

объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P3-85-17

К.Зайдель*, Д.Зелигер*, В.К.Игнатович,
А.Майстер*, З.Миттаг, В.Пильц

ТЕМПЕРАТУРНЫЙ СДВИГ
НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ

Направлено в журнал "Ядерная физика"

* Технический университет, Дрезден

1985

ВВЕДЕНИЕ

Положение и форма ядерных резонансов зависят, вообще говоря, от условий наблюдения, т.е. от условий, в которых находится данное ядро. Исследуя изменение наблюдаемых ядерных резонансов можно изучать как само ядро, так и его окружение. Эти вопросы имеют непосредственное отношение к мессбауэровской гамма-резонансной спектроскопии, где измеряются изомерные и температурные сдвиги резонансов, сверхтонкие расщепления, кристаллические поля, характеристики фазовых переходов и т.д. /см., например, /1,2/ /. Мессбауэровские линии очень удобны в этом отношении, поскольку они чрезвычайно узки, и поэтому даже небольшие по абсолютной величине воздействия на ядро приводят к большим, по сравнению с шириной самой мессбауэровской линии, изменениям положения и формы гамма-резонанса. Например, температурный сдвиг резонанса в кристаллах равен /3/

$$\delta_T = -(E_\gamma / Mc^2) \Delta \bar{K}, \quad /1/$$

где $\Delta \bar{K}$ - разность средних кинетических энергий атомов поглотителя и излучателя, соответствующая разности температур $\Delta T = T_a - T_r$:

$$\bar{K} = \frac{3}{4} \int_0^\infty h\nu \rho(h\nu) \operatorname{ctg}(h\nu / 2k_B T) d\nu, \quad /2/$$

M - их масса, а $\rho(\nu)$ - фононный спектр кристалла. При высоких температурах выражение /1/ приводит к виду

$$\delta_T \approx -\frac{3}{2} \cdot \frac{E_\gamma}{Mc^2} \cdot k_B \cdot \Delta T. \quad /3/$$

Отсюда следует, что при ширине линий 10^{-8} эВ и энергии гамма-кванта $E_\gamma \approx 10$ кэВ, что характерно для ядер железа, изменение температуры на 100 К приводит к сдвигу резонанса на 0,1 ширины линии. В случае же цинка нагревание вещества на 1 К приводит к сдвигу резонанса на целую ширину.

Нейтронные резонансы, их положение и форма тоже зависят от внешних условий. В /3/ были рассчитаны температурный и химические сдвиги нейтронных резонансов. Было показано, что сдвиги могут достигать сотен мкэВ, однако эти сдвиги на два-три порядка меньше собственной ширины нейтронных резонансов, причем имеется еще и дополнительное температурное уширение, поэтому измерение

малых смещений представляет собой довольно трудную экспериментальную задачу. Тем не менее эта задача, как показывает измерение химических сдвигов нейтронных резонансов^{/4,5/}, в настоящее время вполне разрешима.

В настоящей работе сделана попытка измерить температурный сдвиг нейтронных резонансов. Поскольку смещение в данном случае существенно меньше ширины наблюдаемого резонанса и температурного уширения^{/6,7/}, то за положение резонанса принимается положение центра тяжести:

$$\bar{E} = \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) \cdot E dE \right] / \left[\int_{E_1}^{E_2} \sigma_R(E) dE \right], \quad /4/$$

