

При условии $\pi(d+\Delta l) \ll \lambda$ тангенс можно заменить его аргументом, и тогда уравнение (6) переходит в (1). Однако даже при больших λ/d ($\lambda=30$ см, $d=0,3$ см) для $\epsilon'=80$ погрешность при вычислениях по (1) составляет $\sim 50\%$ против вычислений по (6). Таким образом, необходимость в применении (6) при больших ДП очевидна.

Произведем оценку погрешностей, даваемых (6) в диапазоне частот. Погрешность определяется в основном тем, что при выводе этого уравнения был опущен второй член разложения (последующими пренебрегаем вследствие их малости), что приводит к завышению ДП. Его можно учесть, пользуясь следующим приемом. Обозначим первый член разложения в (5) через a , а второй через b . Тогда $a+b=100\%=1$, откуда относительная погрешность $b\% = (1-a) \cdot 10^2$. Запишем $b = \frac{a}{a/b}$, $a/b = \frac{3}{\pi^2 (d/\lambda)^2 \epsilon'}$. Здесь функциональной величиной (при $\epsilon' = \text{const}$) является d/λ . Задаваясь отношением d/λ при определенном ϵ' , находим a/b , затем из $a + \frac{a}{a/b} = 1$ определяется a , и, следовательно, $b\%$. Рассчитанная таким способом для разных ϵ' погрешность приведена на рис. 2. График дает возможность при заданной погрешности (из-за пренебрежения вторым членом в (5)) выбрать толщину объекта d .

На основании этого графика для нескольких d/λ построен график (рис. 3), пользуясь которым можно сразу по измеренной величине ДП и выбранной толщине объекта определить истинную ДП, т. е. учитывающую погрешность, обусловленную пренебрежением вторым членом разложения в уравнении (5).

Применение уравнения (6) при необходимости дополненного графиком (рис. 3) позволяет просто и с высокой точностью определить ДП сильнополяризованных объектов, в том числе жидких.

Выражаю благодарность Ю. А. Кригеру, Б. Н. Тарусову и Е. В. Бурлаковой за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Брандт А. А. Исследование диэлектриков на сверхвысоких частотах. М., Физматгиз, 1963.
2. Шахпаронов М. И. Методы исследования теплового движения молекул и строения жидкостей. Изд-во МГУ, 1963.
3. Касимов Р. М., Нагизаде П. С. «Вестн. Моск. ун-та», сер. химии, № 2, 107, 1967.
4. Ливенсон А. Р. «Медицинская промышленность СССР», № 6, 14, 1964; № 7, 10, 1964.
5. Левин В. В. «Вестн. Моск. ун-та», сер. химии, № 4, 59, 1966.
6. Тишер Ф. Техника измерений на сверхвысоких частотах. Под ред. Л. Н. Сре-тенского. М., Физматгиз, 1963, стр. 279.

Поступила в редакцию
5.2 1968 г.

Кафедра биофизики
(биолого-почвенный фак-т)

УДК 539.12.01

В. Б. ГОСТЕВ, В. А. САНЬКО

МОДЕЛЬ РАССЕЯНИЯ НА ФИКСИРОВАННОМ ИСТОЧНИКЕ СО СПИНОМ

В статье [1] были выписаны интегральные уравнения для состояний рассеяния (*in*-состояний) и амплитуд рассеяния для квантовополевой модели, являющейся обобщением модели Ли [2] введением псевдоскалярного взаимодействия (фиксированные частицы обладают спином $1/2$). В настоящей заметке делается попытка приближенного решения этих интегральных уравнений и анализа свойств амплитуды рассеяния на примере несколько более сложной модели — обобщения модели Ли путем введения псевдоскалярного взаимодействия и добавления фиксированной частицы в $V-\Theta$ сектор модели Ли [3].

