

ченных группировок атомов растворенного вещества с атомами растворителя. Для активности урана в растворах характерны отрицательные отклонения от закона Рауля при низких температурах и положительные — при высоких. Для температур порядка 900° К

активность жидкого урана в растворах его со свинцом близка к атомной доле.

(№ 546/6213. Поступила в Редакцию 14/XII 1970 г. Полный текст 0,4 а. л., 1 рис., 2 табл., 8 библиографических ссылок.)

Альbedo γ -квантов для цилиндров из графита

Н. В. КРАСНОЩЕКОВ, А. Н. КУЗЬМЕНКО, Д. В. ПОЗДНЕЕВ

УДК 621.039.51.17

Методом Монте-Карло рассчитаны спектрально-угловые и интегральные характеристики γ -квантов, испускаемых Hg^{203} , Cs^{137} , Co^{60} , рассеянных обратно цилиндрическими отражателями из графита. Рассмотрены геометрии мононормального источника и изотропного источника первичного излучения, расположенного в центре основания цилиндра. Расчет проведен для цилиндрических отражателей с радиусом r и высотой d , равными 0,1; 0,2; 0,6; 1,0; 2,5 длин свободного пробега первичных γ -квантов.

Влияние изменения радиуса на альbedo наиболее существенно для отражателей большой толщины ($\geq 0,6$ длин свободного пробега). Это проявляется в энергетических спектрах, в угловых распределениях отраженных фотонов. Представлены систематические данные о дифференциальном числовом токовом альbedo $A(\theta)$ и энергетическом альbedo $A_E(\theta)$ в зависимости от величин r , d и энергии первичных γ -квантов.

Зависимость интегрального токового числового и энергетического альbedo от r и d с точностью $\pm 10\%$ описывается эмпирическими формулами:

$$A(r, d) = A(r, \infty)(1 - e^{-\alpha d}); \quad (1a)$$

$$A_E(r, d) = A_E(r, \infty)(1 - e^{-\alpha_E d}), \quad (1b)$$

где $A(r, d)$, $A_E(r, d)$ — интегральное числовое и энергетическое токовое альbedo от рассеивателя радиусом r и толщиной d ; $A(r, \infty)$, $A_E(r, \infty)$ — то же, но в случае полубесконечного по толщине рассеивателя, причем, в свою очередь,

$$A(r, \infty) = a + b(1 - e^{-\beta r}); \quad (2a)$$

$$A_E(r, \infty) = a_E + b_E(1 - e^{-\beta_E r}). \quad (2b)$$

Величины α и α_E могут быть найдены по эмпирическим формулам:

$$\alpha = \alpha(0) - k\sqrt{r}; \quad (3a)$$

$$\alpha_E = \alpha_E(0) - k_E\sqrt{r}. \quad (3b)$$

В формулах (1)–(3) α , α_E , β , β_E , a , a_E , b , b_E , k , k_E — эмпирические величины.

Приведены данные, позволяющие проводить расчет $A(r, d)$, $A_E(r, d)$ по формулам (1)–(3) для различных энергий и геометрии источников.

(№ 547/6377. Поступила в Редакцию 28/IV 1971 г. Полный текст 0,4 а. л., 2 рис., 3 табл., 4 библиографических ссылки.)

Использование деградации люминесценции антрацена для дозиметрии ионизирующих излучений в гетерогенных системах

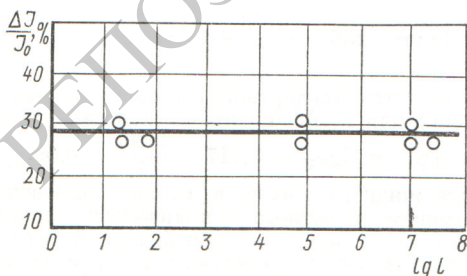
В. Н. ДОРОШЕНКО, И. Н. ЧЕРВЕЦОВА, А. М. КАБАКЧИ

УДК 541.15:539.12.08

Целью настоящей работы было выяснение возможности применения метода деградации люминесценции с использованием антрацена в качестве дозиметрической системы для определения поглощенной дозы в органи-

ческом веществе, находящемся в контакте с металлами и аналогичными им средами. Для этого исследовались спектры фотолюминесценции антрацена, подвергнутого воздействию γ -квантов Co^{60} , в виде кристаллов (1–5 мм), кристаллических пленок (0,06–0,16 мм) и тонких (менее 100 нм) слоев, адсорбированных на поверхности алюминия. Характерные полосы в спектрах люминесценции 404; 422, 444; 480 нм сохраняют свое положение при переходе от кристаллов к пленкам и незначительно отличаются для адсорбированного состояния до и после облучения. Наблюдается отличие в распределении интенсивности отдельных полос люминесценции. В связи с этим обстоятельством была изучена зависимость степени тушения люминесценции

антрацена $\frac{\Delta J}{J_0} = \frac{J_0 - J}{J_0} \%$ (где J_0 и J — интегральные интенсивности люминесценции в области 400–500 нм до и после облучения соответственно) от поглощенной дозы. Установлено, что величина $\frac{\Delta J}{J_0}$ с уве-



Зависимость степени деградации люминесцентного антрацена от толщины кристаллического слоя.