

ЭФФЕКТ МЕССБАУЭРА НА ПРИМЕСНЫХ ЯДРАХ Dy^{161}
В МЕТАЛЛИЧЕСКОМ ГАДОЛИНИИ

И.И.Лукашевич, В.В.Скляревский, К.П.Алешин,
Б.Н.Самойлов, Е.П.Степанов, Н.И.Филиппов

При облучении в реакторе металлического гадолиния (97% Gd^{160}) в нем по схеме $Gd^{160}(n\gamma)Gd^{161} \xrightarrow{3,7\text{мин}} Tb^{161}$ образуется Tb^{161} , при β -распаде которого испускаются γ -лучи Dy^{161} . Нами исследовались мессбаузеровские спектры такого источника, представляющего фактически примесные ядра Dy^{161} в решетке гадолиния. По сверхтонкому расщеплению гамма-лучей этих ядер Dy^{161} можно исследовать магнитные свойства матрицы гадолиния. Использование для этой цели мессбаузеровских изотопов самого гадолиния, например Gd^{155} , затруднительно, если не невозможно, так как сверхтонкое расщепление уровней Gd (электронная оболочка которого, в отличие от Dy , не имеет орбитального момента) мало.

В качестве поглотителя использовалась поликристаллическая окись диспрозия - Dy_2O_3 (40 мг/см², 90% Dy^{161}). При $T = 300^{\circ}\text{K}$ $Dy_2^{161}O_3$ имеет "толстую" линию поглощения (~ 1 см/сек, $\Gamma_{\text{ест}} = 0,02$ см/сек), пригодную, однако, для изучения больших магнитных

сверхтонких расщеплений источника (~ 25 см/сек). Использовался мессбауэровский спектрометр с вибратором на постоянных магнитах, работающий в режиме постоянных скоростей [1]. Спектры измерялись при ряде температур источника в области от 5 до 300°K [1]. На рис. I показана часть полученных спектров.

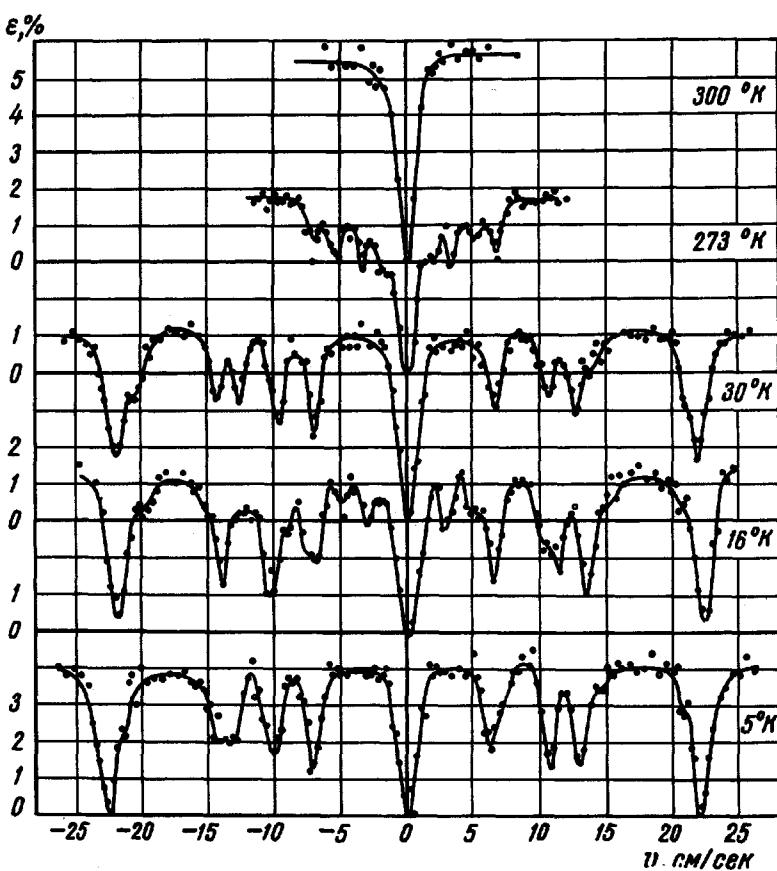


Рис. I

При $T = 5^{\circ}\text{K}$ спектр является обычным спектром сверхтонкого расщепления Dy^{161} , состоящим из 14 линий (не все линии разрешены). Величина магнитного расщепления соответствует полю на ядрах $Dy \sim 7,3 \cdot 10^6$ э. При $T = 16^{\circ}\text{K}$ число линий увеличивается, а при $T = 30^{\circ}\text{K}$ становится прежним, но относительная интенсивность центрального пика резко увеличивается по сравнению со спектром при 5°K . С дальней-

ним повышением температуры происходит постепенное уменьшение величины магнитного расщепления и, наконец, исчезновение его вблизи точки Кори гадолиния.

