

4. Кузьменков Л. С. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астроном.», 1975, 16, № 2.
5. Кузьменков Л. С. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 5.
6. Эйнштейн А. Собр. науч. трудов. М., 1967.
7. Linden T. L. J. «Int. J. Theor. Phys.», 1972, 5, N 5.

Поступила в редакцию
28.6 1977 г.
Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.3:539.2

А. А. Опаленко
О. И. Воробьева

МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЯ
ВЕРОЯТНОСТИ ЭФФЕКТА
МЁССБАУЭРА НА Te^{125}

Для определения абсолютного значения вероятности эффекта Мёссбауэра в опытах на пропускание γ -квантов необходимо измерять долю резонансных γ -квантов от всех зарегистрированных детектором (в пределах окна дифференциального дискриминатора импульсов). Для спектра испускания Te^{125} при регистрации по пику вылета с энергией 6,9 кэВ (на кристалле $\text{NaI}(\text{Ti})$) доля резонансных γ -квантов будет

$$\kappa_0 = I_{0\gamma} / (I_{0\gamma} + I_{0x}) = 1 / (1 + I_{0x} / I_{0\gamma}),$$

где $I_{0\gamma}$ и I_{0x} — интенсивности гамма-излучения и рентгеновского излучения, зарегистрированные детектором.

Значение κ предопределяется изотопным составом источника (степенью радиохимической чистоты), разрешением детектора и геометрическими факторами (в первую очередь — размерами поглотителя). При внесении в схему основного эксперимента дополнительного фильтра толщиной d значение κ будет

$$\kappa = I_{\gamma} / (I_{\gamma} + I_x) = \frac{I_{0\gamma} e^{-\mu_{\gamma} d}}{I_{0\gamma} e^{-\mu_{\gamma} d} + I_{0x} e^{-\mu_x d}} = 1 / \left(1 + \frac{I_{0x}}{I_{0\gamma}} e^{-(\mu_x - \mu_{\gamma}) d} \right),$$

где μ_{γ} , μ_x — коэффициенты электронного поглощения гамма- и рентгеновского излучения в материале фильтра.

Метод контрольного поглотителя. В этом методе для измерения величины κ используется мёссбауэровский поглотитель, достаточно тонкий, чтобы не изменять величину κ_0 в схеме основного эксперимента, и вместе с тем обеспечивающий достаточную величину резонансного поглощения в целях ускорения контроля. Чтобы удовлетворить этим противоречивым требованиям, контрольный поглотитель должен быть изготовлен из обогащенного изотопом Te^{125} соединения с высоким значением f' при комнатной температуре. В качестве такого поглотителя нами было использовано соединение $\beta\text{-TeO}_3$ толщиной 5,6 мг/см² по Te^{125} , содержание Te^{125} —88%. Значения коэффициентов поглощения в теллуре $\mu_{\gamma} = 25,8$ см²/г, $\mu_x = 8$ см²/г [1]. Расчет показывает, что $I_{\gamma} = 0,85 I_{0\gamma}$, $I_x = 0,95 I_{0x}$, $\kappa = 1 / (1 + 1,12 I_{0x} / I_{0\gamma})$ и, следовательно, наш тонкий поглотитель вносит изменение в значение κ_0 основного опыта на 2—3% при $\kappa_0 \geq 0,7$.

Метод контрольного поглотителя заключается в том, что такой поглотитель вводится при комнатной температуре на пути распространения γ -квантов в геометрии основного эксперимента, и в нем измеряется

величина $\varepsilon(0)$ или площадь S резонансного поглощения. Значение κ находится из сравнения с $\varepsilon(0)$ или S , измеренным с этим же поглотителем, но в идеальных условиях, т. е. при $\kappa=1$.

$$\kappa_{\text{эксп}} = \varepsilon(0)_{\text{эксп}}^n / \varepsilon(0)_{\text{ид}} = S_{\text{эксп}} / S_{\text{ид}}$$

(измерение $\varepsilon(0)_{\text{ид}}$ производится только один раз для пары источник — контрольный поглотитель, $\kappa=1$ достигается с помощью медных фильтров и коллимации детектора).

Для ускорения контроля мы пользовались при определении $\varepsilon(0)$ методом двух точек — измерялась скорость счета γ -квантов в покое (когда изомерные сдвиги поглотителя и источника одинаковы) и при полной расстройке резонанса (достигается при колебании поглотителя электромеханическим вибратором). В процессе контроля источник должен находиться при комнатной температуре, а основной поглотитель выведен из резонанса (неохлажден, приведен в движение).

