электрического заряда (протонов) в ядрах. Согласно современным представлениям распределение протонов не отличается значительно от распределения нейтронов в ядре вследствие примерной компенсации влияния нескольких эффектов. Из этих эффектов отметим следующие:

а) Действие кулоновского отталкивания, стремящегося повысить плотность протонов на периферии ядра.

б) Эффект разной кинетической энергии протонов и нейтронов в ядре, указанный Джонсоном и Теллером [5]. Вследствие превышения числа нейтронов над протонами их кинетическая энергия в ядре должна быть больше. Разница кинетических энергий нейтрона и протона приближенно компенсируется кулоновским отталкиванием между протонами, если допустить, что нейтроны занимают больший объем, чем протоны.

в) Кулоновский барьер для протонов препятствует проникновению протонов через «поверхность» ядра. Вследствие всех этих эффектов средние радиусы распределения протонов и нейтронов в ядре примерно одинаковы. Однако нейтронный «хвост» в распределении, по-видимому, тянется немного дальше.

Разные значения r_0, полученные из явлений, в которых проявлялись ядерное взаимодействие и электрические взаимодействия, указывают, по-видимому, на неодинаковую зависимость от расстояния эффективного потенциала ядерного взаимодействия и плотности ядерного вещества. Согласно работам [6] ядерный потенциал взаимодействия спадает менее быстро, чем плотность ядерного вещества, поэтому средний радиус потенциала больше среднего радиуса распределения плотности ядерного вещества.

§ 5. Моменты количества движения нуклонов и ядер

Протон и нейтрон обладают собственными моментами количества движения, равными $\hbar/2$. Компоненты момента количества движения нуклона (как и любых других частиц со спином $\hbar/2$) описываются в единицах $\hbar$ операторами:

$$\hat{s}_x = \frac{1}{2}\sigma_x, \quad \hat{s}_y = \frac{1}{2}\sigma_y, \quad \hat{s}_z = \frac{1}{2}\sigma_z,$$

где

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Операторы $\hat{s}_x$, $\hat{s}_y$, $\hat{s}_z$ имеют свойства операторов компонент углового момента; в частности, они удовлетворяют перестановочным соотношениям $[\hat{s}_x, \hat{s}_y] = i\hat{s}_z$, $[\hat{s}_y, \hat{s}_z] = i\hat{s}_x$, $[\hat{s}_z, \hat{s}_x] = i\hat{s}_y$. Часто компоненты оператора спинового момента количества движения объединяются в вектор спина

$$\hat{s} = (\hat{s}_x, \hat{s}_y, \hat{s}_z).$$

Полный момент количества движения нуклона (в единицах $\hbar$) составляется из спинового и орбитального моментов по правилу векторного сложения (см. приложение I, § Б)

$$\hat{j} = \hat{l} + \hat{s}.$$

В центрально-симметричном поле одновременно сохраняются квадрат полного момента $\hat{j}^2$ и его проекция на произвольную ось z $\hat{j}_z$, при этом собственные значения операторов этих величин равны соответственно $j(j+1)$ и $m = \pm j, \pm(j-1), \pm\ldots$ Квантовое число j принимает целые или полуцелые значения.

Поскольку сохраняющимися величинами, имеющими одновременно определенные значения, являются только j^2 и j_z, то нельзя говорить о направлении момента количества движения в пространстве.

Атомное ядро в целом также характеризуется определенным значением момента количества движения, который называется *спином*

Таблица 2. Значение спинов основных состояний некоторых ядер

Ядро	Z	N	Спин
He^4	2	2	0
O^{16}	8	8	0
H^2	1	1	1
B^{10}	5	5	3
K^{40}	19	21	4
Co^{58}	27	31	2
La^{138}	57	81	5
B^{11}	5	6	$\frac{3}{2}$
N^{15}	7	8	$\frac{1}{2}$
Cu^{63}	29	34	$\frac{3}{2}$
In^{115}	49	66	$\frac{9}{2}$
Lu^{175}	71	104	$\frac{7}{2}$
U^{233}	92	141	$\frac{5}{2}$
U^{235}	92	143	$\frac{7}{2}$
Pu^{239}	94	145	$\frac{1}{2}$
Pu^{241}	94	147	$\frac{5}{2}$

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