Такое поведение спектров можно объяснить следующим образом. При $T = 5^{\circ}\text{K}$ имеются две различные системы линий (два различных спектра) с приблизительно одинаковым сверхтонким расщеплением. С увеличением температуры у одного из этих спектров величина магнитного расщепления быстро уменьшается и обращается в нуль при $T = 30^{\circ}\text{K}$. При этом линии спектра скавмись входят в центральный пик, увеличивая его интенсивность.

Измерения отдельных линий спектра при $T = 7,5$ и 10°K позволили проследить уширение, а затем и раздвоение линий спектра при 5°K . Кроме того, были проведены измерения отдельных линий спектра при $T = 5^{\circ}\text{K}$ с поглотителем, нагретым до $T = 800^{\circ}\text{K}$ и имеющим более узкую, чем при $T = 300^{\circ}\text{K}$, линию поглощения [2]. Эти измерения показали, что действительно линии спектра при 5°K являются дублетами, т.е. этот спектр состоит из двух различных спектров с немного отличающимися сверхтонкими расщеплениями. Наличие двух спектров сверхтонкого расщепления было обнаружено нами ранее и в случае спектра испускания Dy^{161} в Gd_2O_3 [2].

По нашему мнению, две системы сверхтонких расщеплений соответствуют двум различным состояниям электронной оболочки ионов Dy^{+} , образующихся при β -распаде Tb^{161} . Такое явление известно в случае Co^{57} [3]. Особенностью нашего случая является то, что он наблюдается в металле, где времена релаксации электронной оболочки, казалось бы, должны быть малыми.

На рис. 2 показана температурная зависимость полей на ядрах Dy^{161} , соответствующих этим двум системам сверхтонких расщеплений. При $T = 200$ и 273°K $H_{\text{я}}$ получено из положения крайних линий спектра. Видно, что $H_{\text{я}}(T)$ для второй системы обращается в нуль вблизи точки Кори гадолиния. Ход $H_{\text{я}}(T)$ для первой системы, по-видимому, свидетельствует о том, что соответствующие ионы Dy^{+} ведут себя в гадолинии как парамагнитные.

Расшифровка спектров рис. 1 дала значения отношения магнитных и квадрупольных моментов первого возбужденного и основного состояний: $\mu_*/\mu_o = -1,2 \pm 0,1$ ($\mu_o = -0,37 \pm 0,05$), $Q_*/Q_o = 0,85 \pm 0,1$. Эти значения хорошо согласуются с результатами других работ: $\mu_*/\mu_o = -1,19 \pm 0,05$, $Q_*/Q_o = 0,95 \pm 0,1$ [4], $\mu_*/\mu_o = -1,2 \pm 0,1$,

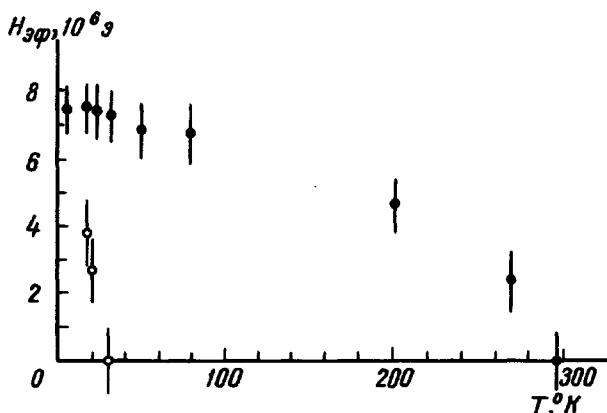


Рис. 2

$Q_*/Q_o = 0,83 \pm 0,08$ [5]. Величины квадрупольных расщеплений $W = \frac{1}{4} g_e Q_o$ при температурах 30 и 80°К оказались соответственно равными 660 ± 60 и 530 ± 50 мГц.

Авторы приносят благодарность Филиппову И.Б. за помощь в работе, Сковичу Н.Е., Дроздову В.А., Шефферу В.С. за снабжение жидким гелием, Ю.Кагану и А.М.Афанасьеву за обсуждение результатов, В.Е. Кейлину за помощь в конструировании криостата.

Поступило в редакцию
29 ноября 1965 г.

Литература

- [1] К.П.Алесин, И.И.Лукамевич, В.В.Скляревский, Е.П.Степанов, Н.И.Филиппов. ПТЭ (в печати).
- [2] V.V.Sklarevskij, K.P.Alesin, V.D.Gorobčenko, I.I.Lukamevič, B.N.Samoilov, E.P.Stepanov. Phys. Lett., 6, 157, 1963.

- [3] G.K.Wertheim, W.R.Kingston, R.H.Herber. J.Chem. Phys.,
37, 687, 1962.
- [4] S.Ofer, M.Rakavy, E.Segal, B.Khurgin, Phys. Rev., 138A,
241, 1965.
- [5] E.Bauminger, L.Grodzins, A.J.Freeman. Revs. Mod. Phys., 36,
392, 1964.

I) Температура источника регулировалась изменением градиента температур вдоль специального теплового моста, соединявшего источник с ванной охоженного газа.