

УДК 534.29+539.122.17

**ИЗМЕНЕНИЯ МЕССБАУЭРОВСКИХ СПЕКТРОВ ПОГЛОЩЕНИЯ,  
ИНДУЦИРУЕМЫЕ НИЗКОЧАСТОТНЫМИ ВОЗБУЖДЕНИЯМИ  
РАЗНЫХ ФОРМ**

*Р. Г. Габриелян, А. Р. Мкртчян, Г. Н. Наджарян*

Исследовано влияние формы внешнего возбуждения на мессбауэровский спектр поглощения при частоте внешнего возбуждения  $\Omega \ll \Gamma$ . Предложен способ нахождения вида движения поглотителя, основанный на экспериментальном наблюдении мессбауэровского спектра поглощения.

В последние годы появилось много работ [1-7], посвященных исследованию модуляции резонансных (мессбауэровских)  $\gamma$ -квантов внешними акустическими возбуждениями. В этих работах особый интерес представляет случай, когда внешнее возбуждение — гармоническое и его частота  $\Omega$  намного меньше ширины линии поглощения  $\Gamma$  [5-7]. Установлено, что форма мессбауэровского спектра поглощения  $F(\omega)$  сильно зависит от амплитуды и частоты колебания. Представляет интерес дальнейшее исследование зависимости  $F(\omega)$  от формы и параметров внешних возбуждений.

Настоящая работа посвящена теоретическому анализу и экспериментальному наблюдению этого воздействия.

Известно [3, 8], что спектральная компонента  $\varphi_\omega$  электрического поля излучения, модулированного произвольной частотой  $\Omega$ , имеет вид

$$(1) \quad \varphi_\omega \sim \frac{\Gamma_0}{2} \int_{t_0}^{\infty} \exp \left\{ i(\omega - \omega_0)t - \frac{\Gamma_0}{2}(t - t_0) - ikAU(\Omega t) \right\} dt = \\ = \frac{\Gamma_0}{2} e^{i(\omega - \omega_0)t_0} \int_0^{\infty} \exp \left\{ i(\omega - \omega_0)t - \frac{\Gamma_0}{2}t - ikAU(\Omega t + \Omega t_0) \right\} dt,$$

где  $\omega_0, k$  — частота и волновой вектор  $\gamma$ -кванта,  $AU(\Omega t)$  — закон колебания ядра вдоль вектора  $k$ ,  $A$  — амплитуда колебания,  $\Gamma_0$  — естественная ширина линии излучения (поглощения),  $t_0$  — начало излучения.

Из выражения (1) видно, что величина  $\varphi_\omega$  в основном определяется интервалом времени от нуля до  $t' \sim 1/\Gamma_0$  (из-за множителя  $\exp(-\Gamma_0 t/2)$ ). В этом интервале при условии  $\Omega \ll \Gamma_0$  функцию  $U(\Omega t + \Omega t_0)$  можно считать медленно меняющейся и разложить ее в ряд по  $\Omega t$  в окрестности точки  $\Omega t_0$ . Для  $\varphi_\omega$  получим

$$(2) \quad \varphi_\omega \sim \frac{\Gamma_0}{2} e^{i(\omega - \omega_0)t_0} \int_0^{\infty} \exp \left\{ i(\omega - \omega_0)t - \frac{\Gamma_0}{2}t - ikAU(\Omega t_0) - \right. \\ \left. - ikAU'(\Omega t_0)\Omega t - i\frac{kA}{2}U''(\theta)(\Omega t)^2 \right\} dt.$$

Имея в виду, что  $kAU''(\theta)\Omega^2/\Gamma_0^2 \ll 1$  и, следовательно,

$$(3) \quad |\varphi_\omega - \tilde{\varphi}_\omega| \leq \frac{\Gamma_0}{2} \int_0^\infty \left| 1 - \exp\left(-i \frac{kA}{2} \Omega^2 U''(\theta) t^2\right) \right| e^{-\Gamma_0 t/2} dt = \\ = \frac{kA}{(\Gamma_0/2)^2} \Omega^2 U''(\theta) \ll 1,$$

квадратичный член по  $t$  в выражении (2) можно опустить.