где σ_R - резонансная часть полного сечения, а пределы интегрирования E_1, E_2 берутся в тех точках, где сечение $\sigma_R(E)$ с достигнутой экспериментальной точностью можно положить равным нулю:

$$\sigma_R(E_1) \approx \sigma_R(E_2) \approx 0. \quad /5/$$

Разумеется, при этом необходимо иметь дело только с изолированными резонансами. Температурным сдвигом называется величина

$$\Delta \bar{E}_T = \bar{E}(T_2) - \bar{E}(T_1). \quad /6/$$

Теоретические расчеты температурного смещения резонансов здесь проведены заново, поскольку в^{/3/} учтена не вся зависимость сечения от энергии. Расчеты, проведенные здесь, дают величину температурного смещения для кристаллов:

$$\Delta \bar{E}_T = \pm (1/3A) \cdot \Delta \bar{K} \quad /7/$$

/A - массовое число ядра/, при условии, что нейтронная ширина резонанса Γ_n значительно меньше полной ширины. Смещение /7/ в 3 раза меньше указанного в^{/3/}, но имеет тот же знак.

1. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперимент состоял в измерении пропускания образцов Dy, Rh и Ag при различных температурах в области низколежащих резонансов. Он проводился по методу времени пролета на импульсном реакторе ИБР-30, работающем в бустерном режиме с линейным ускорителем электронов ЛУЭ-40.

Схема эксперимента аналогична той, которая применялась для измерения химических сдвигов и подробно описана в^{/4,5/}. Пролетная база составляла 60 м, длительность импульса была 4 мкс. Регистрация нейтронов производилась сцинтилляционным детектором с литиевым стеклом и фотоумножителем ФЭУ-49. При измерении два одинаковых образца при различных температурах T_1 и T_2 вводились

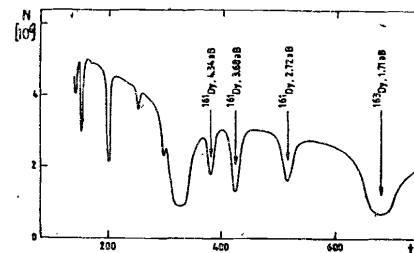


Рис.1. Спектр по времени пролета для Dy. Ширина временного канала 4 мкс.

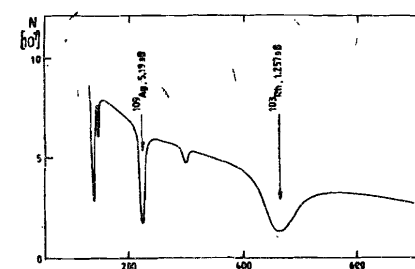


Рис.2. Спектр по времени пролета для Rh и Ag. Ширина временного канала 8 мкс.

поочередно в пучок на 10 мин. Через каждые 12 ч температура образцов менялась на T_2 и T_1 соответственно. Полное измерение продолжалось несколько суток. В суммарные спектры для обоих образцов входило одинаковое количество спектров от обоих образцов. Температура образцов поддерживалась специальными стабилизаторами^{/8/}. Для управления экспериментом и накопления спектров использовалась малая вычислительная машина СМ-3.

Dy имеет 4 резонанса в низкоэнергетической области $0,5 \leq E_n \leq 5$ эВ, где измерение малых сдвигов наименее трудно. Образцы имели толщину 0,6 мм и площадь 38 см², значения температуры $T_1 = 303 \pm 1$ К, $T_2 = 370 \pm 3$ К. Для контроля нулевого эффекта в пучке всегда находилась мишень из Sb. Суммарный спектр для температуры T_1 показан на рис.1.

Ядра ¹⁰³Rh и ¹⁰⁹Ag являются самыми легкими из тех, что имеют низколежащий резонанс. Резонансы ¹⁰³Rh/ $E_0 = 1,257$ эВ/ и ¹⁰⁹Ag/ $E_0 = 5,19$ эВ/ можно было исследовать одновременно, поскольку они не перекрываются. Образцы Rh имели толщину 0,1 мм, а Ag - 0,05 мм. Площадь и тех и других составляла 81 см². Измерения проводились при температурах $T_1 = 294 \pm 2$ К, $T_2 = 667 \pm 10$ К и 538 ± 10 К. Для контроля использовался образец из Pd. На рис.2 представлен суммарный спектр для температуры T_1 . Неопределенность в температуре связана, главным образом, с возможным неоднородным распределением температуры вдоль поверхности образца.

