится	e <sup>-</sup> ; 30	6000	0,5	
ЛВ, Япония [18]	Проект	e <sup>-</sup> ; 200	300	10	
Харуэйд, Англия [19]	Пушен в 1959	e <sup>-</sup> ; 45	8	0,01—1,7	
«Факел» [20] (Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова, Москва)	Строится	e <sup>-</sup> ; 60	60	5,5	
Карлсруэ, ФРГ	Проект	e <sup>-</sup> ; 60	6	7,0	
ИСИН** [21] (Пахра, Институт ядерных исследований, СССР)	Проект	p; 600	30	100	
Пахра, Институт ядерных исследований, СССР	Проект	p; 600	3000	1	

\* В скобках указано Умножение бустера.  
 \*\* ИСИН—импульсно-стационарный источник нейтронов; в таблице приводятся импульсы

рам и инжекторам для них

Таблица 9.2

Мишень	Бустер					Плотность потока нейтронов, средняя по времени, нейтр./.(см <sup>2</sup> ·с)	
	Тепловая мощность, кВт	Эффективность МР в долях Вэф	Топливо во	Время жизни нейтронов, нс	Средняя мощность делений, кВт (умножение)		Частота вспышек максимальной, Гц
Вольфрам; Гелий	1,4	20	Pu	12	7 (200)	100	1,5·10 <sup>10</sup>
Вольфрам; натрий	150	10,2	PuO <sub>2</sub>	40	500 (200)	50	0,75·10 <sup>12</sup>
Вольфрам; натрий	600	6,0	U	31	2000 (300)	200	6·10 <sup>12</sup>
Золото, уран; вода	3,2	Стационарный бустер	U	10	5 (10)	192	10 <sup>10</sup>
Уран; вода	50	10	PuO <sub>2</sub>	70	2000	150	0,75·10 <sup>12</sup>
Уран; Гелий	6	10	—	—	100 (400)	—	—
Уран; вода	70 000	—	U	300	70 000	100	1,0·10 <sup>14</sup> ]
Плутоний; вода	10 000	—	PuO <sub>2</sub>	60	10 000 (50)	20	4·10 <sup>13</sup>

иные характеристики; мишенью служит сам бустер.

снижается, а КПД увеличивается при снижении диаметра пучков. Поэтому наружный диаметр индукторов ЛИНУ-30 по пермаглою выбран 260 мм. Ожидается, что средняя мощность пучка ЛИНУ-30 составит при этом 15% общей мощности электротопа ускорителя. Длина ускорителя — 160 м. После выхода из ускорителя пучок электронов транспортируется к реактору, ввод в который осуществляется снизу после поворота пучка на 90°. Диаметр патна пучка на мишени, установленной в активной зоне, будет не более 50 мм.

Для непериодических бустеров перспективными могут быть плазменные высоковольтные генераторы, которые «извергают» фангастический ток электронов — до 100 000 А (!). Правда, энергия ускоренных электронов в плазменной струе в настоящее время не достигает энергии «гигантского» фотоядерного резонанса 15 МэВ, и, кроме того, импульсы редко повторяются. Но все же планируется использование этих ускорителей для генерации весьма интенсивных нейтронных вспышек бустера [11]. Генерация фотонейтронов в электронной мишени сопровождается заметным выделением тепла. Намного более выгодно в этом смысле производить нейтроны в протонных мишенях из тяжелых ядер. Протоны с энергией 300 МэВ и выше выбивают нейтроны из ядер в результате каскадных процессов и испарения. Так, на один протон с энергией 700 МэВ в большом блоке из  $^{238}\text{U}$  образуется около 20 быстрых нейтронов [23] (без учета размножения), и энергояделение составляет, таким образом, около 35 МэВ/нейтр. Для фотоядерных реакций эта величина не менее 1000 МэВ/нейтр. (для сравнения: в реакции деления выделяется 70 МэВ/нейтр.). Большой удельный выход нейтронов в протонной мишени снимает проблему тепловыделяющих элементов, мишени как таковой уже не потребуются: большая длина пробега высокоэнергетических протонов (несколько дециметров) позволяет непосредственно посылать пучок ускорителя в активную зону без опасности прожигания оболочек твэлов.

Чтобы протонный ускоритель как инжектор был конкурентоспособным по отношению к ускорителю электронов, средний ток ускоренных протонов должен измеряться сотнями микроампер, а пиковый ток — сотнями миллиампер. Эти значения токов характерны для так называемых мезонных фабрик — мощных протонных ускорителей для производства мезонов [12]. Есть предложения вводить пучки этих ускорителей в бустер для получения рекордных параметров импульсного нейтронного источника [21] (см. также [35] к гл. 10).

Нельзя не упомянуть и о таких возможностях генерации импульсных нейтронов, как плазменные и лазерные термоядерные источники. Пока интенсивности их невелики. В дуговом разряде получено до  $10^{12}$  нейтронов на вспышку с очень редким повторением; интенсивность лазерных источников много меньше.

## ИМПУЛЬСНЫЕ РЕАКТОРЫ — УСТАНОВКИ ДЛЯ ФИЗИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ГЛАВА 10

Реакторы с постоянным потоком нейтронов в первый период их развития (50-е годы) использовались прежде всего для получения трансурановых элементов и активации изотопов, а также для решения задач реакторной физики (например, измерение нейтронных сечений). С увеличением интенсивности потока нейтронов в связи с созданием высокопоточных реакторов (СМ-2 в Димитровграде, НВВР в Брукхейвене, НГР в Гренобле) и интенсивных импульсных источников нейтронов (ИРСД, ИВР, бустеры, ускорители) использование нейтронов для естественно-научных и прикладных исследований в областях, не имеющих прямого отношения к нейтронной физике, быстро расширилось.

Методы исследования с помощью нейтронных пучков успешно применяются или развиваются сейчас в следующих областях науки и техники: ядерной физике; физике деления; физике твердого тела; молекулярной физике; химии и физической химии; биологии; фундаментальной физике (структура нейтрона); физике реакторов и др.

Анализ различных экспериментов показывает, что эффективность источника определяется не только интенсивностью излучаемых в единицу времени нейтронов, а зависит еще от ряда других факторов, определяемых целью эксперимента и методикой проведения его. Поэтому реакторы постоянного действия, являющиеся самым мощным источником нейтронов [плотность потока тепловых нейтронов средняя по времени достигает  $5 \cdot 10^{15}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ ], в некоторых случаях не могут конкурировать с другими, импульсными, источниками нейтронов, имеющими намного меньшую мощность (ИРСД, ИРПД, циклотроны и ускорители электронов с нейтронопроизводящей мишенью, импульсные бустеры, электростатические генераторы). Некоторые наиболее важные области применения импульсных реакторов и сравнение импульсных реакторов с другими установками для производства нейтронов обсуждаются в этой главе.