Гамильтониан модели возьмем в виде

$$H = m_{0A} A^+ A + m_{0B} B^+ B + m_{0C} C^+ C + \int d\vec{k} \omega(\vec{k}) d^+(\vec{k}) d(\vec{k}) +$$

$$+ \lambda_{01} \left[\int d\vec{k} u(\omega_k) A^\dagger \vec{\sigma} \vec{k} B d(\vec{k}) + \text{э. с.} \right] + \\ + \lambda_{02} \left[\int d\vec{k} u(\omega_k) B^\dagger \vec{\sigma} \vec{k} C d(\vec{k}) + \text{э. с.} \right]; \quad (1)$$

где $A = a_\alpha A_\alpha$, $B = b_\alpha B_\alpha$, $C = c_\alpha C_\alpha$ (здесь и далее по повторяющимся индексам проводится суммирование), A_α , B_α , C_α и $d(\vec{k})$ — операторы уничтожения A , B , C частиц со спином α ($\alpha = \pm \frac{1}{2}$) и скалярной θ -частицы с импульсом $\vec{k}$. Фиксированные частицы — фермионы, θ — бозон, a_α , b_α , c_α — постоянные единичные спиноры, σ_i — матрицы Паули, $u(\omega_k)$ — формфактор, обеспечивающий сходимость всех встречающихся интегралов ($u = \frac{1}{\sqrt{2\omega_k}}$ для точечного источника), $\omega = \sqrt{\vec{k}^2 + 1}$, $\hbar = c = m_\theta = 1$.

Как и в модели Ли [4], интегралы движения ограничивают число θ -частиц в промежуточных состояниях — в задаче рассеяния на фиксированной B -частице — двумя. Поэтому уравнение Шредингера для *in (out)*-состояний сводится к системе трех зацепляющихся интегральных уравнений, для «волновых функций» этих состояний $\psi_{\beta\alpha}(\vec{k})$, $\chi_{\beta\alpha}(\vec{k}, \vec{l})$, $\varphi_{\beta\alpha}$. Структура *in (out)*-состояний определяется интегралами движения:

$$\left| B_\alpha(\vec{k}_0)_+ = Z \left[d^+(\vec{k}_0) B_\alpha^+ + \varphi_{\beta\alpha} A_\beta^+ + \int d\vec{k} \psi_{\beta\alpha}(\vec{k}) d^+(\vec{k}) B_\beta^+ + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{V^2} \int d\vec{k} d\vec{l} \chi_{\beta\alpha}(\vec{k}, \vec{l}) d^+(\vec{k}) d^+(\vec{l}) C_\beta^+ \right] \right| 0 >, \quad (2)$$

где $|0\rangle$ — вакуумное состояние, $\vec{k}_0$ — импульс рассеиваемой θ -частицы.

После простых, но довольно громоздких преобразований система сводится к одному интегральному уравнению для $\psi_{\beta\alpha}(\vec{k})$, решение которого естественно искать в виде [1]

$$\psi_{\beta\alpha} = \frac{\gamma u(k) u(k_0) b_\beta^+ [(\vec{k}\vec{k}_0)(g+f) + i\sigma[\vec{k}\vec{k}_0](g-f)] b_\alpha}{3h(b + \omega_k - \omega)}. \quad (3)$$

Здесь $\gamma = \lambda^2 = Z\lambda_{02}^2$, λ — перенормированная постоянная связи $BC\theta$ -взаимодействия, совпадающая с перенормированной константой связи в модели Ли [4],

$$h(\omega) = (\omega - b) \left[1 + 4\pi\gamma(\omega - b) \int_1^\infty \frac{(\omega'^2 - 1)^{\frac{3}{2}} \omega' u^2(\omega') d\omega'}{(\omega' - b)(\omega' - \omega - i\varepsilon)} \right],$$

$b = m_B - m_C$, m_B — перенормированная масса B -частицы [3].