Энергетический ход спектра падающего пучка измерялся в дополнительных экспериментах при отсутствии изучаемых мишеней. Энергетический же ход фона определялся с помощью толстых резонансных мишеней, которые в резонансе полностью поглощают падающий пучок.

2. МЕТОДЫ ОБРАБОТКИ СПЕКТРОВ

Температурные сдвиги $\Delta \bar{E}_T$ из измеренных спектров определялись двумя независимыми методами. В первом методе (I) определяется разность измеренных резонансных сечений $\Delta \sigma_R(E) = \sigma_R(T_2, E) - \sigma_R(T_1, E)$.

При правильном определении этой разности должно выполняться

$$\int_{E_1}^{E_2} \Delta \sigma_R(E) dE = 0, \quad /8/$$

если E_1 и E_2 выбраны в соответствии с условием /5/. Практически, однако, условие /5/ строго не выполняется и приходится вводить в связи с этим небольшие поправки. Наибольшие ошибки в определении разности $\Delta \sigma_R$ возникают там, где эта разность мала, а именно вблизи максимума сечения и далеко от максимума в области $E \approx E_1$ или E_2 . Поэтому ошибка полученного сдвига по методу (I) определяется погрешностями при определении фона, функции разрешения и спектра падающего пучка.

Суть второго метода (II) состоит в следующем. Для определения температурного сдвига резонанса берется теоретическое выражение для сечения $\sigma_R(T, E)$, в которое вводятся дополнительные параметры, о которых речь пойдет ниже. Далее рассчитываются теоретические спектры пропускания $N_{th}(T, t)$ и путем подгонки разностного теоретического спектра $\Delta N_{th}(t) = N_{th}(T_2, t) - N_{th}(T_1, t)$ к разностному экспериментальному спектру $\Delta N_{exp}(t)$ находятся параметры. После чего по формулам /5/ и /6/ получается температурный сдвиг.

Сечения рассчитывались с помощью формализма Нелкина-Паркса /9/. Он подробно описан в /5, 10/. В качестве фоновой спектра принималась модель Эйнштейна:

$$\rho(\nu) = \delta(\nu - \nu_0), \quad /9/$$

причем ν_0 выбиралась таким образом, чтобы правильно описывался ход теплоемкости. При температуре T_2 вводился дополнительный сдвиг в положение резонанса, т.е. в качестве сечения $\sigma_R(T_2, E)$ принималось сечение $\sigma_R^*(T_2, E)$, равное

$$\sigma_R^*(T_2, E) = \sigma_R(T_2, E - \kappa). \quad /10/$$

Величина κ служила подгоночным параметром.

Экспериментальный разностный спектр $\Delta N_{exp}(t)$ определялся с учетом небольших различий интенсивности пучка и фона, т.е. в качестве $\Delta N_{exp}(t)$ принималась величина

$$\Delta N_{exp}(t) = N'_{exp}(T_2, t) - N_{exp}(T_1, t), \quad /11/$$

где

$$N'_{exp}(T_2, t) = A[N_{exp}(T_2, t) - N_B]. \quad /12/$$

$N_{exp}(T_1, t)$ и $N_{exp}(T_2, t)$ - измеренные спектры, а параметры A и N_B определяются из условия

$$\chi^2 = \sum_{t=t_1}^{t_2} \frac{[N_{exp}(T_1, t) - N'_{exp}(T_2, t)]^2}{N_{exp}(T_1, t) + N_{exp}(T_2, t)} \rightarrow \text{Min}. \quad /13/$$

Второй метод хорош тем, что при его использовании ошибки, связанные с измерением спектра падающего пучка и фона, сказываются на результатах меньше, чем в первом методе. Основные ошибки здесь связаны с выбором резонансных параметров и фоновой спектра. В этом смысле методы I и II независимы.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Результаты эксперимента сведены в таблицу. Температурные сдвиги резонансов $\Delta \bar{E}_T$ найденные с помощью первого и второго метода, снабжены верхним индексом I и II. В случае ^{109}Ag и ^{181}Du первый метод не дал результатов из-за трудностей определения сечения вдали от максимума резонанса и из-за перекрытия резонансов. В остальных случаях результаты, полученные разными методами, хорошо согласуются между собой.

