

## Измерение импульсных потоков нейтронов

МИТЕЛЬМАН М. Г., РОЗЕНБЛУМ Н. Д., АЛЕКСЕЕВ Н. М., МУСАТОВ А. А., ПЕРЕДЕРИЙ И. М., ГУСАРОВ А. К., ЗАГАДКИН В. А., БЕЛАВИН М. Ю., СОКОЛОВ А. П. УДК 621.039.564.2

В работе [1] приведены данные по использованию детекторов прямого заряда (ДПЗ) с эмиттером из кобальта для измерения плотности потока нейтронов на импульсном реакторе. Различают два типа ДПЗ — активационные, использующие  $\beta$ -частицы, возникающие при реакции  ${}_Z A^m (n, \gamma) {}_Z A^{m+1} \xrightarrow{\beta} {}_Z A^{m+1}$ , и комптоновские, использующие комптоновские электроны и фотоэлектроны, возникающие при взаимодействии  $\gamma$ -квантов реакции  $(n, \gamma)$  с эмиттером. В ток активационных ДПЗ вносят также вклад комптоновские электроны.

Основное уравнение активационного ДПЗ в одногрупповом приближении имеет вид:

$$i + \frac{1}{\lambda} \cdot \frac{di}{dt} = (f + \alpha) e \Sigma \Phi + \frac{\alpha \Sigma_e}{\lambda} \cdot \frac{d\Phi}{dt},$$

где  $i$  — ток ДПЗ;  $\lambda$  — постоянная распада наведенного  $\beta$ -активного изотопа;  $t$  — время;  $e$  — заряд электрона;  $\Phi$  — плотность потока нейтронов;  $\Sigma$  — макроскопическое сечение активации;  $f$  — коэффициент, учитывающий возмущение характеристик поля нейтронов, вносимое детектором, и уменьшение тока за счет неполного использования  $\beta$ -частиц вследствие их поглощения в эмиттере и изоляторе;  $\alpha$  — аналогичный коэффициент для комптоновских электронов и фотоэлектронов.

Основное уравнение ДПЗ связывает величину тока детектора с нейтронным потоком и позволяет определить нейтронный поток в нестационарном режиме, что было показано экспериментально в работе [2].

Легко показать, что для достаточно малых времен импульсов можно пренебречь вкладом активационных токов в общий ток ДПЗ и рассматривать ДПЗ любого типа как комптоновские, которые безынерционны по основному токообразующему процессу. Влиянием активационного тока можно пренебречь для случая  $t \ll \frac{\alpha}{\lambda f}$ .

В таблице приведены значения  $t$ , рассчитанные для случая, когда вклад активационного тока не превышает 1% комптоновского.

На рис. 1 и 2 приведены осциллограммы показаний родиевого и гадолиниевых детекторов. На тех же рисунках дана запись импульса штатным прибором с органическим сцинтиллятором. В качестве регистрирующего прибора использовался осциллограф типа С-1-48 с шунтированным входом ( $I = 1$  ком), обеспечивающим постоянную времени  $10^{-6}$  сек, и регистрацией на фотопленку фотоаппаратом типа «Зенит». Из рассмотрения

Верхний предел времени пультса для использования активационного ДПЗ в безынерционном режиме

Эмиттер	$t$ , сек	Эмиттер	$t$ , сек
V	0,2	Gd	—
Co	$10^7$	Ta	$10^5$
Rh	0,04	W	$10^3$
Ag	0,02		

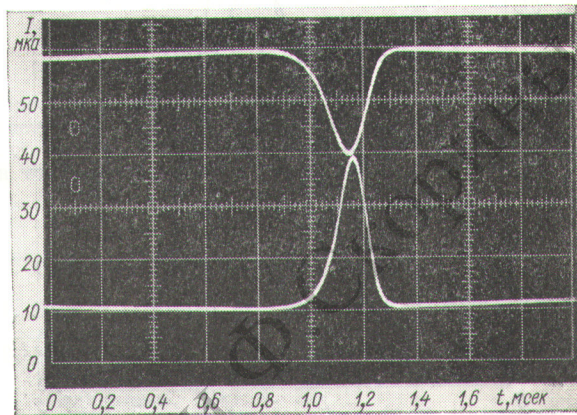


Рис. 1. Осциллограмма показаний родиевого детектора по сравнению с записью импульса штатным прибором с органическим сцинтиллятором.

осциллограмм видно хорошее совпадение показаний ДПЗ с показаниями штатного прибора.