Интегральные уравнения для скалярных величин расщепляются

$$h(\omega_{k_0} + b - \omega_k) g(\omega) = \frac{1}{b - \omega} + \frac{1}{3\pi} \int_1^\infty \frac{Imh(\omega') g(\omega')}{(b + \omega_{k_0} - \omega - \omega')} d\omega' + \\ + 3P + \frac{P}{\pi} \int_1^\infty Imh(\omega') g(\omega') d\omega', \\ h(\omega_{k_0} + b - \omega) f(\omega) = -\frac{2}{b - \omega} - \frac{2}{3\pi} \int_1^\infty \frac{Imh(\omega') f(\omega') d(\omega')}{(b + \omega_{k_0} - \omega - \omega')}, \quad (4)$$

$$P = \frac{\lambda_{01}^2}{\gamma} \frac{Z}{m_B + \omega_{k_0} - m_{0A}}$$

и легко могут быть решены методом замены ядра вырожденным ($\omega' \rightarrow 1$) [5]

$$g = \frac{1}{b - \omega} + \frac{G}{b + \omega_{k_0} - \omega - 1} + E, \\ f = -\frac{2}{b - \omega} - \frac{2F}{b + \omega_{k_0} - \omega - 1}, \quad (5)$$

где

$$G = \frac{V + 3PT}{1 - W - 3PT}, \quad W = \frac{1}{3\pi} \int_1^\infty \frac{Imh(\omega) d\omega}{h(b + \omega_{k_0} - \omega)(b + \omega_{k_0} - \omega - 1)}, \\ F = -\frac{2V}{1 + 2W}, \quad V = \frac{1}{3\pi} \int_1^\infty \frac{Imh(\omega) d\omega}{h(b + \omega_{k_0} - \omega)(b - \omega)}, \quad (6) \\ E = \frac{3P(1 + V - W)}{[1 - W - 3PT]}, \quad T = \frac{1}{3\pi} \int_1^\infty \frac{Imh(\omega) d\omega}{h(b + \omega_{k_0} - \omega)}.$$

Отсюда обратными подстановками находим состояния $|B_{\alpha} \vec{k}_0\rangle_{\pm}$ и по ним амплитуду упругого рассеяния θ -частиц на B -частицах $T_{\beta\alpha}(\vec{k}_0 \vec{l}_0)$

$$-(B_{\beta} l_0 | B_{\alpha} \vec{k}_0)_{+} = Z \{ \delta(\vec{k}_0 - \vec{l}_0) \delta_{\alpha\beta} - 2\pi i \delta(\omega_{k_0} - \omega_{l_0}) T_{\beta\alpha}(\vec{k}_0 \vec{l}_0) \}, \quad (7)$$

$$T_{\beta\alpha}(\vec{k}_0 \vec{l}_0) = \gamma u^2(k_0) b_{\beta}^{+} \left\{ (\vec{l}_0 \vec{k}_0) \left(-\frac{3}{b - \omega_{k_0}} + \frac{G - 4F}{b - 1} + E \right) + \right. \\ \left. + i\sigma[\vec{l}_0 \vec{k}_0] \left(\frac{3}{b - \omega_{k_0}} + \frac{D + 2F}{b - 1} + E \right) \right\} b_{\alpha}. \quad (8)$$

Следует отметить интересные особенности амплитуды. Дифференциальное сечение рассеяния зависит от угла разлета θ -частиц (в присутствии P -волны, как и в псевдоскалярной модели Ли [6]).

Рассеяние без переворота спина ($\alpha = \beta = \pm \frac{1}{2}$) и с переворотом спина отличается угловой зависимостью, но обе амплитуды могут иметь резонанс при энергии, определяемой из условия

$$Re(1 - W - 3PT) = 0. \quad (9)$$

Именно резонансом амплитуды рассеяния и отличается рассмотренная модель от аналогичной бесспиновой модели [7, 8].

Применимость использованного приближения при любых значениях постоянной γ [5] (в отличие от теории возмущений) гарантирует существование резонанса.

Аналогичный расчет амплитуд рассеяния был проделан и для реакции $B_{\alpha} + \theta \rightarrow C_{\beta} + 2\theta$, однако новых качественных результатов он не дал.

Авторы глубоко благодарны В. И. Григорьеву и А. Р. Френкину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chew H. Phys. Rev., **132**, 2756, 1963.
2. Lee T. D. Phys. Rev., **95**, 1329, 1954.
3. Гостев В. Б., Санько В. А. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 2, 1968.
4. Швебер С. Введение в релятивистскую квантовую теорию поля, 1963.
5. Гостев В. Б. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., № 5, 48, 1966.

6. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, 33, 1488, 1957.
7. Bronzan J. B. Phys. Rev., 139 B, 751, 1965.
8. Гостев В. Б., Френкин А. Р. ДАН СССР, 170, 803, 1966.

Поступила в редакцию
4.3 1968 г.

Кафедра
квантовой теории

УДК 539.172.3:539.2

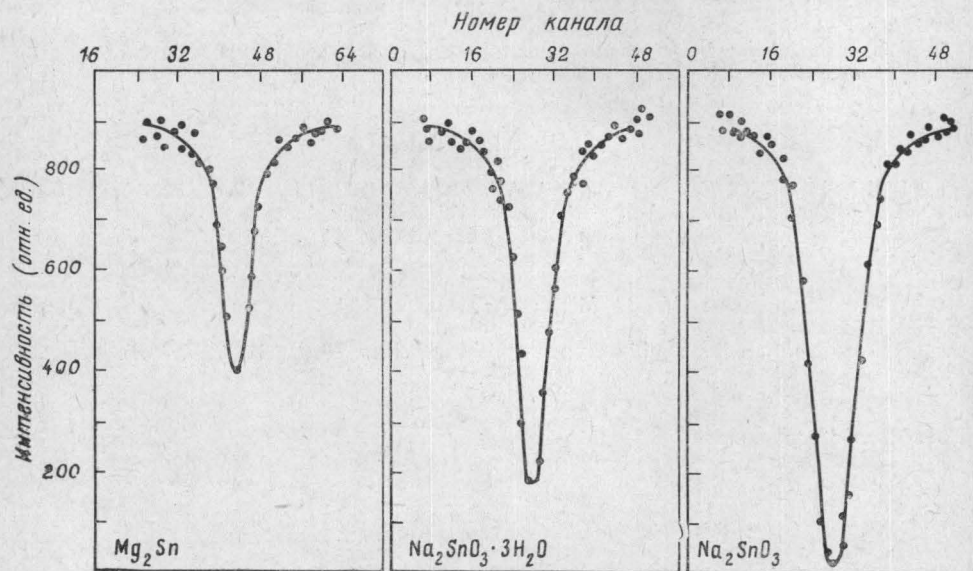
С. М. ИРКАЕВ, Р. Н. КУЗЬМИН, Л. Г. ЧАЧХИАНИ

МЁССБАУЭРОВСКИЕ СПЕКТРЫ СОЕДИНЕНИЯ $\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$

В мёссбауэровской спектроскопии при проведении экспериментов значительную роль играет источник гамма квантов. Чем уже линия испускания Γ и чем больше вероятность испускания гамма квантов без отдачи f , тем выше качества мёссбауэровского источника при прочих равных условиях, например, химической устойчивости и хорошей воспроизводимости.

В настоящее время в мёссбауэровской спектроскопии применяются следующие источники гамма квантов с энергией 23,8 Кэв: α — Sn и β — Sn [1—2], SnO_2 [3], Mg_2Sn [4], BaSnO_3 [5] и твердый раствор олова в палладии [6].

Ниже нами приводятся предварительные результаты по исследованию мёссбауэровских спектров поглощения для соединения $\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$, перспективного для создания удобного источника гамма квантов ядер Sn^{119} . $\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ в отличие от всех выше приведенных источников по Sn^{119} легко получается химическим путем с надежной воспроизводимостью параметров, практически независящих от условий проведения реакции.



Измерения мёссбауэровских спектров проводились на электродинамической установке, работающей в режиме временной развертки с использованием многоканального анализатора LP-4000. Источником гамма квантов с энергией 23,8 Кэв служил твердый раствор олова в палладии [6].

В эксперименте сравнивались линии поглощения Mg_2Sn и $\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}$ для тонких поглотителей одинаковой толщины. На рисунке приведены мёссбауэровские спектры исследованных соединений, полученные при комнатной температуре. Из экспериментальных спектров были найдены следующие отношения для ширин линий и величин площадей:

$$\frac{\Gamma_{\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}}}{\Gamma_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 1,09 \text{ и } \frac{S_{\text{Na}_2\text{SnO}_3 \cdot 3\text{H}_2\text{O}}}{S_{\text{Mg}_2\text{Sn}}} = 2,00.$$