ядра. Обозначим оператор спина ядра (в единицах $\hbar$) буквой $\hat{\boldsymbol{J}} = (\hat{J}_x, \hat{J}_y, \hat{J}_z)$. При этом операторы проекций спина удовлетворяют перестановочным соотношениям $[\hat{J}_x, \hat{J}_y] = i\hat{J}_z$ и двум другим, получаемым из этого циклической перестановкой индексов x, y, z. Операторы $\hat{\boldsymbol{J}}^2$ и $\hat{J}_z$ коммутируют друг с другом. Они имеют собственные значения, определяемые уравнениями:

$$\hat{\boldsymbol{J}}^2 \psi_{Jm} = J(J+1)\psi_{Jm},$$
$$\hat{J}_z \psi_{Jm} = m\psi_{Jm}.$$

Спин ядра J может принимать целые и полуцелые значения. У всех ядер с четным массовым числом спин ядра целый. У всех ядер с нечетным массовым числом спин ядра полуцелый. У всех ядер, имеющих четное число протонов и четное число нейтронов, в основном состоянии спин ядра равен нулю. Для иллюстрации возможных значений спинов в таблице 2 приведены значения спинов основных состояний некоторых ядер. Там же указаны число протонов (Z) и число нейтронов (N) в ядре.

§ 6. Магнитные моменты ядер

В классической физике магнитный момент возникает из-за движения электрических зарядов. Если $\rho(\boldsymbol{r})$ — плотность электрического заряда, а $\boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})$ — скорость, то магнитный момент объема Ω будет равен

$$\boldsymbol{\mu} = \frac{1}{2c}\int\limits_{\Omega} \rho(\boldsymbol{r})\,[\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})]\,d\tau. \tag{6,1}$$

Если движущиеся частицы имеют массу M и заряд e, то с магнитным моментом (6, 1) связан механический момент количества движения в единицах $\hbar$:

$$\boldsymbol{J} = \frac{M}{e\hbar}\int\limits_{\Omega} \rho(r)\,[\boldsymbol{r}, \boldsymbol{v}(\boldsymbol{r})]\,d\tau. \tag{6,2}$$

Таким образом, можно написать:

$$\boldsymbol{\mu} = \mu_0 \boldsymbol{J}, \tag{6,3}$$

где $\mu_0 = \frac{e\hbar}{2Mc}$. Если M равно массе нуклона, то μ_0 называют *ядерным магнетоном.* В квантовой механике равенство (6,2) заменяется соотношением между соответствующими операторами. Оператор магнитного момента ядер из-за наличия нейтронов, не имеющих электрического заряда, и собственных магнитных моментов нуклонов, выражается более сложной формулой через оператор механического момента ядра (спин):

$$\hat{\mu} = g\mu_0 \hat{J}. \tag{6,4}$$

Множитель g в (6,4) называется *ядерным гиромагнитным отношением*. Гиромагнитные отношения различных ядер изменяются в пределах примерно от —4 до 6. Для иллюстрации в таблице 3 приводятся экспериментальные значения магнитных моментов ядер в состояниях с $J_z = J$ и соответствующие гиромагнитные отношения.

Таблица 3. Значение ядерных гиромагнитных отношений для некоторых ядер

Ядро	J	μ/μ_0	g
p	$\frac{1}{2}$	2,79	5,58
n	$\frac{1}{2}$	−1,91	−3,82
H^2	1	0,86	0,86
He^3	$\frac{1}{2}$	−2,1	−4,2
Al^{27}	$\frac{5}{2}$	3,6	1,76
Ag^{109}	$\frac{1}{2}$	−0,1	−0,2
Si^{29}	$\frac{1}{2}$	−0,6	−1,2
Co^{57}	$\frac{7}{2}$	4,6	1,31
Eu^{152}	$\frac{5}{2}$	3,6	1,55
Zr^{91}	$\frac{5}{2}$	−1,1	−0,55
Te^{125}	$\frac{1}{2}$	−0,9	−1,8
Mn^{54}	6	3,4	0,57
K^{40}	4	−1,3	−0,22
Rb^{86}	2	−1,7	−0,85

§ 7. Электрические квадрупольные моменты ядер

По-видимому, все атомные ядра в основном состоянии обладают центром симметрии, поэтому дипольный электрический момент таких ядер в системе координат, связанной с ядром, равен нулю.

Опыт показывает, что у некоторых ядер распределение электрического заряда не имеет сферической симметрии, но обладает аксиаль-