

Температурные зависимости  $\rho$  (1),  $R$  (2) и  $\alpha$  (3) фольг сплава Bi-0,5 ат. % Ga

акцепторами [3]. Положительный знак  $R$  и  $\alpha$  фольг сплава Bi-0,5 ат. % Ga указывает на то, что их кинетические свойства в области низких температур определяются дырками. В фольгах чистого висмута, полученных быстрым охлаждением из расплава [6], межкристаллитные границы не влияют на концентрацию электронов и дырок, поэтому появление дырок в фольгах сплавов Bi-Ga может быть обусловлено тем, что галлий в висмуте ведет себя как акцептор. Межкристаллитные границы в исследуемых материалах могут лишь незначительно изменить их кинетические свойства, так как длина свободного пробега дырок в рассматриваемом интервале температур меньше размера зерен и определяющим механизмом рассеяния носителей тока является рассеяние на акустических колебаниях решетки.

Повышение температуры приводит к термическому возбуждению электронов из валентной зоны в зону проводимости. Подвижность электронов значительно больше подвижности дырок в висмуте, поэтому с ростом температуры происходит смена знака коэффициента Холла и дифференциальной термо-ЭДС. Аналогичные зависимости  $\rho(T)$ ,  $R(T)$  и  $\alpha(T)$  наблюдались и для фольг сплавов Bi-Ga, содержащих 1,0 и 2,0 ат. % Ga.

Галлий в меньшей мере изменяет свойства висмута, чем другие — олово и свинец. Сравнение температурных зависимостей дифференциальных термо-ЭДС фольг сплавов Bi-Ga и Bi-Sn позволяет заключить, что величина коэффициента отдачи галлия в висмуте достигает  $-0,02$ .

### Список литературы

1. Иванов Г. А., Регель А. Р. // ЖТФ. 1955. Т. 25. № 1. С. 39.
2. Макневский Л. А., Иванов Г. А. Там же. 1957. Т. 27. № 8. С. 1695.
3. Иванов Г. А., Попов А. М., Чистяков Б. И. // ФММ. 1963. Т. 16. № 2. С. 184.
4. Мирошниченко И. С. Закалка из жидкого состояния. М., 1982.
5. Шелелевич В. Г., Шакер Хашем Ф. Структура быстроохлажденных тонких фольг висмута и его сплавов / Редкол. журн. «Изв. вузов СССР: Физ.». Томск, 1986. 9 с. Деп. в ВИНТИ 08.10.86. № 7954-86В.
6. Прокошнн В. И., Шелелевич В. Г., Шакер Хашем Ф. // Докл. АН БССР. 1987. Т. 31. № 5. С. 434.

Поступила в редакцию 07.07.87.

УДК 539.16.08

Л. В. КАЧАРСКАЯ, ЧАН ЗУЙ ФЫОНГ

### ИЗМЕРЕНИЕ $\beta$ -АКТИВНОСТИ ВОДНЫХ РАСТВОРОВ, СОДЕРЖАЩИХ ИЗОТОПЫ $^{241}\text{Pu}$ , $^{90}\text{Sr}$ — $^{90}\text{Y}$ , $^{137}\text{Cs}$

Взаимное расположение  $\beta$ -радиоактивного образца, кюветы, в которую он помещен (изображено только дно кюветы), и сцинтилляционного детектора, регистрирующего  $\beta$ -излучение образца, показано на рисунке. Очевидно, что только часть электронов, рожденных в объеме образца, будет зарегистрирована: во-первых, по геометрическим условиям (часть электронов распада пролетит мимо детектора); во-вторых, из-за погло-

щения излучения дном кюветы, а также самим образцом. Следовательно, для решения вопроса о соотношении числа зарегистрированных детектором электронов и удельной активности образца необходимо рассчитать следующие величины: коэффициент прохождения электронов через дно кюветы  $\kappa$ ; оптимальную по самопоглощению толщину образца; функцию  $f(x_0, S)$ , учитывающую геометрические условия регистрации. В качестве образца используются водные растворы радиоактивных препаратов:  $^{90}\text{Sr}$ — $^{90}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$ ,  $^{241}\text{Pu}$ .