В целом, во всех случаях при повышении температуры в поликристаллических образцах центр тяжести смещается в сторону более

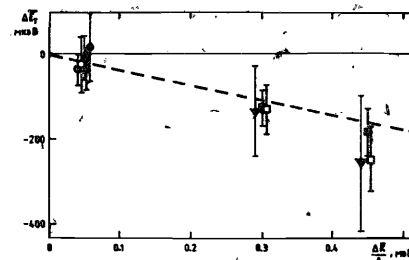


Рис. 3. Зависимость температурных сдвигов резонансов от $\Delta K/A$. Квадратные символы - для Rh, треугольные - для Ag, и круглые - для Du. Темные символы соответствуют сдвигам, полученным первым методом (I), а светлые - вторым методом (II). Цтрих. кривая - форм. /7/.

низких энергий. На рис. 3 показана зависимость $\Delta \bar{E}_T$ от $\Delta K/A$. Согласие с теорией можно считать удовлетворительным.

Для сравнения теории с экспериментом удобно использовать также величину

$$\bar{s}_T = \Delta \bar{E}_T \cdot A / \Delta K. \quad /14/$$

Величины \bar{s}_T также приведены в таблице. Средние значения \bar{s}_T , полученные обоими методами, равны

$$I: \bar{s}_T^I = -0,49 \pm 0,13. \quad II: \bar{s}_T^{II} = -0,43 \pm 0,09. \quad /15/$$

Величина \bar{s}_T для различных резонансов показана на рис. 4. Видно, что в пределах погрешностей эксперимента ее можно считать

Таблица

Результаты эксперимента

ядро	E_0 , эВ	T_1 , К	T_2 , К	$\Delta E_{\text{I}}^{\text{I}}$, мкэВ	$\Delta E_{\text{I}}^{\text{II}}$, мкэВ	$k_{\text{н}}$, мэВ	$\Delta \bar{K}$, мэВ	S_{I}^{I}	S_{I}^{II}
^{105}Rh	$1,257 \pm 0,002$	294 ± 2	667 ± 10	-247 ± 74	-183 ± 56	21 ± 3	$46,8 \pm 1,4$	$-0,54 \pm 0,17$	$-0,40 \pm 0,13$
^{105}Rh	"	"	538 ± 10	-129 ± 57	-127 ± 40	"	$30,6 \pm 1,4$	$-0,43 \pm 0,20$	$-0,43 \pm 0,14$
^{109}Ag	$5,19 \pm 0,01$	"	667 ± 10	-256 ± 159	-13 ± 3	$47,5 \pm 1,3$	"	$-0,59 \pm 0,37$	"
^{109}Ag	"	"	532 ± 10	$+132 \pm 105$	"	$31,2 \pm 1,3$	"	$-0,46 \pm 0,37$	"
^{163}Dy	$1,713 \pm 0,004$	303 ± 1	370 ± 3	-25 ± 65	-36 ± 36	10 ± 2	$9,57 \pm 0,40$	$-0,48 \pm 1,28$	$-0,68 \pm 0,71$
^{163}Dy	$2,72 \pm 0,02$	"	"	-11 ± 52	"	"	"	$-0,21 \pm 1,02$	"
^{161}Dy	$3,68 \pm 0,03$	"	"	-34 ± 52	"	"	"	$-0,64 \pm 1,02$	"
^{161}Dy	$4,34 \pm 0,05$	"	"	$+17 \pm 80$	"	"	"	$+0,32 \pm 1,57$	"

постоянной, т.е. никаких дополнительных зависимостей от параметров резонанса, энергии отдачи или фоновго спектра, которые могли бы имитировать температурный сдвиг, не имеется.

