1963 г. Сентябрь Т. LXXXI, вып. 1

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

НЕСОХРАНЕНИЕ ЧЕТНОСТИ И МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ВРАЩЕНИЕ

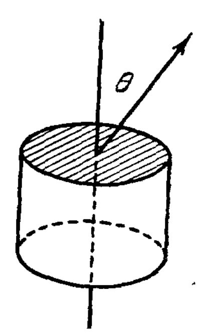
И. Ю. Кобзарев, Б. Понтекорво

После того как Ли и Янг[1] выдвинули гипотезу о несохранении четности в процессах слабого взаимодействия, было найдено, что в этих процессах действительно имеют место корреляции спина с направлением движения частиц. В частности, было найдено, что электроны в процессе β-распада и мюоны в процессе $\pi - \mu$-распада продольно поляризованы.

В связи с этим рассматривался ряд мысленных экспериментов, в которых спиновый момент поляризованных частиц, испускаемых в процессах слабого взаимодействия, превращается в момент вращения макроскопического тела. Поскольку частица со спином — вращающийся объект в квантовомеханическом понимании, а спиновый момент количества движения не ассоциирован с кинетической энергией вращения, спрашивается, каков механизм возникновения макроскопического вращения (речь идет о вышеупомянутых экспериментах)? Этому вопросу и посвящена настоящая статья.

1. МАКРОСКОПИЧЕСКОЕ ВРАЩЕНИЕ, СВЯЗАННОЕ С НЕСОХРАНЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ

Простейшим примером макроскопического вращения является следующий [2,3]: на один из торцов закрепленного на оси цилиндра нанесен слой β-активного вещества. Возникающие при β-распаде электроны поглощаются, если они летят вниз, в то время как электроны, летящие вверх, уносят момент, пропорциональный их числу, поскольку электроны имеют поляризацию — v/c по направлению движения (v — скорость электрона, c — скорость света).



Таким образом, тело получает момент $M = \left(\frac{1}{2}\frac{v}{c}\right)\cdot\frac{1}{2}hN$, где N — число электронов, поглощенных телом (множитель $\frac{1}{2}$ возникает за счет усреднения по углу θ от 0 до $\pi/2$, см. рисунок). Но это означает, что тело приобретает энергию вращения

$$E = \frac{M^2}{2I}, \tag{1}$$

где I — момент инерции тела.

Правда, энергия E очень мала. Она определяется соотношением

$$\frac{E}{N} \sim \frac{1}{30} \frac{h^2 N}{I} \sim \frac{h^2 N}{30 N_A A m_p R^2},$$

где N_A — число атомов тела, R — радиус цилиндра, A — атомный номер, m_p — масса протона. Полагая $R = 0{,}1$ *см*, $A = 10$, даже при $N \sim N_A$ E/N оказывается по порядку величины равным 10^{-18} *эв*. Все-таки и в этом конкретном примере возникает упомянутый вопрос: что является источником энергии вращения?

Ниже будет показано, что источником энергии является тепловая энергия тела. В эту энергию может дать вклад кинетическая энергия электронов, испускаемых в процессах β-распада, однако это не является необходимым. Это можно интуитивно понять и из того, что в (1) энергия электронов не фигурирует.

2. ПОЛНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Можно привести и другой пример. В тело просто попадает пучок поляризованных электронов с кинетической энергией, сколь угодно близкой к нулю. Тогда (1) по-прежнему верно, причем $M = {}^1/_2 N$ (здесь и ниже $h = c = 1$)*). В дальнейшем для простоты мы будем рассматривать именно этот случай.

Когда мы считаем, что тело приобрело момент вращения $M = \frac{1}{2} N$, при этом неявно предполагается, что поглощенные электроны полностью деполяризуются. Деполяризация происходит при столкновениях электронов с атомами тела. При этом энергия, конечно, сохраняется, но за счет спин-орбитального взаимодействия спиновый момент превращается в момент количества движения атомов.

Это означает, что в процессе деполяризации спины равноупорядочиваются, в то время как тепловое движение атомов тела частично превращается в упорядоченное движение со скоростью $v = \Omega r$, где Ω — угловая скорость тела, $\Omega = M/I$.

На первый взгляд вращение тела «за счет его охлаждения» кажется недоразумением, однако посмотрим, что происходит при этом с энтропией.

Обозначим через $W_\uparrow$ и $W_\downarrow$ вероятности состояния электрона с поляризацией, параллельной и антипараллельной начальной ($W_\uparrow + W_\downarrow = 1$).

Состояние пучка определяется его поляризацией, т. е. числом $NW_\uparrow$ электронов со спинами параллельными и числом электронов $NW_\downarrow$ со спинами антипараллельными начальному направлению поляризации.

Согласно статистическому понятию энтропии Больцмана энтропия данного состояния пропорциональна логарифму числа Π способов реализации этого состояния. Будем для простоты считать, что поглощенные электроны локализованы, так что можно не учитывать принцип Паули. Тогда $\Pi W_\uparrow^{NW_\uparrow} W_\downarrow^{NW_\downarrow} = 1$ и энтропия распределения спинов равна $S = -N(W_\uparrow \ln W_\uparrow + W_\downarrow \ln W_\downarrow)$.