На рис. 3 и 4 представлены экспериментальные данные, нормированные по величине  $\int idt$ , где  $i$  — показания ДПЗ или штатного прибора. Заметно отставание фронта нарастания импульса нейтронного потока для ДПЗ по сравнению со штатным прибором. Ширина импульса (по половине максимума) для ДПЗ на 0,2 мсек меньше аналогичной величины для штатного прибора. В то же время формы нейтронного импульса, зафиксированные родиевым и гадолиниевым ДПЗ, практически совпадают, что видно на рис. 5, где кривые совмещены и нормированы по максимуму показаний.

Обсуждая экспериментальные данные, следует учесть, что при использовании органических сцинтилля-

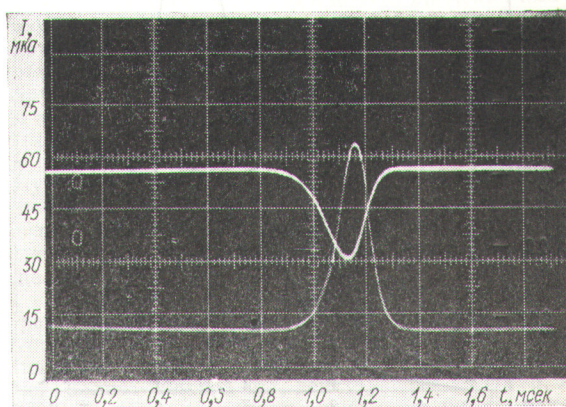
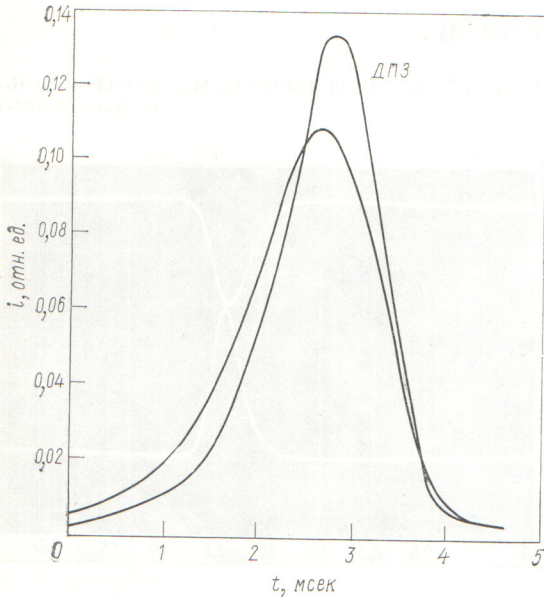


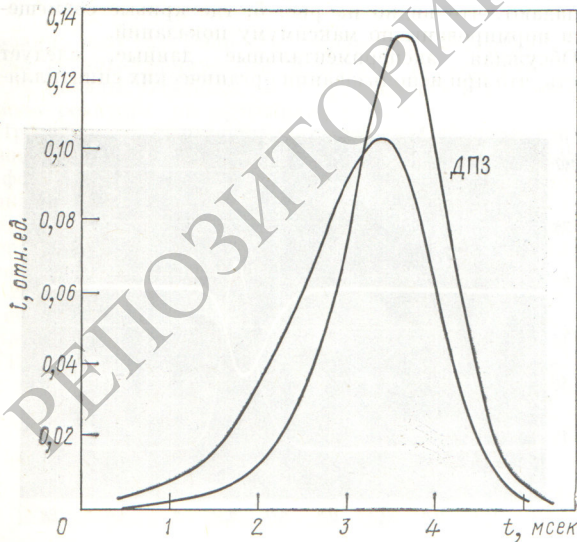
Рис. 2. Осциллограмма показаний гадолиниевых детекторов по сравнению с записью импульса штатным прибором с органическим сцинтиллятором.



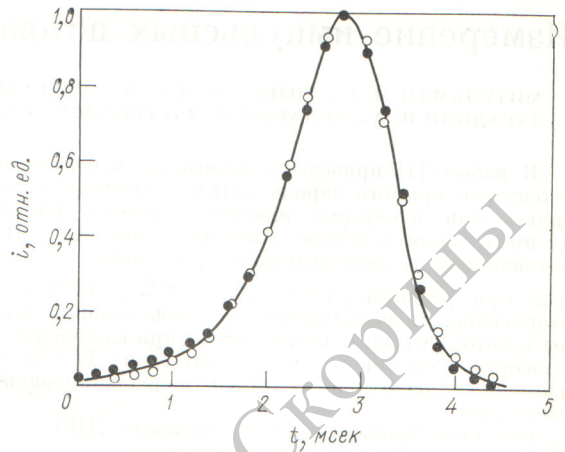
Р и с. 3. Экспериментальные данные, нормированные по интегральному значению показаний родиевого ДПЗ и штатного прибора.