Тогда

$$(4) \quad \varphi_\omega \sim \frac{\Gamma_0 \exp\{-ikAU(\Omega t_0) + i(\omega - \omega_0)t_0\}}{2 \Gamma_0/2 - i[\omega - \omega_0 - kA\Omega U'(\Omega t_0)]},$$

и для формы мессбауэровского спектра поглощения имеем (в относительных единицах)

$$(5) \quad F(\omega) = \frac{1}{T} \int_0^T dt_0 \int_{-\infty}^\infty d\omega' \frac{|\varphi_{\omega'}|^2}{\left(\frac{\omega' - \omega}{\Gamma_0/2}\right)^2 + 1} = \frac{1}{T} \int_0^T \frac{dt}{\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2} - \frac{v(t)}{\lambda\Gamma/2}\right)^2 + 1},$$

где  $\Gamma = 2\Gamma_0$ ,  $v(t) = A\Omega U'(\Omega t)$ ,  $T$  — скорость и период внешнего возбуждения ( $T = 1/\Omega$ ) соответственно.

В таблице приведены  $F(\omega)$  на основе выражения (5) при разных законах движения поглотителя и те значения максимальных скоростей на каждом из участков периода возбуждения  $v_i$  (в единицах  $\lambda\Gamma/2$ ), а также отношение длительности этих участков  $\tau_i/\tau_j$  ( $\sum_i \tau_i = T$ ), при которых рас-

четные спектры совпадают с экспериментальными результатами.

Для установления зависимости  $F(\omega)$  от видов возбуждения были проведены эксперименты. Методика эксперимента и способ возбуждения модулирующих сигналов разной формы для наблюдения их влияния на форму линии поглощения в исследуемом образце описаны в работе [7]. Эксперименты проводились на мессбауэровском поглотителе из нержавеющей стали. Расчетные формы линии и экспериментальные спектры обрабатывались на ЭВМ «Наири-2» в приближении лорентцевой формы линии. Величины параметров с соответствующими ошибками в их определении приведены в таблице.

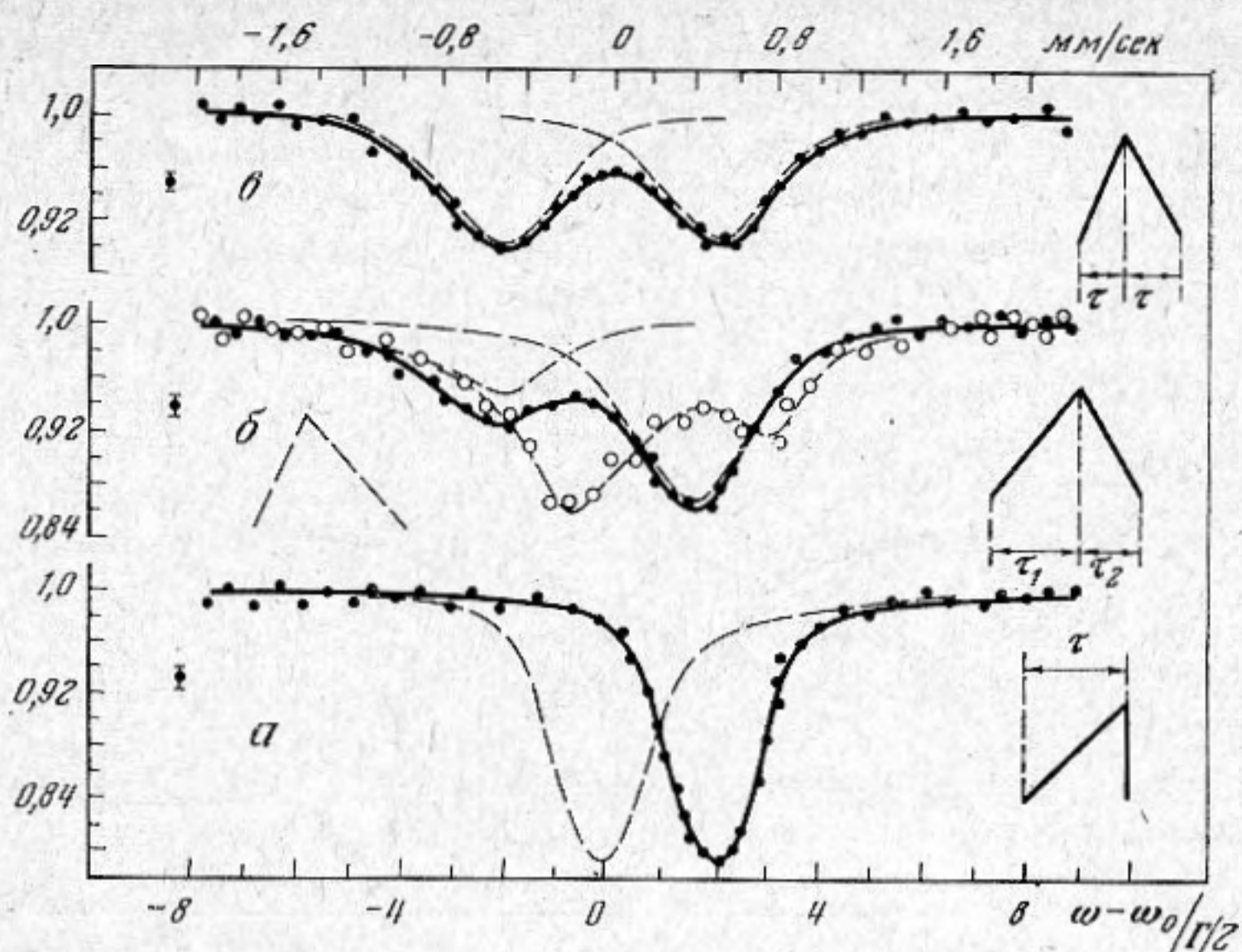
Характерные мессбауэровские спектры при модуляции колебаниями пилообразной формы приведены на фиг. 1, а (черные точки). С правой стороны фигуры показан вид возбуждения. Как видно из спектра, форма и ширина линии остаются неизменными относительно линии поглощения в нержавеющей стали без возбуждения (см. пунктир) ( $\Gamma_{\text{эксп}} = 0,5 \pm 0,01$  мм/с, форма лорентцевая), а центр линии сдвинут в сторону положительных скоростей. Отсюда следует, что поглотитель движется в направлении от источника с постоянной скоростью, которая равна  $v = 0,5 \pm 0,01$  мм/с.