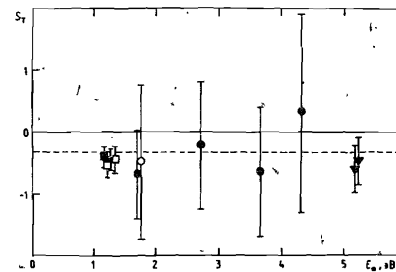


Рис.4. Температурные сдвиги резонансов, отнесенные к $\Delta \bar{K}/A$, для различных резонансов. /Обозначения как на рис. 3/.

4. ТЕОРИЯ

Сечение захвата нейтрона, согласно [7], можно представить в виде

$$\sigma(\vec{p}) = \sum_{n,m} \frac{\Gamma_n \cdot \Gamma |\langle n | \exp(i\vec{p}\vec{r}) | m \rangle|^2 \cdot \rho_m}{p^2 [(E + E_m - E_n - E_0)^2 + \Gamma^2]} \quad /16/$$

где Γ_n - нейтронная ширина, Γ - полная ширина резонанса, E_0 - энергия резонанса на закрепленном ядре, состояния m, n и соответствующие им энергии E_m и E_n относятся к движению ядра до и после захвата нейтрона с энергией E и импульсом \vec{p} . В [16] производится суммирование по конечным состояниям и усреднение по начальным с матрицей плотности

$$\rho_m = \exp(-E_m/T) / Z; \quad Z = \sum_n \exp(-E_n/T). \quad /17/$$

В дальнейшем мы будем полагать $\hbar = m_n = k_B = 1$.
Выполним следующие преобразования:

$$1/[(x - E_0)^2 + \Gamma^2] = \int dE_t \delta(E_t - x) / [(E_t - E_0)^2 + \Gamma^2], \quad /18/$$

$$\delta(E) = \int_{-\infty}^{\infty} (dt/2\pi) \exp(-iEt). \quad /19/$$

Для любого оператора \hat{O} справедливо соотношение:

$$s_m = \sum_n |\langle n | \hat{O} | m \rangle|^2 \exp[it(E_m - E_n)] = \langle m | \hat{O}^\dagger \exp(-i\hat{H}t) \hat{O} \exp(i\hat{H}t) | m \rangle. \quad /20/$$

Гамильтонианы H и \tilde{H} до и после захвата можно представить в виде

$$H = \hat{k}^2/2A + v(\vec{r}); \quad \tilde{H} = \hat{k}^2/2(A+1) + v(\vec{r}). \quad /21/$$

Здесь A - массовое число ядра до захвата нейтрона, первое слагаемое в гамильтонианах отвечает кинетической энергии, а второе - потенциальной. Если в качестве оператора \hat{O} взять $\exp(i\vec{p}\vec{r})$, как требуется в нашем случае, то можно воспользоваться соотношением

$$\hat{O}^+ \tilde{H}(\vec{k}) \hat{O} = \tilde{H}(\vec{k}+\vec{p}) = (\vec{k}+\vec{p})^2/2(A+1) + v(\vec{r}). \quad /22/$$

Воспользовавшись соотношениями /17-22/, представим сечение /16/ в виде

$$\sigma(p) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dE_t \cdot \gamma_n \Gamma/p}{\Gamma^2 + (E_t - E_0)^2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dt}{2\pi} S(t) \exp[i(E - E_t)t], \quad /23/$$

где была учтена энергетическая зависимость нейтронной ширины $\Gamma_n = \gamma_n p$ и введено обозначение

$$S(t) = \sum_m \rho_m \langle m | \exp[-i\tilde{H}(\vec{k}+\vec{p})] | m \rangle \exp(iE_m t). \quad /24/$$

