

количества  $He^3$  в образце. Более определенные заключения о механизме выделения гелия, по-видимому, можно сделать, если провести подобные опыты с различными концентрациями  $He^3$ .

Следует заметить, что описанная схема опыта не является единственно возможной и наиболее чувствительной. Измерения с гораздо большей точностью можно проводить на стационарном пучке с применением или без применения нейтронных фильтров. Практика показывает, что в этом случае даже при использовании очень малых образцов (в измерениях использовались образцы объемом  $\sim 6 \text{ мл}^3$ ) легко может быть достигнута скорость счета  $10^5 \text{ имп/сек}$ . Следовательно, точность определения прозрачности состава

примерно 0,01%, что будет соответствовать изменению концентрации гелия на 10-5%.

Поступило в Редакцию 18/VII 1966 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. О. Хан. Прикладная радиохимия. М., Госхимиздат, 1947, стр. 222.
2. P. Barnes, G. Greenwood. Доклад № 29, представленный Великобританией на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
3. М. Ф. Власов, А. Л. Кириллюк. «Укр. физ. ж.», 8, 947 (1963).

Поправка к работе «Метод расчета к. п. д. по  $\gamma$ -излучению радиационных аппаратов с плоскостными облучателями»\*

Ф. А. МАХЛИС, А. Х. БРЕГЕР

УДК 539.106

Ранее был предложен метод расчета к. п. д. по  $\gamma$ -излучению  $\eta_a$  радиационно-химических аппаратов с плоскостными облучателями. Однако в этой работе при составлении табл. 1 была допущена ошибка в численном интегрировании. Кроме того, таблица, составленная для функции вида  $\Phi\left(\frac{b}{h}, \frac{a}{h}, \gamma d\right)$ , не позволяет учитывать поглощение излучения в средах с разными значениями  $\gamma$  и при различных расстояниях объекта от плоскости облучателя.

Ниже изложен метод расчета с учетом исправленных данных.

К. п. д. системы точечный источник — объект прямоугольного сечения [источник находится напротив одной из вершин объекта (см. рис. 1 упомянутой работы \*)]:

$$\eta_{aT} = \frac{\Phi}{4\pi}$$

Здесь

$$\Phi = \gamma \int_{h-d}^h \Phi' dy,$$

где

$$\Phi' = \int_0^a \int_0^b \frac{e^{-\gamma \frac{d+y-h}{y}} \sqrt{x^2+y^2+z^2}}{x^2+y^2+z^2} dx dz.$$

Если источник линейный и расположен напротив одной из кромок объекта, то

$$\eta_{al} = \frac{\Phi_A}{2\pi}$$

где

$$\Phi_A = \gamma \int_{h-d}^h \Phi' \left[ \frac{a}{2y}, \frac{b}{y}, \gamma(d+y-h) \right] \times K_1 \left( \frac{a}{2y}, \frac{l}{a} \right) dy.$$

Для плоскостного источника, расположенного симметрично относительно объекта,

$$\eta_{пл} = \frac{\Phi_0}{\pi}$$

Таблица 1

Величины  $\Phi' \left[ \frac{a}{y}, \frac{b}{y}, \gamma(d+y-h) \right] \cdot 10^3$

b/y	a/y	$\gamma(d+y-h)$						
		0	0,1	0,2	0,5	1,0	2,0	5,0
0,5	0,5	220	190	170	120	74	25	1,0
	1,0	370	330	290	210	120	37	1,3
	2,0	520	460	400	270	140	42	1,3
	5,0	660	550	470	290	150	43	1,4
	10,0	710	580	480	300	150	43	1,4
	20,0	730	590	490	300	150	43	1,4
1,0	1,0	640	560	500	340	190	56	1,7
	2,0	930	810	700	460	240	64	1,8
	5,0	1190	990	840	510	250	65	1,8
	10,0	1280	1040	860	520	250	65	1,8
	20,0	1330	1050	860	520	250	65	1,8
2,0	2,0	1400	1200	1000	640	300	75	1,8
	5,0	1900	1530	1260	730	320	76	1,8
	10,0	2100	1630	1300	730	320	76	1,8
	20,0	2200	1650	1300	730	320	76	1,8
5,0	5,0	2700	2100	1640	850	340	77	1,8
	10,0	3100	2300	1740	860	340	77	1,8
	20,0	3400	2360	1740	860	340	77	1,8
10,0	10,0	3800	2580	1850	880	340	77	1,8
	20,0	4200	2680	1850	880	340	77	1,8
20,0	20,0	4900	2810	1920	880	340	77	1,8