**Коэффициент прохождения через алюминиевую кювету.** Кривая поглощения электронов сплошного спектра в веществе близка к экспоненте, что позволяет ввести понятие коэффициента поглощения электронов  $\mu$  в данном веществе:

$$N = N_0 e^{-\mu x}. \quad (1)$$

Как показывает эксперимент,  $\mu/\rho$  почти не зависит от атомного веса поглотителя и слабо увеличивается с ростом  $Z$  ( $\rho$  — плотность вещества).

В работе С. В. Стародубцева, А. М. Романова (Прохождение заряженных частиц через вещество. Ташкент, 1962. С. 208.) предлагается полуэмпирическая формула для расчетов  $\mu/\rho$  ( $\text{см}^2/\text{г}$ );  $\mu/\rho = 22/E_0^{1,33}$ , где  $E_0$  — граничная энергия  $\beta$ -спектра.

Зная  $E_0$  для каждого из  $\beta$ -излучателей, можно рассчитать  $\mu$  по отношению к алюминию, так как при измерении  $\beta$ -активности обычно используется алюминиевая кювета, а затем по (1) определить  $\kappa = N/N_0$  — коэффициент прохождения электронов через кюветы с толщиной дна 0,01 и 0,1 см (табл. 1).

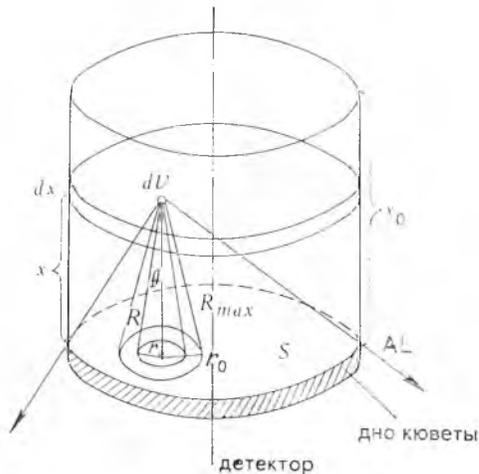
Таблица 1

Коэффициенты  $\mu$  и  $\kappa$  для алюминия

Ядро	$T_{1/2}$	$E_0$ , МэВ	$\mu_{\text{Al}}$ , $\text{см}^{-1}$	$x=0,01$ см		$x=0,1$ см	
				$\kappa$	$1/\kappa$	$\kappa$	$1/\kappa$
$^{90}\text{Sr}$	28,5 лет	0,546	132,84	0,26	3,77	$2 \cdot 10^{-6}$	$10^6$
$^{137}\text{Cs}$	30,17 лет	1,173	48,04	0,62	1,62	0,01	122,02
$^{241}\text{Pu}$	15,2 года	0,021	10121,20	0	$\infty$	0	$\infty$
$^{90}\text{Y}$	61,4 года	2,274	19,92	0,82	1,22	0,14	7,33

Из табл. 1 видно, что  $\kappa$  близок к нулю для всех изотопов, кроме  $^{90}\text{Y}$ , при использовании стандартной кюветы (толщина дна 0,1 см). Следовательно,  $\beta$ -активность  $^{90}\text{Sr}$  в ней можно измерять по сопутствующему ему изотопу  $^{90}\text{Y}$ ; при этом вклад от  $\beta$ -излучения других изотопов будет пренебрежимо мал. В кювете с толщиной дна 0,01 см (алюминиевая фольга) можно измерять суммарную активность  $^{90}\text{Sr}$ ,  $^{90}\text{Y}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  либо активность каждого изотопа по их вкладам в энергетическое распределение электронов с помощью  $\beta$ -спектрометра.

**Самопоглощение в образце.** Используя тот факт, что отношение  $\mu/\rho$  практически одинаково для всех поглотителей, можно рассчитать  $\mu$  для воды, а также водоподобных тканей (биологических объектов), полагая  $\rho = 1 \text{ г/см}^3$ :  $\mu_i = \mu_{\text{Al}} \rho_{\text{Al}}$ .