Зная частоту возбуждения  $\Omega$  или длительность колебания поглотителя  $\tau$  и скорость его движения, из эксперимента можно определить амплитуду колебания  $A = v\tau$  и, следовательно [7], коэффициент преобразования  $k_{\text{пр}}$  электрического возбуждения в механическое.

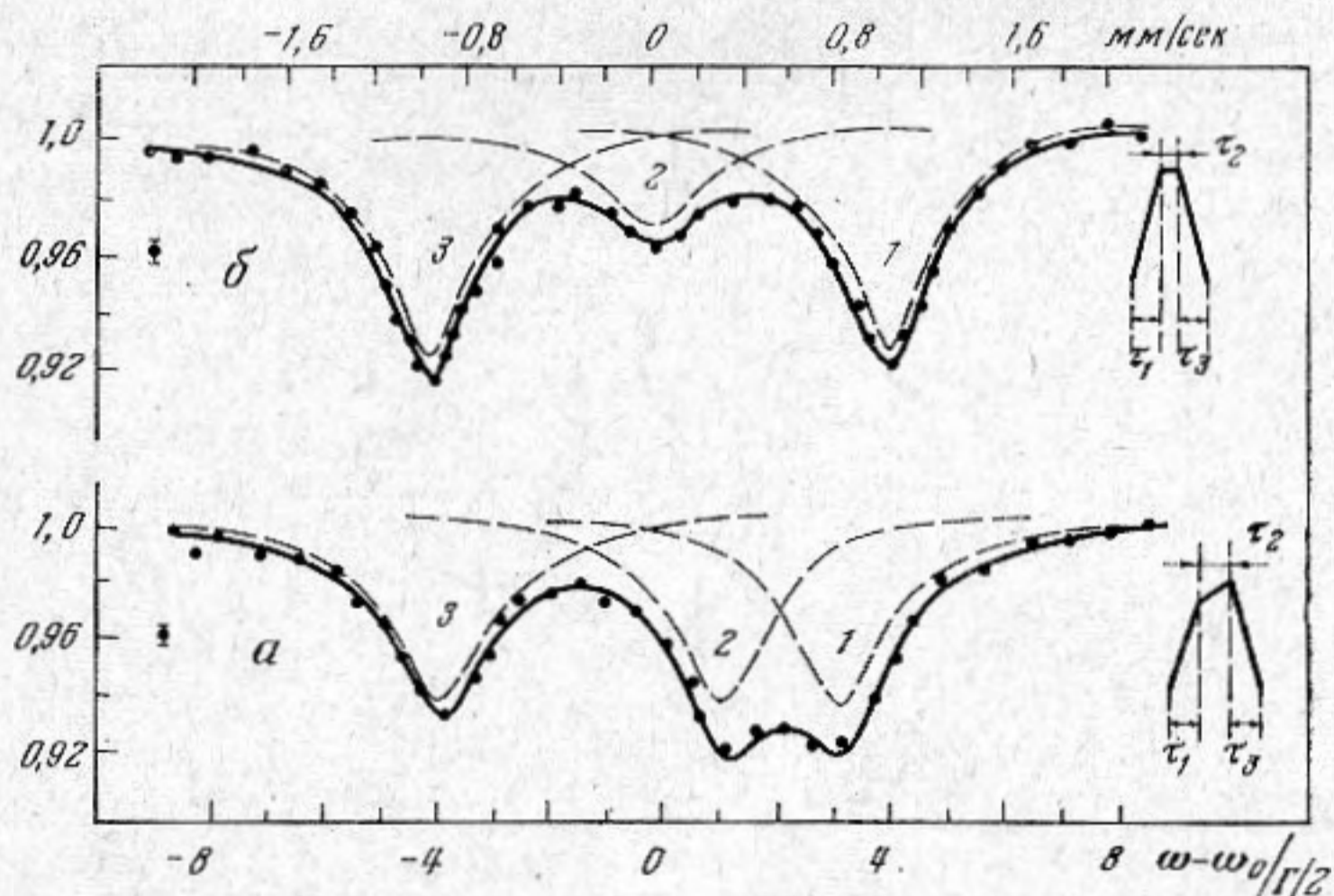
На той же фигуре приведен спектр (фиг. 1, а, сплошная кривая), рассчитанный согласно выражению  $\mathcal{F}(\omega) = 1 - fF_{1a}(\omega)$  (см. таблицу) при  $v/\lambda\Gamma/2 = 2$ , который хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Следующий результат на фиг. 1 — спектр, полученный при внешнем возбуждении треугольной формы с несимметричными «плечами» (см. фиг. 1, б, черные точки)  $\tau_1 = 2\tau_2$ , где  $\tau_1$  и  $\tau_2$  — длительности «плеч» возбуждения. Как видно, спектр состоит из асимметричного дублета, компоненты которого не уширены ( $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,5 \pm 0,01$  мм/с), а центры их сдвинуты

№	Форма возбуждения	$\mathcal{F}(\omega) = 1 - fF(\omega)$	Параметры расчетных спектров		Параметры экспериментальных спектров	
			$z_i = \frac{v_i}{\lambda\Gamma/2}$	$\tau_i : \tau_j$	$v_i, \text{мм/с}$	$S_i : S_j$
1, а		$F(\omega) = \sum_{i=1}^n \frac{\tau_i / T}{\left(\frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2} - \frac{v_i}{\lambda\Gamma/2}\right)^2 + 1}$	$z = 2$	—	$v = 0,5 \pm 0,01$	—