Для полной деполяризации $W_\uparrow = W_\uparrow = \frac{1}{2}$, в то время как вначале $W_\uparrow = 1$, $W_\downarrow = 0$. Поэтому изменение энтропии при полной деполяризации равно

$$\Delta S_1 = N \ln 2.$$

*) В этой удобной системе единиц скорость и действие — безразмерные величины. Энергия, импульс, вероятность процесса в единицу времени, угловая скорость имеют размерность массы. Они выражаются в *эв*.

С другой стороны, если теплоемкость тела достаточно велика, так что изменением температуры T можно пренебречь, то уменьшение энтропии при переходе тепловой энергии в энергию вращения

$$\Delta S_2 = -\frac{E}{T} = -\frac{N^2}{8IT}.$$

Очевидно, что так как процесс необратим, должно быть

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2 > 0. \tag{2}$$

Практически всегда $|\Delta S_2| \ll |\Delta S_1|$. Действительно,

$$\frac{|\Delta S_2|}{|\Delta S_1|} \sim \frac{N}{IT} \sim \frac{N}{N_A A m_p R^2 T} = \frac{m_p}{T}\frac{N}{N_A A}\left(\frac{1}{m_p R}\right)^2 \ll 1. \tag{3}$$

Даже при $N \sim N_A$ неравенство (3) для тела с $R \sim 0{,}1$ *см* и $A \sim 10$ нарушается только при

$$T < \frac{10^9\ \textit{эв}}{10}\cdot 10^{-26} \sim 10^{-18}\ \textit{эв}.$$

3. НЕПОЛНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ

При таких температурах энергия вращения тела, возникающая при полной деполяризации электронов, и тепловая энергия тела как будто становятся сравнимыми. При этом закон роста энтропии нарушался бы, а это означает, что полная деполяризация при этих температурах не может осуществляться.

Можно довести мысленный опыт до конца и рассмотреть общий случай, когда условия (3) не обязательно выполняются. Тогда деполяризация не будет полной, а состояние равновесия определяется из условия сохранения момента количества движения

$$\Omega I + \frac{1}{2}N(W_\uparrow - W_\downarrow) = \frac{1}{2}N \tag{4}$$

и максимальности энтропии

$$\Delta S = -\frac{1}{2}\frac{\Omega^2 I}{T} - N(W_\uparrow \ln W_\uparrow + W_\downarrow \ln W_\downarrow). \tag{5}$$

Экстремум (5) при условии (4) будет иметь место при

$$\frac{W_\uparrow}{W_\downarrow} = e^{\Omega/T}. \tag{6}$$

Легко проверить, что прежние условия (3) получаются и из (6) в случае полной деполяризации. В этом случае $W_\uparrow = W_\downarrow$,

$$\frac{\Omega}{T} \ll 1 \tag{7}$$

и из (4)

$$\Omega = \frac{1}{2}\frac{N}{I}. \tag{8}$$

Подставляя (8) в (7), сразу получим условия (3).

Рассмотрим теперь случай $\Omega/T \gg 1$. Тогда

$$W_\uparrow = 1 - e^{-\Omega/T}, \quad W_\downarrow = e^{-\Omega/T}$$

и уравнение (4) дает

$$\Omega I = N e^{-\Omega/T},$$

или

$$\frac{\Omega}{T} e^{\Omega/T} = \frac{N}{IT}. \tag{9}$$

Логарифмируя (9) и учитывая, что

$$\left|\ln\frac{\Omega}{T}\right| \ll \frac{\Omega}{T},$$

при $\frac{\Omega}{T} \gg 1$ получим

$$\Omega \approx T \ln\frac{N}{IT}. \tag{10}$$

Для того чтобы первоначальное условие (6) выполнялось, необходимо

$$\frac{\Omega}{T} \approx \ln\frac{N}{IT} \gg 1,$$

или

$$\frac{N}{IT} \gg 1,$$

т. е. условие, обратное (3).

Мы видим, что в этом случае, как и следовало ожидать, $\Omega \to 0$ при $T \to 0$.

Уравнение (6) и исчезновение деполяризации при $T \to 0$ имеют простой смысл.

Известно, что в системе координат, связанной с вращающимся телом, возникает кориолисово поле. В таком кориолисовом поле тело с моментом вращения μ имеет энергию — $\mu\Omega$ [4]. Очевидно, что эта формула должна распространяться также на случай спинового момента. Тогда (6) есть не что иное, как распределение Больцмана для спина в кориолисовом поле с

$$\frac{W_\uparrow}{W_\downarrow} = \frac{e^{\frac{1}{2}\Omega/T}}{e^{-\frac{1}{2}\Omega/T}}.$$

При $T \to 0$ уже при сколь угодно малых Ω возникающее кориолисово поле препятствует дальнейшей деполяризации.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. T. D. Lee, C. N. Yang, Phys. Rev. 104, 254 (1956).
2. В. Ф. Вейскопф, Л. Родберг, УФН 64, 435 (1958).
3. Б. Понтекорво, Вопросы физики нейтрино. Лекция, прочитанная в Школе теоретической и экспериментальной физики, Нор-Амберд. Изд-во Академии наук Арм. ССР, Ереван, 1961, стр. 273.
4. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Механика, М., Физматгиз, 1958, стр. 163.