Метод фильтров. В работе с Sn^{119} применяется характеристический фильтр из Pd . Для Te^{125} такого фильтра не существует, так как энергия γ -квантов (35,5 кэВ) больше энергии рентгеновского излучения (27,4 и 31,2 кэВ). Поэтому предлагается методика использования фильтров с известным значением μ_γ и μ_x . Выбираем в качестве фильтра металлический теллур толщиной 89 мг/см². Он пропускает десятую часть γ -излучения и примерно половину рентгеновского излучения. Находим значение κ из следующего расчета: $N_0 = N_\gamma + N_x$ — скорость счета в окне дискриминатора, настроенном на пик вылета, без фильтра, $N_\Phi = 0,1 N_\gamma + 0,5 N_x$ — скорость счета с фильтром. Отсюда:

$$2N_\Phi = 0,2 N_\gamma + N_x,$$

$$N_0 - 2N_\Phi = N_\gamma + N_x - 0,2 N_\gamma - N_x = 0,8 N_\gamma.$$

Следовательно,

$$\kappa = N_\gamma / N_0 = 1,25 \frac{(N_0 - 2N_\Phi)}{N_0}$$

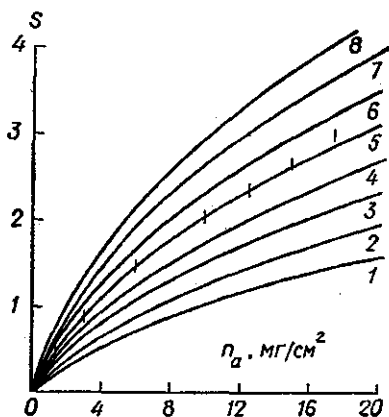
или в общем случае:

$$\kappa = a \frac{(N_0 - kN_\Phi)}{N_0}.$$

Коэффициент k показывает, во сколько раз ослабляется рентгеновское излучение и измеряется на опыте (может присутствовать рентгеновское излучение олова и сурьмы). Коэффициент a находится по приведенному расчету. Для повышения надежности в измерении κ берем еще фильтр из теллура толщиной 135 мг/см² (значение $k_2 \approx 3$, $a_2 \approx 1,1$) и фильтр толщиной 168 мг/см² ($k_3 \approx 4$, $a_3 \approx 1,05$). Обычно значение κ получается из трех измерений с точностью $\Delta\kappa = 0,02$ (при соответствующей статистической точности величин N_0 и N_Φ).

Измерение вероятности эффекта Мёссбауэра в теллурате магния. Нами был изготовлен теллурат магния по методике, описанной в работе [2]. Вначале получали теллутовую кислоту, затем в щелочной среде с помощью сульфата магния осаждали из нее теллурат магния. Выпавший осадок промывали, высушивали (100°C) и прокаливали в течение часа при температуре 500°C. Состав полученного по этой методике теллурата магния не всегда постоянен, содержание теллура в различных образцах $30 \pm 3\%$. Вполне вероятно, что в этих условиях может получаться теллурат с различным содержанием окиси магния ($n \text{MgO} \cdot \text{TeO}_3$).

Источник получали облучением теллурата магния (содержание Te^{124} —85%) в потоке нейтронов с последующим отжигом при температуре 500°C в течение 6 часов. Вначале была определена ширина линии испускания источника. Для этого были измерены поглотители из теллурата магния (содержание Te^{125} —92,4%), различной толщиной по Te^{125} , и экстраполяция к нулевой



толщине поглотителя дала значение $\Gamma_{\text{эксн}}=6,18$ мм/с. Для тонкого источника (толщиной 10 мг/см² облученного теллура, $C_s=0,2$) $\Gamma_u=\Gamma_{\text{эксн}}/2=3,09$ мм/с. Принимая естественную ширину уровня в Te^{125} $\Gamma=2,60$ мм/с [3], мы получили $\Gamma_u/\Gamma=1,20\pm 0,02$.

Расчетные кривые и экспериментальные точки зависимости $S(n_a)$ для различных значений $f=f'$: 1—0,20, 2—0,225, 3—0,25, 4—0,275, 5—0,30, 6—0,325, 7—0,35, 8—0,375

Для случая, когда линии испускания и поглощения уширены, но их форма остается лоренцевой, площадь кривой поглощения дается выражением [4]:

$$S = \pi k f C_A e^{-C_A/2\beta_A} \left[I_0 \left(\frac{C_A}{2\beta_A} \right) + I_1 \left(\frac{C_A}{2\beta_A} \right) \right],$$

где $C_A=(n_0 f' \sigma_0)$ — эффективная толщина поглотителя, I_0, I_1 — бесселевы функции от мнимого аргумента, $\beta_A=\Gamma_A/\Gamma$. Нами было рассчитано семейство кривых $S(n_a)$ при разных значениях параметра $f=f'$ для $\beta_A=1,20$ (см. рис.). Экспериментальные точки при комнатной температуре соответствуют значению $f=f'=0,30\pm 0,02$. Затем в предположении $f\neq f'$ это семейство было перестроено в семейство кривых $S(n_a)/S(n_{\text{фикс}})$ для разных значений f' . В этом случае вероятность эффекта Мёссбауэра в источнике f не сказывается на результатах измерения f' . Полученное значение $f'=0,29\pm 0,02$. Далее мы определили температурный ход $f(T)$: $f(200\text{K})=0,36\pm 0,02$, $f(77\text{K})=0,52\pm 0,03$. Последнее значение согласуется с данными работы [2] ($f(77\text{K})=0,49\pm 0,02$).