1, б			$z_1 = 1$ $z_2 = -2$	$\tau_1 : \tau_2 = 2 : 1$	$v_1 = 0,26 \pm 0,01$ $v_2 = -0,51 \pm 0,01$	$S_1 : S_2 = 2 : 1$
1, в			$z_1 = 2$ $z_2 = -2$	$\tau_1 : \tau_2 = 1 : 1$	$v_1 = 0,5 \pm 0,01$ $v_2 = -0,5 \pm 0,01$	$S_1 : S_2 = 1 : 1$
2, а			$z_1 = 3$ $z_2 = 1$ $z_3 = -4$	$\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 1 : 1 : 1$	$v_1 = 0,78 \pm 0,01$ $v_2 = 0,26 \pm 0,01$ $v_3 = -1 \pm 0,01$	$S_1 : S_2 : S_3 = 1 : 1 : 1$
2, б			$z_1 = 4,4$ $z_2 = 0$ $z_3 = -4,4$	$\tau_1 : \tau_2 : \tau_3 = 2,5 : 1 : 2,5$	$v_1 = 1,1 \pm 0,01$ $v_2 = 0$ $v_3 = -1,1 \pm 0,01$	$S_1 : S_2 : S_3 = 2,5 : 1 : 2,5$
3, а			$F(\omega) = \frac{\lambda\Gamma/2}{v} \left\{ \text{arctg} \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2} - \text{arctg} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2} - \frac{v}{\lambda\Gamma/2} \right) \right\}$	$\frac{v}{\lambda\Gamma/2} = -2$	—	$v(t) = v \frac{t}{T}$ $T = \tau$
3, б		$F(\omega) = - \sum_{i=1}^2 \frac{\lambda\Gamma/2}{2v_i} \text{arctg} \left( \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2} - \frac{v_i}{\lambda\Gamma/2} \right)$	$\frac{v_1}{\lambda\Gamma/2} = 2$ $\frac{v_2}{\lambda\Gamma/2} = -2$	$\tau_1 : \tau_2 = 1 : 1$	$v(t) = v_1 \left( 1 - 2 \frac{t}{T} \right)$ $T = 2\tau$	$S_1 : S_2 = 1 : 1$