В гармонической модели кристалла имеем

$$\vec{k} = \sum_{q,\mu} i \sqrt{\tilde{\omega}_{q\mu}} (A+1)/2N (\hat{a}_{q\mu}^+ - \hat{a}_{q\mu}) \vec{e}_{q\mu}. \quad /25/$$

Поэтому /22/ можно представить в виде

$$\tilde{H}(\vec{k}+\vec{p}) = \sum_{q,\mu} \tilde{\omega}_{q\mu} [(\hat{a}_{q\mu}^+ - i\alpha_{q\mu})(\hat{a}_{q\mu} + i\alpha_{q\mu}) + 1/2], \quad /26/$$

где

$$\alpha_{q\mu} = (\vec{p} \vec{e}_{q\mu}) / \sqrt{2(A+1)N \tilde{\omega}_{q\mu}}. \quad /27/$$

Поскольку колебания различных мод μ , обладающие различными волновыми векторами q , независимы между собой, то выражение /24/ можно представить в виде произведения

$$S(t) = \prod_{q,\mu} S_{q\mu}(t) = \prod_{q,\mu} \sum_{\ell} \langle \ell | \hat{Q}_{q\mu} | \ell \rangle (x_{q\mu}^{\ell} / Z_{q\mu}) \exp(i\delta\omega_{q\mu} t). \quad /28/$$

Здесь введены обозначения /для простоты индексы q, μ опускаем/:

$$|\ell\rangle = ((\hat{a}^+)^{\ell} / \sqrt{\ell!}) |0\rangle; \quad \hat{Q} = \exp[-i\tilde{\omega}t(\hat{a}^+ - i\alpha)(\hat{a} + i\alpha)], \quad /29/$$

$$x = \exp(-\beta\omega + i\omega t); \quad \beta = 1/T; \quad \delta\omega = (\omega - \tilde{\omega}), \quad /30/$$

$$Z = \sum_{\ell} \exp(-\beta\ell\omega) = 1/(1-y); \quad y = \exp(-\beta\omega). \quad /31/$$

Пользуясь методом Ф.А.Березина /11/, приведем оператор \hat{Q} к нормальному виду

$$\hat{Q} = \hat{Q}_N = \exp(f\alpha^2) \exp(if\alpha\hat{a}^+) \exp[f(\hat{a}^+ - i\alpha)\hat{a}], \quad /32/$$

$$\hat{f} = \exp(-i\tilde{\omega}t) - 1. \quad /33/$$

Подставив /32/ в матричный элемент /28/, получим

$$\langle \ell | \hat{Q} | \ell \rangle = \exp(f\alpha^2) \langle 0 | (\hat{a} + i\alpha f)^{\ell} [(1+f)\hat{a}^+ - i\alpha f]^{\ell} | 0 \rangle / \ell!. \quad /34/$$

Проведя суммирование по ℓ , для $S_{q\mu}(t)$ получим выражение

$$S_{q\mu}(t) = (1-y) \exp(f\alpha^2 + i\frac{\delta\omega t}{2}) \langle 0 | \exp_{\Delta} [x(1+f)(\hat{a} + \gamma)(\hat{a}^+ + \Delta)] | 0 \rangle, \quad /35/$$

где оператор между вакуумными обкладками записан в антинормальном виде, и введены обозначения

$$\gamma = if\alpha; \quad \Delta = -if\alpha/(1+f). \quad /36/$$

Приведя антинормальный оператор к нормальному виду, для $S_{q\mu}(t)$ будем иметь выражение

$$S_{q\mu}(t) = \frac{1-y}{1-\tilde{y}} \exp\{i\delta\omega t/2 + \alpha^2 f [1 + \tilde{y}f(1-\tilde{y})(1+f)]\}, \quad /37/$$