\* «Атомная энергия», 19, 193 (1965).



где

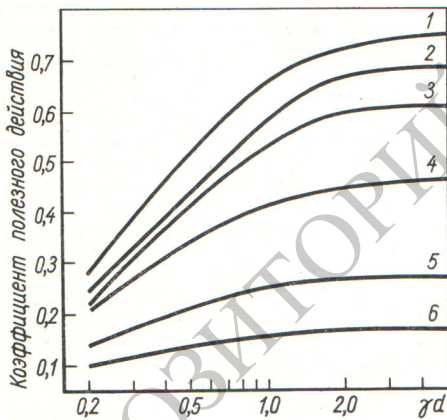
$$\Phi_0 = \gamma \int_{h-d}^h \Phi' \left[ \frac{a}{2y}, \frac{b}{2y}, \gamma(d+y-h) \right] \times \\ \times K_1 \left( \frac{a}{2y}, \frac{l}{a} \right) K_2 \left( \frac{b}{2y}, \frac{t}{b} \right) dy.$$

Функции  $\Phi_A$  и  $\Phi_0$  вычисляются соответственно для точек  $A$  и  $O$  рассматриваемого рисунка. Величины  $\Phi' \left[ \frac{a}{2y}, \frac{b}{2y}, \gamma(d+y-h) \right]$  представлены в табл. 1, а коэффициенты  $K_1$  и  $K_2$  — в табл. 2.

Величины коэффициентов  $K_1$  и  $K_2$  Таблица 2

$\frac{l}{a} = \frac{t}{b}$	$\frac{a}{2y} = \frac{b}{2y}$					
	0,5	1,0	2,5	5,0	10,0	20,0
0,5	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00	1,00
0,8	0,95	0,95	0,95	0,95	0,95	0,95
1,0	0,92	0,92	0,92	0,92	0,92	0,92
1,2	0,89	0,87	0,86	0,85	0,84	0,83
1,5	0,85	0,80	0,73	0,70	0,69	0,68

Отметим, что выводы, сделанные ранее, практически не изменяются. Так, к. п. д. аппарата при увеличении размеров плоскости облучателя и толщины



Зависимость к.п.д. от толщины водозэквивалентного объекта для различных размеров плоскости облучателя, см:

1 — 100 × 100; 2 — 50 × 100; 3 — 50 × 50;  
4 — 30 × 50; 5 — 10 × 50; 6 — 10 × 10.  
Объект расположен по обе стороны облучателя ( $h - d = 5$  см,  $\frac{b}{a} = \frac{t}{b} = 1$ ).

объекта сначала возрастает, а затем достигает постоянной величины. Это обстоятельство ограничивает максимально достижимый к. п. д. аппарата. Например, при облучении водозэквивалентного объекта с обеих сторон плоскости 100 × 100 см максимально возможный к. п. д. составит ~77%.

В качестве примера на рисунке приведена зависимость к. п. д. от толщины водозэквивалентного объекта для различных размеров плоскости облучателя, собранного из источников  $Co^{60}$ . Зависимость к. п. д. от толщины объекта качественно такая же, как и на рис. 3 рассматриваемой работы. Вид зависимости к. п. д. от размеров плоскости облучателя, приведенный на рис. 2 той же работы, также практически не изменяется.

Авторы выражают благодарность В. Е. Дроздову, обнаружившему неточность при попытке использовать данные табл. 1 рассматриваемой работы.

Поступило в Редакцию 2/IX 1966 г.