Фиг. 1. Форма мессбауэровского спектра пропускания  $\mathcal{F}(\omega, z) = 1 - fF(\omega, z)$  при возбуждении внешними импульсами линейного вида. По оси ординат отложена интенсивность в относительных единицах



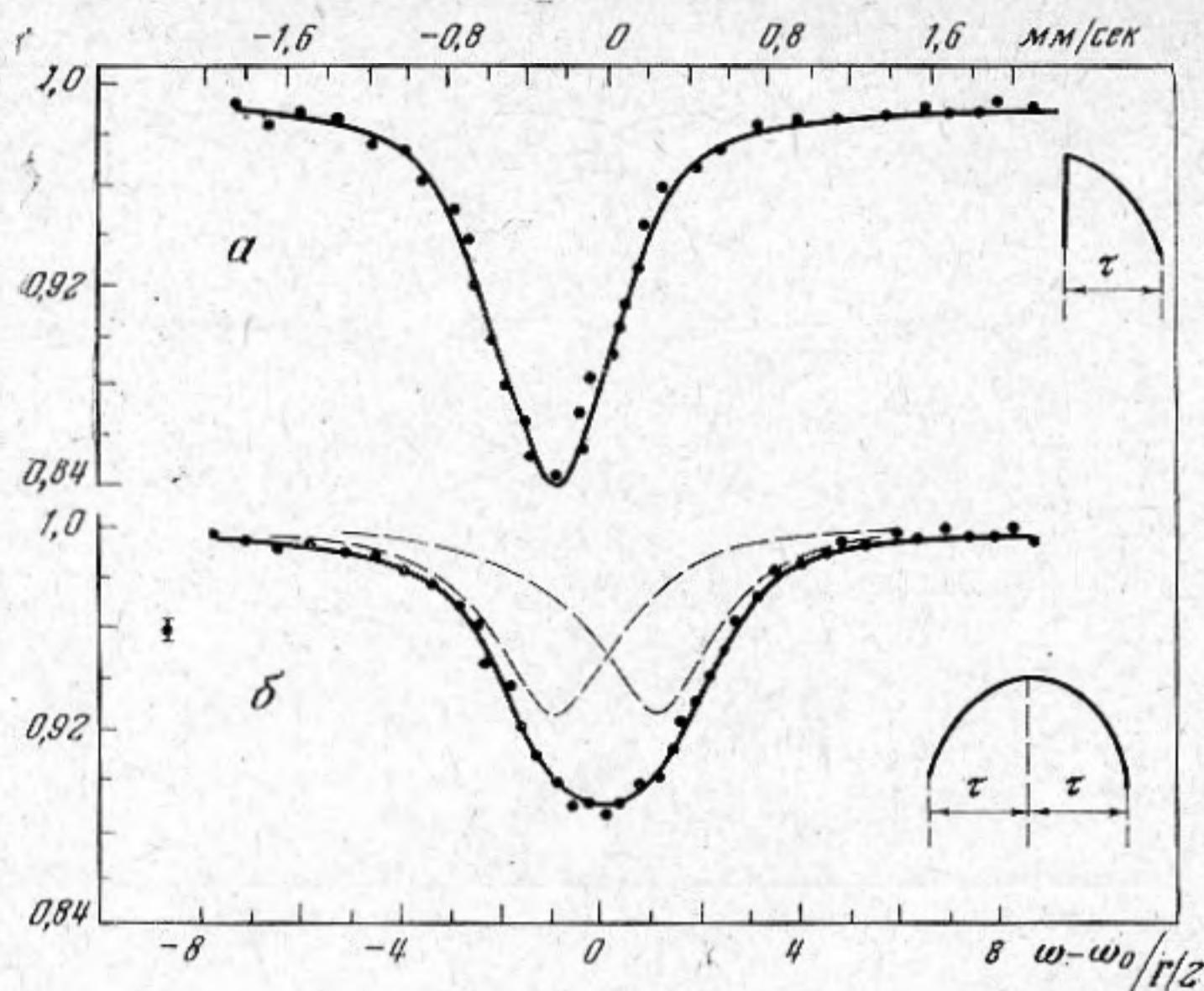
Фиг. 2. Форма мессбауэровского спектра пропускания при возбуждении более сложными внешними импульсами линейного характера

