

Измерение выхода dT -нейтронов с применением вспомогательного источника аннигиляционного излучения

В. А. БУКАРЕВ, В. А. КОМИССАРОВ, А. С. ШТАНЬ

УДК 539.16.08

В ряде случаев, когда импульсные генераторы dT -нейтронов на отпаянных трубках расположены в устройствах для замедления быстрых нейтронов [1], измерение абсолютного выхода представляет определенные трудности. Если в этом случае применить метод активации, то для исключения влияния наведенной активности, обусловленной широким энергетическим спектром замедляющихся нейтронов и посторонними примесями в образце, можно использовать реакцию ($n, 2n$), в результате которой образуются позитронно-активные ядра (например, Cu^{62}), и регистрировать совпадения аннигиляционных квантов. При этом, как правило, применяются протяженные образцы. Вычисление эффективности регистрации излучения от дискообразных источников даже для однокристалльных спектрометров [2] весьма сложно и требует численного интегрирования. Положение усложняется при регистрации совпадений аннигиляционных квантов, поскольку жесткая корреляция излучения приводит к уменьшению эффективного телесного угла для протяженных образцов.

Установлено [3], что для точечного источника аннигиляционного излучения при некотором наклоне кристалла $NaJ(Tl)$ (диаметром 44×50 мм) полная эффективность регистрации ϵ изменяется очень незначительно, а отношение ϵ_{ϕ}/ϵ , где ϵ_{ϕ} — фотоэффективность, сохраняется, когда расстояние от источника до центра тяжести кристалла не изменяется. Поэтому можно предположить, что на определенных расстояниях h для фотоэффективностей регистрации излучений от протяженных источников ϵ_{ϕ} можно принять значения ϵ_{ϕ} , хорошо известные для точечных источников [2].

Угловую поправку $\omega(h) = N_c/N_{\phi}$, учитывающую уменьшение телесного угла Ω_c , можно легко определить двумя дополнительными измерениями: в режиме совпадений N_c и режиме однокристалльного спектрометра N_{ϕ} с каким-либо вспомогательным источником позитронного излучения (например, Na^{22}) тех же размеров, что и образец, используемый для активации. На рисунке показан ход зависимости $\omega(h)$ для источника диаметром 20 мм и кристаллов $NaJ(Tl)$ диаметром 40×40 мм. При этом аппаратная поправка, связанная с возможными просчетами спектрометра совпадений, $k = N_{cc}/N_{\phi}$, где N_{cc} — интегральный счет в режиме самосовпадений — автоматически учитывается при обработке результатов измерений.



Зависимость угловой поправки от расстояния между источником и сцинтилляторами.

Поскольку с принятыми допущениями

$$N_c = (\epsilon'_{\phi})^2 \Omega_c A,$$

а

$$N_{\phi} = \epsilon_{\phi} \Omega A,$$

то

$$\Omega_c = \frac{\omega}{\epsilon'_{\phi} k^2} \Omega,$$

где $\epsilon'_{\phi} = k\epsilon_{\phi}$; Ω — телесный угол для точечного образца; A — число пар аннигиляционных квантов, вылетающих из вспомогательного источника. Тогда интегральный счет совпадений от некоторого числа B позитронных распадов Cu^{62} можно представить в виде

$$M_c = \epsilon_{\phi} \omega B,$$

откуда легко получить средний эффективный выход dT -нейтронов за время облучения.

Как показывают оценки, точность определения абсолютного выхода этим приближенным способом составляет около 20%.

Поступило в Редакцию 21/IV 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Букарев, А. С. Штань. «Дефектоскопия», 2, 65 (1966).
2. Н. А. Вартанов, П. С. Самойлов. Практические методы сцинтилляционной гамма-спектрометрии. М., Атомиздат, 1964.
3. M. Verheijke. Nucl. Instrum. and Methods, 34, 132 (1965).