Взаимное расположение образца, кюветы и детектора:

$x$  — высота,  $S$  — площадь основания

Толщина дна кюветы  $x_{100}$ ,  $x_{50}$  и коэффициент  $\mu$  для воды

Ядро	$\mu_{Al}, \text{см}^{-1}$	$\mu_{\text{Воды}}, \text{см}^{-1}$	$x_{50}, \text{см}$	$x_{100}, \text{см}$
$^{90}\text{Sr}$	132,84	49,20	0,08	0,09
$^{137}\text{Cs}$	48,04	17,79	0,22	0,26
$^{241}\text{Pu}$	10121,20	3748,61	0,001	$4 \cdot 10^{-5}$
$^{90}\text{Y}$	19,92	7,38	0,53	0,62

Оценим также толщину слоя воды (ткани)  $x_n$ , ослабляющего  $\beta$ -излучение в  $n$  раз, например:  $x_{50} = \ln 50/\mu$ ,  $x_{100} = \ln 100/\mu$ . Получаем (табл. 2), что слой воды или водоподобной ткани толщиной 6 мм почти полностью (с ошибкой до 1%) экранирует излучение от расположенных выше слоев. Примем эту толщину образца оптимальной.

**Излучение толстого образца (учет геометрических условий).** Пусть  $\beta$ -активный образец толщиной  $x_0 = x_{100}$  в алюминиевой кювете установлен на сцинтилляционном детекторе площадью  $S$  (см. рисунок). Толщиной дна кюветы для расчетов геометрических факторов пренебрегаем, однако ее поглощающие свойства учтем с помощью коэффициента  $\kappa$ . Выделим элемент объема  $dV$  на высоте  $x$  в пределах образца. Если  $A_0 (\text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3})$  — удельная активность образца, то  $A_0 (dV/4\pi) d\Omega$  — число частиц, вылетающих за секунду из объема  $dV$  в телесный угол  $d\Omega$ . Вылетевшие частицы поглощаются на пути  $R$  по экспоненциальному закону  $e^{-\mu R}$ , где  $R$  изменяется в пределах от 0 до  $R_{\max}$ , определяемого максимальной толщиной слоя поглощения электронов в данном веществе. Для упрощения будем считать, что  $R = x_{100}$ . Площадь основания конуса с образующей  $x_0$  обозначим  $s_0$ . Тогда число частиц, вылетевших из объема  $dV$  и зарегистрированных детектором в секунду, определится выражением:

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dU}{4\pi} \int_0^{s_0} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} \cos \theta ds = A_0 \kappa \eta \frac{dU}{4\pi} \int_0^{x_0} \int_0^{2\pi} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} \cos \theta r dr d\varphi,$$

где  $\eta$  — эффективность регистрации детектором электронов. Так как  $r^2 = R^2 - x^2$ ,  $R dr = r dx$ ,  $\cos \theta = x/R$ , то

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dU}{2} x \int_x^{x_0} \frac{e^{-\mu R}}{R^2} dR.$$

Используя интегральную показательную функцию, имеем:

$$dN = A_0 \kappa \eta \frac{dU}{2} x \left[ \mu E_1(\mu x_0) - \mu E_1(\mu x) + \frac{e^{-\mu x}}{x} - \frac{e^{-\mu x_0}}{x_0} \right].$$

Интегрируя по объему радиоактивного образца, получаем число частиц, зарегистрированных в секунду детектором:

$$N = \frac{1}{4} A_0 \kappa S \eta \frac{1 - e^{-\mu x_0}}{\mu};$$

для  $x_0 = x_{100}$   $e^{-\mu x_0} = 0,01$ , тогда

$$N = A_0 \kappa S \eta / 4\mu.$$

Положим  $\eta = 1$ ,  $\kappa = 0,14$ ,  $\mu = 7,38 \text{ см}^{-1}$ ,  $S = 12,56 \text{ см}^2$ , откуда удельная активность  $A_0$ , выраженная в Ки/л, будет:

$$A_0 (\text{Ки/л}) = 4,5 \cdot 10^{-7} N.$$

Благодарим доцента В. А. Чудакова за внимательное прочтение рукописи и полезные замечания.