$$\tilde{y} = \exp(-\beta\omega + i\delta\omega t). \quad /38/$$

Произведение /28/ теперь приводится к виду

$$S(t) = \exp[F_1(t) - p^2 F_2(t)/2], \quad /39/$$

где

$$F_1(t) = \sum_{\xi} \ln[\text{sh}(\beta\omega_{\xi}/2)/\text{sh}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2)]; \quad \xi = q, \mu, \quad /40/$$

$$F_2(t) = \sum_{\xi} \frac{|e_{\xi}|^2}{\xi 2(A+1)N\tilde{\omega}_{\xi}} \frac{\text{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2) - \text{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2 - i\tilde{\omega}t)}{\text{sh}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\delta\omega_{\xi}t/2)}. \quad /41/$$

При $\delta\omega = 0$ имеем хорошо известное выражение

$$S(t) = \exp\{-\sum_{\xi} \frac{(\vec{p} \vec{e}_{\xi})}{\xi 2(A+1)N\omega_{\xi}} [\text{ctg}(\beta\omega_{\xi}/2) - \text{ch}(\beta\omega_{\xi}/2 - i\omega_{\xi}t)/\text{sh}(\beta\omega_{\xi}/2)]\}, \quad /42/$$

в котором первое слагаемое в экспоненте соответствует фактору Дебая-Валлера.

Подставив /39/ в /23/, получим после интегрирования по E_t выражение для полного сечения

$$\sigma(p) = \frac{\nu_n}{2\sqrt{2E}} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp[-\Gamma(t) + E(it - F_2(t)) - iE_0 t + F_1(t)] \quad /43/$$

Суммы по ξ в /40/ и /41/ можно представить в виде интегралов

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} f(\omega_{\xi}) = 3 \int \rho(\omega) d\omega f(\omega), \quad /44/$$

$$\frac{1}{N} \sum_{\xi} |\delta_{\xi}|^2 f(\omega_{\xi}) = 3 \int \rho_{||}(\omega) d\omega f(\omega), \quad /45/$$

где $\rho(\omega)$ и $\rho_{||}(\omega)$ - соответствующие спектральные плотности фононов. Величину δ_{ξ} в первом приближении можно представить как

$$\delta_{\xi} = \omega_{\xi} / 2AN. \quad /46/$$

Поскольку ширина резонанса Γ обычно превышает энергию фононов, то область интегрирования в /43/ ограничена малыми t ; при которых $F_{1,2}(t)$ можно разложить по степеням t . Ограничиваясь членами $-t^2$ и $-1/A$, а также пренебрегая зависимостью $F_2(t)$ от δ_{ξ} , поскольку соответствующие поправки $\sim 1/N \approx 0$, получаем

$$F_1(t) \approx it \cdot 3\lambda; \quad \lambda = \bar{E}_1 / A, \quad /47/$$

$$F_2(t) \approx it\alpha / (A+1) + 2t^2 \lambda_{||}; \quad \lambda_{||} = \bar{E}_{1||} / A; \quad \alpha = 3 \int \rho_{||}(\omega) d\omega \approx 1, \quad /48/$$

где \bar{E}_1 - кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы, т.е. $\bar{E}_1 = \bar{K} / 3$.

$$\bar{E}_1 = \int \text{cth}(\omega/2T) \rho(\omega) \omega d\omega / 4; \quad \bar{E}_{1||} = 3 \int \text{cth}(\omega/2T) \rho_{||}(\omega) \omega d\omega / 4. \quad /49/$$

С учетом /47/, /48/ выражение /43/ можно записать в виде

$$\sigma_f(E) \sim \frac{1}{\sqrt{E}} [1 + 3\lambda d/dE + 2\lambda_{||} E d^2/dE^2] f_0(E); \quad /50/$$

$$f_0(E) = 2\Gamma / [(E - \bar{E}_0)^2 + \Gamma^2]; \quad \bar{E}_0 = [1 - \alpha / (A+1)] E_0. \quad /51/$$