в разные стороны относительно нулевой скорости на величины  $v_{1 \text{ экс}} = +0,26 \pm 0,01$  мм/с,  $v_{2 \text{ экс}} = -0,51 \pm 0,01$  мм/с. Определяя из эксперимента отношение площадей  $S_1/S_2$  (которое равно  $\tau_1/\tau_2$ ) и зная период колебания  $T$ , можно определить величину  $\tau_1$  и  $\tau_2$ , а тем самым амплитуду  $A$  и  $k_{\text{пр}}$ . Сплошная кривая на той же фигуре соответствует  $\mathcal{F}_{10}(\omega)$  (см. таблицу) при значении параметров  $v_1/\lambda\Gamma/2 = 1$ ,  $v_2/\lambda\Gamma/2 = -2$ ,  $\tau_1/\tau_2 = 2$ .

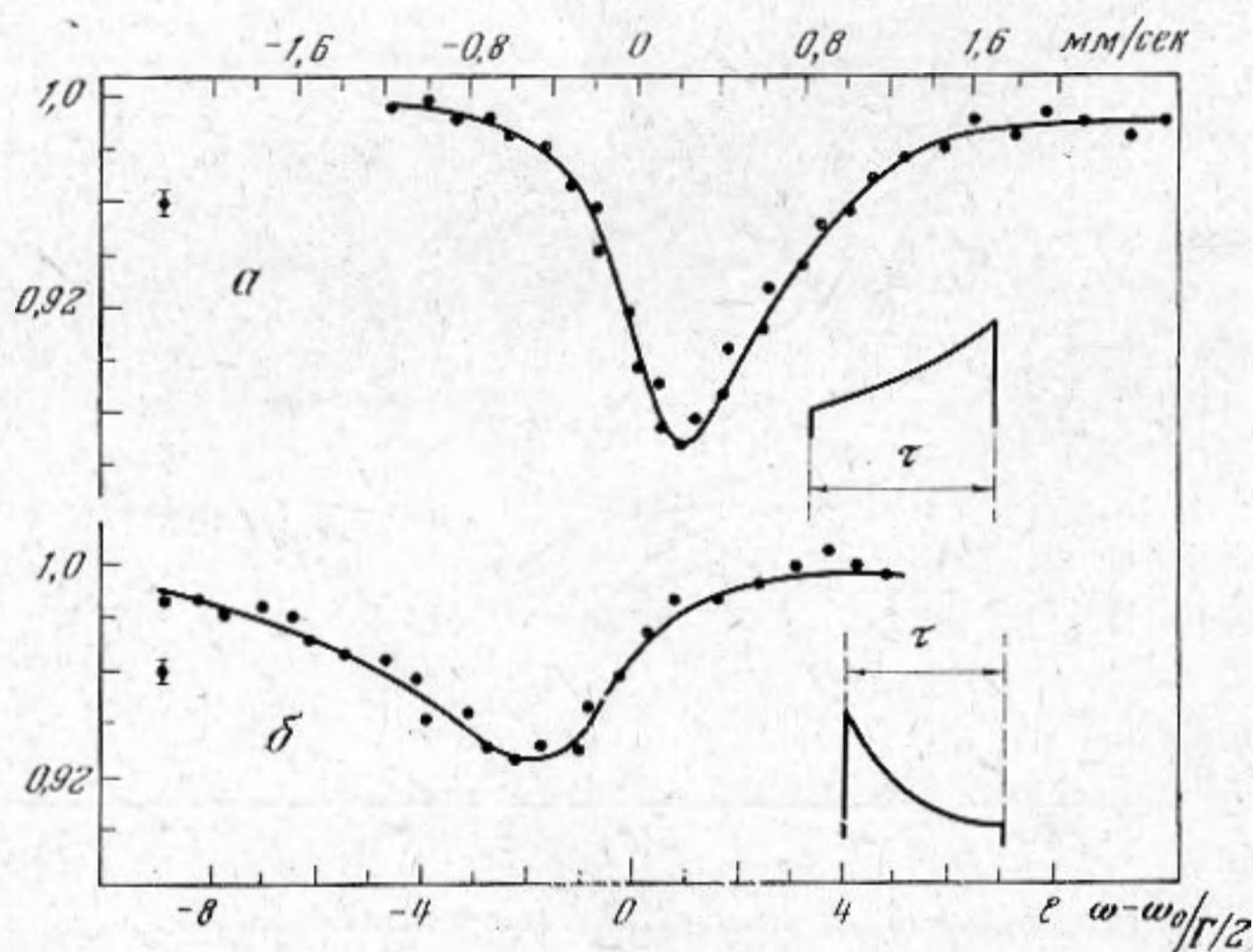
На фиг. 1, б крестиками приведен мессбауэровский спектр для случая, когда вид возбуждения обращен относительно предыдущего (см. пунктир); как и следовало ожидать, полученный спектр является зеркальным отображением предыдущего.