Во всех теллуратах магния от Mg_3TeO_6 до MgTeO_4 [5, 6] окружение теллура октаэдрическое с шестью атомами кислорода, что приводит к узкой линии гамма-резонанса. Интересно, что температурный ход $f(T)$ для теллурата магния близок к аналогичной зависимости для $\beta\text{-TeO}_3$. (По данным работы [7] для $\beta\text{-TeO}_3$ $f(77\text{K})=0,58\pm 0,05$, $f(200\text{K})=0,38\pm 0,03$, $f(300\text{K})=0,32\pm 0,03$.)

Авторы благодарны проф. Р. Н. Кузьмину за помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Фам Зуи Хиен, Шапиро В. Г., Шпинель В. С. ЖЭТФ, 1962, 42, 703.
2. Балтрунас Д. И. Канд. дис. Ин-т хим. физики АН СССР, 1973.
3. Stevens J. G., Stevens V. E. Mossbauer effect Data Index, Plenum Press. N. Y., 1975.
4. Фам Зуи Хиен, Шпинель В. С. ЖЭТФ, 1963, 44, 393.
5. Грушко Ю. С., Лурье Б. Г., Моторный А. В., Мурин А. И. «Радиохимия», 1968, 10, 605.

6. Sleight A. W., Foris C. M., Licis M. S. «Inorg. Chem.», 1972, 11, 1157.
 7. Лебедев Р. А., Ламыкин Е. В., Лебедев В. А., Бабешкин А. М., Немеянов А. Н. «Вестн. Моск. ун-та. Химия», 1970, № 4, 475.

Поступила в редакцию
 8.7 1977 г.
 НИИЯФ

УДК 534.874

Н. С. Виноградов
Ф. В. Рожин
О. С. Тонаканов

**КОРРЕЛЯЦИЯ ДОННОЙ
 РЕВЕРБЕРАЦИИ НА ДИПОЛЬНЫХ
 ПРИЕМНИКАХ ПРИ ОДНОМ СЛУЧАЕ
 ИЗЛУЧЕНИЯ ТОНАЛЬНОГО ИМПУЛЬСА**

Теоретические данные о пространственных корреляционных свойствах донной реверберации при использовании дипольных приемников и тональном импульсном излучении для случая равномерного излучения в секторе содержатся в работе [1], а для излучения дискретной эквидистантной линейной антенной, содержащей шесть излучателей, в работе [2]. В работе [1] предполагается, что вне заданного сектора излучение отсутствует. Однако можно допустить, что вне сектора излучения, ограниченного углами $\pm\psi$, имеется некоторый постоянный уровень бокового излучения, не зависящий от углов в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

Теоретически такая диаграмма излучения может быть задана следующим образом:

$$R(\varphi) = \begin{cases} 1 & \text{при } \psi \geq \varphi \geq -\psi \\ 0 \leq \alpha \leq 1 & \text{при } \psi < \varphi < -\psi, \end{cases}$$

т. е. диаграмма направленности излучения изменяется в пределах от заданной в работе [1] до ненаправленного излучения при $\alpha=1$. Фазовые соотношения между излучением в основном секторе и вне его считаются случайными. Все предположения относительно свойств рассеивателей аналогичны принятым в работах [1 и 2].

Ориентация приемных диполей принята, как в работах [1] и [2], и кратко может быть описана следующим образом.

1. Максимум диаграммы направленности одного из диполей совпадает с осью основного (полезного) излучения, а другой поворачивается относительно первого на угол φ_0 в горизонтальной плоскости (ρ_1).

2. Приемники ориентированы максимумами в горизонтальной плоскости и поворачиваются в этой плоскости в разные стороны относительно оси излучения на одинаковый угол φ_0 (ρ_2).

3. Два ортогональных диполя синхронно поворачиваются в одну сторону относительно оси излучения в горизонтальной плоскости (ρ_3).

Для вычисления на ЭВМ была модернизирована программа, использовавшаяся в работе [1], с учетом бокового излучения. Для всех перечисленных случаев был задан сектор основного излучения $\pm 30^\circ$ и теоретически изучены корреляционные функции при приеме на два диполя как в зависимости от удаления их друг от друга, так и в функции углов разворота φ_0 при угле облучения дна $\theta=60^\circ$. Очевидно, что для предельных случаев $\alpha=0$ и $\alpha=1$ получены зависимости, приведенные в работах [1] и [2] соответственно для чисто секторного излучения и для ненаправленного излучения. В функции волнового параметра kd