Отсюда нетрудно по формуле /4/ найти положение центра тяжести резонанса

$$\bar{E} = \sqrt{\bar{E}_0^2 + \Gamma^2} - (3/2)(\lambda - \lambda_{||}) - (1/2)(3\lambda - \lambda_{||}) \cos(3\phi/2) \cos(\phi/2), \quad /52/$$

где

$$\phi = \arctg(\Gamma / \bar{E}_0). \quad /53/$$

Для кубического кристалла можно положить $\lambda_{||} = \lambda$, и тогда при $\phi \ll 1$ будем иметь

$$\bar{E} = \sqrt{\bar{E}_0^2 + \Gamma^2} - \bar{K} / 3A. \quad /54/$$

При высоких температурах $\bar{K} = 3T/2$. В случае газовой мишени можно перейти в систему отсчета, связанную с газовой молекулой, и если молекула одноатомная и движется со скоростью u , то сечение рассеяния нейтрона может быть записано в виде

$$\sigma(p) \approx \int \frac{[\gamma_n \Gamma / |\vec{v} - \vec{u}|] g(\vec{u}) d^3 u}{[(\vec{v} - \vec{u})^2 - v_0^2]^2 + \Gamma^2 (A+1)^2 / A^2}; \quad v = \sqrt{2E}; \quad v_0 = \sqrt{2\bar{E}_0}, \quad /55/$$

где $g(\vec{u})$ - максвелловское распределение молекул по скоростям. Учитывая, что $\vec{v} - \vec{u} = \vec{p} - \vec{k}/A$, и производя элементарное интегрирование, получаем $\Delta E_T = +\Delta K / 3A$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключение можно сказать, что температурные сдвиги, несмотря на свою малость, тем не менее оказываются измеримыми. Подобные измерения были проведены, насколько нам известно, впервые. Их удалось выполнить благодаря той методике, которая была разработана для измерения химических сдвигов. Таким образом, эта методика позволяет наблюдать сравнительно слабые внешние поля, воздействующие на положение и форму нейтронных резонансов.

Авторы благодарны Ю.М.Останевичу и Л.Б.Пикельнеру за интерес к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вартгейм Г. Эффект Мессбауэра, "Мир", М., 1966; Эффект Мессбауэра, сб. статей. Атомиздат, М., 1969.
2. Josephson B.D. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 341; Pound R., Rebka G.A. Phys.Rev.Lett., 1960, 4, p. 274.
3. Игнатович В.К., Останевич Ю.М., Чер Л. ОИЯИ, Р-7296, Дубна, 1973.
4. Акопян Г.Г. и др. ОИЯИ, РЗ-11740, Дубна, 1978.
5. Meister A. et al. Nucl.Phys., 1981, A362, p. 18.
6. Bethe H. Rev.Mod.Phys., 1937, 9, p. 140.

7. Lamb W.E. Phys.Rev., 1939, 55, p. 150.
8. Зайдель К., Майстер А., Пабст Д. ОИЯИ, P13-81-598, Дубна, 1981.
9. Nelkin M.S., Parks D.E. Phys.Rev., 1960, 119/3, p. 1060.
10. Зайдель К. и др. ОИЯИ, P3-11741, Дубна, 1978.
11. Березин Ф.А. Метод вторичного квантования. "Наука", М., 1965.

P3-85-17

Зейдель К. и др.
Температурный сдвиг нейтронных резонансов

Теоретически рассчитаны и экспериментально измерены температурные сдвиги нейтронных резонансов.

Работа выполнена в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод Т.Ф. Дмитриевой

P3-85-17

Seidel, K. et al.
Temperature Shift of Neutron Resonances

Theoretically calculated and experimentally measured temperature shifts of neutron resonances are reported.

The investigation has been performed at the Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1985

Рукопись поступила в издательский отдел
9 января 1985 года.