торов эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов значительно превышает эффективность регистрации ими нейтронов [3]. Наблюдаемые при эксперименте различия в показаниях ДПЗ и штатных приборов объясняются кинетикой прохождения нейтронов через область расположения детектора и определяются временем замедления нейтрона и временем прохождения его до детектора.

Скорость распространения тепловых нейтронов значительно ниже скорости распространения  $\gamma$ -квантов.



Р и с. 4. Экспериментальные данные, нормированные по интегральному значению показаний гадолиниевого ДПЗ и штатного прибора.



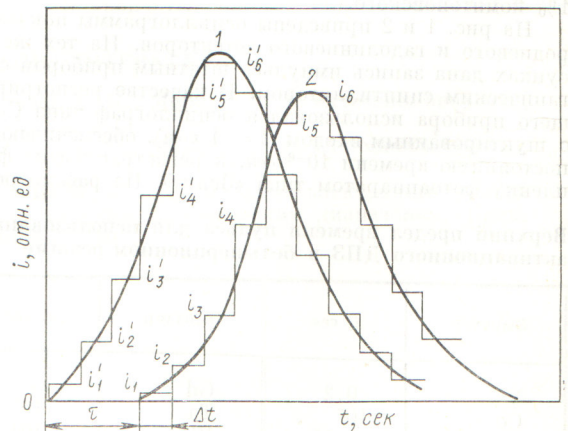
Р и с. 5. Записи нейтронного импульса родиевым (●) и гадолиниевым (○) ДПЗ, нормированные по максимуму.

При нарастании фронта импульса вначале в показания детектора вносят вклад только быстрые нейтроны. По мере достижения нейтронами с меньшей скоростью зоны расположения детектора в его показания вносят вклад нейтроны большего интервала энергий. Сечение поглощения нейтронов материалом эмиттера возрастает при уменьшении энергии нейтронов. Отсюда следует, что наблюдается отставание фронта нарастания показаний ДПЗ по сравнению со штатным прибором, а также более крутой фронт нарастания.

Аналогичный эффект отмечен при спадении фронта импульса, когда нейтроны высокой энергии выходят из зоны расположения детектора, что приводит к уменьшению ширины импульса по половине максимума.

Совпадение формы импульса нейтронного потока для родиевого (активационного) и гадолиниевого (комптоновского) детекторов диаметром 3 и 10 мм соответственно показывает, что вклад  $\gamma$ -излучения реактора невелик.

Эмиттеры из родия и гадолиния отличаются размерами, удельным весом и чувствительностью к нейтронам



Р и с. 6. Запись нейтронного импульса двумя идентичными ДПЗ, расположенными на расстоянии  $l$ .

(на 50%). Форма импульса, зарегистрированная  $\gamma$ - и нейтрончувствительным детектором, как указано выше, различна.

Отсюда при заметном вкладе в показания ДПЗ  $\gamma$ -излучения реактора формы импульсов, полученные родиевым и гадолиниевым детекторами, должны отличаться. Отсутствие этого эффекта указывает на малый вклад  $\gamma$ -излучения реактора в показания ДПЗ.

Используя детекторы прямой зарядки, можно изменить спектр нейтронного потока при импульсных процессах. Идентичные ДПЗ 1 и 2 расположены в направлении распространения нейтронов на расстоянии  $l$  друг от друга. Вследствие конечных скоростей нейтронов и их спектра происходит смещение кривых импульса, зарегистрированных детекторами 1 и 2 (рис. 6). Если считать, что спектр нейтронов в районе детектора 1 не меняется во времени, то, заменяя плавную кривую ступенчатой функцией, имеем:

$$i_1 = \varphi(E_1) \Phi(E_1);$$

$$i_2 = \frac{i'_2}{i'_1} \varphi(E_1) \Phi(E_1) + \varphi(E_2) \Phi(E_2);$$

$$i_3 = \frac{i'_3}{i'_1} \varphi(E_1) \Phi(E_1) + \frac{i'_3}{i'_2} \varphi(E_2) \Phi(E_2) + \varphi(E_3) \Phi(E_3);$$

$$i_n = \frac{i'_n}{i'_1} \varphi(E_1) \Phi(E_1) + \frac{i'_n}{i'_1} \varphi(E_2) \Phi(E_2) + \dots \\ \dots + \varphi(E_n) \Phi(E_n),$$

