

что вызывает увеличение тепловых потерь. Так, при $\varphi_2 \leq 20$ и $\varphi_1 = 45^\circ$ первый множитель равен 1,3—1,4; при $\varphi_1 = 55^\circ$ он равен примерно двум. Второй множитель, зависящий от коэффициента модуляции амплитуды ε , при $\text{tg } \varphi_1 \text{ tg } \varphi_2 \geq 0,41$ не превышает единицы.

Третий множитель при энергиях протонов до 100—150 Мэв, когда применяется ускоряющая система Альвареца, меньше единицы. Поскольку при ФПФ линзы не нужны, диаметры трубок дрейфа меньше и $R_{\text{ш}} > R_{\text{ш.э}}$. При энергиях выше 100—150 Мэв линзы можно размещать только между секциями, $R_{\text{ш}} = R_{\text{ш.э}}$, и третий множитель равен единице.

Четвертый множитель, напротив, равен единице в случае системы Альвареца и меньше единицы при более высоких энергиях протонов, когда из-за размещения линз между секциями $\delta_0 > \delta$. Таким образом,

произведение третьего и четвертого множителей в выражении (2) всегда меньше единицы, что снижает тепловые потери.

Выражение (2) получено при участии В. В. Кушина. Автор признателен ему за обсуждение этого и других аспектов работы.

(№ 715/7323. Поступила в Редакцию 15/III 1973 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 табл., 3 библиографических ссылки.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кушин В. В. «Атомная энергия», 1970, т. 29, вып. 2, с. 123.
2. Мохов В. М., Кушин В. В. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 3, с. 209.

Угловые и спектральные распределения интенсивности рассеянного гамма-излучения в диапазоне начальных энергий от 20 кэв до 6 Мэв

СИДНЕВА С. Н., СТРЕЛКОВ А. С.

УДК 539.166.3

Методом статистических испытаний рассчитаны угловые и спектральные распределения интенсивности рассеянного γ -излучения от точечного изотропного источника в бесконечной воздушной среде. Начальная энергия квантов E_0 варьировалась от 20 кэв до 6 Мэв. Распределения получены для расстояний в 1; 2; 3; 4; 6 и 8 длин свободного пробега исходного излучения. Найденные характеристики поля рассеянного излучения представляют собой усредненные по выбранному интервалу переменной (телесного угла или энергии) значения интенсивности, отнесенные к единичному интервалу переменной и к одному кванту, выходящему из источника.

Результаты расчета угловых распределений представлены в виде зависимости доли интенсивности рассеянного излучения, приходящей на расстояние $\mu_0 R$ в пределах заданного телесного угла $\Delta\Omega$, по отношению к полной интенсивности рассеянного излучения на этом расстоянии. Переход к абсолютным значениям средней интенсивности осуществляется через факторы накопления энергетического потока [1]. Полученные угловые распределения интенсивности рассеянного излучения аппроксимируются выражениями вида

$$\frac{dI(\theta)}{d\Omega} = \frac{C e^{-\theta/\theta_0}}{\sin \theta} \quad (1)$$

$$4\pi R^2 e^{\mu_0 R} \frac{dI(\theta)}{d\Omega} = A_1 e^{-\theta/\theta_1} + A_2 e^{-\theta/\theta_2} \quad (2)$$

Даны таблицы зависимости значений θ_0 , θ_1 , θ_2 , A_1 , A_2 от расстояния $\mu_0 R$ и начальной энергии E_0 ; обсуждаются пределы применимости и точность аппроксимационных формул (1) и (2).

Спектральные распределения интенсивности рассеянного излучения приведены для энергий E_0 от 20 до 100 кэв (через 10 кэв), поскольку для больших началь-

ных энергий они в пределах точности расчета совпадают с распределениями в безграничной водной среде, создаваемыми точечным изотропным источником [2].

Форма спектрального распределения по мере уменьшения начальной энергии трансформируется, переходя от известного вида для $E_0 > 250$ кэв к распределению, имеющему один максимум (начальная энергия $\sim 100 \div 50$ кэв), и при дальнейшем уменьшении начальной энергии — к спадающему спектру с максимальным значением интенсивности при энергии, равной начальной. Следует также отметить факт приближенной равновесности вида спектрального распределения на расстояниях более $4\mu_0 R$, который ранее отмечался для больших начальных энергий.

Спектральные распределения аппроксимированы выражением

$$4\pi R^2 e^{\mu_0 R} \frac{dI(E_0, \mu_0 R, E)}{dE} = \exp(a + bx + cx^2 + dx^3), \quad (3)$$

$$\text{где } x = \frac{E - 15}{E_0 - 15} \quad (E_0 \text{ и } E, \text{ кэв}).$$

Проведен анализ точности описания спектральных распределений выражением (3). Коэффициенты аппроксимационной формулы приведены в табличной форме.

(№ 716/7369. Поступила в Редакцию 24/IV 1973 г. Полный текст 0,4 а. л., 5 рис., 2 табл., 7 библиографических ссылок.)

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Врубель М. Н., Сиднева С. Н., Стрелков А. С. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 1, с. 47.
2. Гольдштейн Г., Уилкинс D. В кн.: Защита транспортных средств установок с ядерным двигателем. Перев. с англ. Под ред. В. В. Орлова и С. Г. Цыпина. М., Изд-во иностр. лит., 1961, с. 212.