Следующий спектр (фиг. 1, в), соответствующий возбуждению симметричной треугольной формы, состоит из двух симметричных относительно нуля лорентцевских пиков равной ширины ( $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0,5 \pm 0,01$  мм/с).

В дальнейшем проводились эксперименты при возбуждениях более сложной формы, состоящих из отдельных участков, меняющихся во времени по линейному закону (см. фиг. 2, а, б). Установлены компоненты



Фиг. 3. Форма мессбауэровского спектра пропускания при возбуждении внешними импульсами параболического вида



Фиг. 4. Форма мессбауэровского спектра пропускания при возбуждении внешними импульсами экспоненциального вида

спектров и определено, какая из них соответствует каждому участку возбуждения. Нумерация компонент спектров соответствует индексам участков возбуждения; параметры этих компонент, полученные в эксперименте, приведены в таблице.

Проведено сравнение теории с экспериментом (сплошные линии на фигуре). В этих случаях (фиг. 2, а, б таблица) также получено хорошее согласие. В обоих приведенных случаях, как это видно и из вида возбуждения, и из экспериментальных спектров, законы движения поглотителя были линейными, т. е. скорость поглотителя в течение периода принимала ряд дискретных значений.

На фиг. 3 и 4 приведены мессбауэровские спектры для случаев, когда возбуждения позволяют плавно варьировать закон движения поглотителя. В частности, на фиг. 3, а приведен спектр, соответствующий случаю модуляции  $\gamma$ -квантов импульсами, зависящими от времени по параболическому

скому закону ( $v(t) = vt/T$ ). В этом случае из-за непрерывного линейного изменения скорости поглотителя спектр представляет собой наложение лорентцевских линий равной интенсивности (так как линия поглощения, соответствующая какой-либо определенной скорости поглотителя, остается лорентцевской), смещенных друг относительно друга непрерывным образом. Сравнивая экспериментальную форму спектра с выражением для  $\mathcal{F}_{3a}(\omega)$  (таблица, 3, а) при  $v/\lambda\Gamma/2 = -2$ , получаем хорошее согласие с экспериментом (сплошная линия на фиг. 3, а). Если известен период  $T$ , то, определив  $v/\lambda\Gamma/2$ , легко узнать амплитуду вибрации  $A = vT/2$ .

Второй спектр на фиг. 3, б состоит из двух идентичных спектров (типа 3, а, сдвинутых в разные стороны относительно нулевой скорости); при этом рассчитанный спектр совпадает с экспериментальным при  $v_1 = 0,5$  мм/с и  $v_2 = -0,5$  мм/с.

Такие же анализы были сделаны для кривых на фиг. 4, а, б. Формы линии спектров поглощения для случаев 4, а, б не приводятся из-за их громоздкости.

Таким образом, при модуляции резонансных  $\gamma$ -лучей внешними возбуждениями с частотой, меньшей ширины линии поглощения, вид спектра определяется формой, частотой и амплитудой возбуждения. Последнее позволяет получить сведения о вибросистемах.