где

$$E_1 = \frac{m}{2} \left( \frac{l}{\tau} \right)^2; \quad E_2 = \frac{m}{2} \left( \frac{l}{\tau + \Delta t} \right)^2;$$

$$E_n = \frac{m}{2} \left[ \frac{l}{\tau + \Delta t (n-1)} \right]^2$$

(здесь  $m$  — масса нейтрона). Из  $n$  уравнений с  $n$  неизвестными находим величины  $\Phi(E_1), \Phi(E_2), \dots, \Phi(E_n)$  и таким образом восстанавливаем спектр в точке расположения детектора 2.

Поступило в Редакцию 16/XI 1972 г.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Böck H., Stimler M., Strindehag O. «Nucl. Instrum. and Methods», 1970, т. 87, р. 299.
2. Мительман М. Г. и др. В кн.: Метрология нейтронного излучения на реакторах и ускорителях. М., «Стандарты», 1972, т. 2.
3. Калашикова В. П., Козодаев Н. С. Детекторы элементарных частиц. М., Атомиздат, 1966.

## Улучшение термоизоляции в токамаке ТО-1 при импульсном смещении плазменного шнура

АРТЕМЕНКОВ Л. И., КОЗЛОВ П. И., МЕЛИХОВ П. И., ПАПКОВ Л. И.

УДК 621.039.62.12/13

На токамаке ТО-1 наблюдаются три стадии разряда [1]: макросеустойчивая, «свободного» движения и стадия контакта с диафрагмой. Во второй стадии шнур макроскопически устойчив, слабо взаимодействует с диафрагмой и смещается к внешней стороне камеры. При этом проводимость плазмы и ее тепловая энергия, определенная по диамагнитному эффекту, возрастают. В третьей стадии вследствие контакта с диафрагмой потери энергии из плазмы увеличиваются. В настоящей работе описаны эксперименты по улучшению параметров плазмы путем увеличения времени «свободного» движения шнура.

Для поставленной цели использовалась возможность внешнего управления системой автоматического регулирования. Эта система [2] состоит из четырех независимых одноконтурных схем — регулятора (двухполосника) и включенной на него секции управляющей обмотки.

На внешний вход регулятора могут подаваться короткие (в несколько миллисекунд) импульсы напряжения, вызывающие в цепи регулятор — секция обмотки изменение тока, пропорциональное интегралу входных импульсов. Путем изменения параметров входных импульсов и числа регуляторов, на которые эти импульсы подаются, можно в широких пределах менять величину и направление импульсного воздействия на плазменный шнур.

На рис. 1 приведены осциллограммы эксперимента, в котором в моменты времени  $t_1, t_2$  и  $t_3$  на внешние входы всех регуляторов одновременно подавались импульсы напряжения длительностью 2 мсек. Видно,

что во время действия импульса шнур смещается в сторону уменьшения большого радиуса  $R$ , а его проводимость и тепловая энергия увеличиваются. Оценки показали, что энергетическое время жизни возрастает в два-три раза. Адиабатический нагрев ионов в рассматриваемом случае мал [3] и не превышает нескольких процентов начального значения  $\langle nT \rangle$ . После импульса шнур медленно возвращается в исходное положение.

В случае (рис. 2), когда в момент времени  $t$  импульсы напряжения подаются на регуляторы № 2 и 4 диаметрально противоположных секций управляющей обмотки, ток в этих цепях увеличивается, а в двух других случаях — уменьшается. Расположенные в области третьей секции магнитные зонды показывают (кривая  $\Delta R$ ), что шнур как целое импульсно смещается в сторону уменьшения  $R$  (смещение не зависит от азимутального угла по большому обходу тора). Проводимость шнура несколько возрастает. В экспериментах с подачей импульсов напряжения только на один регулятор плазменный шнур также смещался внутрь как целое.

Полученная в настоящей работе зависимость направления смещения шнура от суммы подаваемых на регуляторы напряжений в пределах изменения смещения на 4 см близка к линейной. Этот результат вытекает из анализа баланса сил, действующих на шнур, в предположениях, что шнур смещается по  $R$  как целое и скорость смещения намного меньше дрейфовой. Последнее условие, позволяющее пренебречь инерционным членом [4], в рассматриваемом случае выполнено.