Несомненный интерес представляет возможность определения вида движения поглотителя на основе экспериментального спектра поглощения (обратная задача). Нами был выполнен такой анализ как в общем случае, так и в частных, когда  $U'(\Omega t)$  — периодическая монотонная или симметричная функция, состоящая из двух монотонных частей. В частности, если

$U'(\Omega t)$  — периодическая монотонная функция, то заменой  $\frac{A\Omega}{\lambda\Gamma/2} U'(\Omega t) = s$  ( $\frac{dt}{T} = \varphi(s) ds$ ) выражение (5) преобразуется в

$$(6) \quad F(x) = \int_{\alpha}^{\beta} \frac{\varphi(s) ds}{(x-s)^2+1} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\psi(s) ds}{(x-s)^2+1},$$

где

$$x = \frac{\omega - \omega_0}{\Gamma/2}, \quad \alpha = s(0), \quad \beta = s(T), \quad \psi(s) = \begin{cases} \varphi(s), & \alpha < s < \beta, \\ 0, & \beta < s, \quad s < \alpha. \end{cases}$$

Задача определения вида возбуждения (т. е. временной зависимости скорости колебаний  $v(t)$ ) сводится, таким образом, к определению функции  $\psi(s)$ . Для этого умножим  $F(x)$  на  $e^{-ipx}$  и проинтегрируем по  $x$ :

$$(7) \quad \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{-ipx} dx = \int_{-\infty}^{\infty} \psi(s) ds \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-ipx}}{(x-s)^2+1} dx = \pi e^{-|p|} \int_{-\infty}^{\infty} \psi(s) e^{-ips} ds,$$

т. е.

$$(8) \quad \int_{-\infty}^{\infty} \psi(s) e^{-ips} ds = \frac{e^{|p|}}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} F(x) e^{-ipx} dx.$$

Отсюда для  $\psi(s)$ , используя обратное фурье-преобразование, находим

$$(9) \quad \psi(s) = \frac{1}{2\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} e^{|p|} F(x) e^{-ipx} e^{ips} dx dp.$$

При определении  $\psi(s)$ , согласно (9), приходится сталкиваться с характерными трудностями, неизбежными при решении обратных задач; наличие члена  $e^{|p|}$  даже при небольшой ошибке в определении  $F(x)$  при-

водит к большим искажениям  $\psi(s)$ . Для сходимости интеграла (9) необходимо, чтобы  $F(x)$  была гладкой функцией, т. е. была бесконечно дифференцируемой. Эта трудность может быть преодолена с помощью регуляризационных методов.

Авторы благодарят Л. А. Кочаряна, А. Р. Аракеляна, Г. А. Арутюняна за консультацию и помощь при проведении экспериментов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Макаров Е. Ф., Мигун А. В. Гамма-резонансная спектроскопия твердого тела в условиях высокочастотного возбуждения. Усп. физ. наук, 1976, 120, 1, 55–81.
2. Mishory L., Bolef D. Interaction of Ultrasound with Mössbauer Gamma Rays, in: Mössbauer Effect Methodology, ed. I. J. Gruverman, v. 4, New York — London, Plenum Press, 1968, 13–25.
3. Aivazyan T. M., Aivazyan Yu. M., Mkrtshyan A. R., Kocharyan L. A. On the Determination of Parameters of Mössbauer Absorption Spectra of Ultrasound Excitation. Phys. Stat. Sol (b), 1974, 64, 5, 757–763.
4. Кочарян Л. А. Влияние УЗ возбуждений на параметры мессбауэровских спектров. Канд. дис., Ереван, 1976.
5. Мкртчян А. Р., Буев А. Р., Аракелян А. Р., Габриелян Р. Г., Кочарян Л. А., Арутюнян Г. А. Форма мессбауэровского спектра поглощения при акустической модуляции с частотой, меньшей ширины линии. Тр. Междунар. конф. по мессбауэровской спектроскопии. Бухарест, 1977, ч. 1, 347–348.
6. Буев А. Р., Спектр  $\gamma$ -излучения мессбауэровских ядер при звуковом возбуждении с частотой, меньшей ширины линии. Физ. тв. тела, 1976, 18, 6, 1791–1793.
7. Аракелян А. Р., Арутюнян Г. А., Габриелян Р. Г., Кочарян Л. А., Мкртчян А. Р., Наджарян Г. Н. Осцилляции мессбауэровского спектра поглощения при звуковой модуляции. Акуст. ж., 1978, 24, 6, 809–812.
8. Подгорецкий М. Н., Степанов А. В. К вопросу о доплеровской ширине линий испускания и поглощения. ЖЭТФ, 1961, 40, 2, 561–566.

Ереванский государственный университет  
Научно-исследовательский институт  
физики конденсированных сред

Поступила  
26 февраля 1979 г.