

О ВОЗМОЖНОСТИ НАРУШЕНИЯ ПРИНЦИПА ПАУЛИ В АТОМАХ

Л.Б.Окунь

Сконструирована свободная полевая модель с явным нарушением принципа Паули. Обсуждаются трудности, возникающие при включении электромагнитного взаимодействия и релятивизации модели. Предложены опыты по поискам "непаулевских" атомов с аномальным заполнением электронных оболочек или нуклонных уровней ядра.

Экспериментальные данные по CP -нарушающим распадам K -мезонов не исключают ^{1, 2} нарушения CPT -инвариантности. Поскольку одним из оснований CPT -теоремы ^{3, 4} является связь спина со статистикой, имеет смысл поставить вопрос о возможности малых отклонений от принципа Паули в природе. В работе ⁵ была предложена "игрушечная" одноуровневая нерелятивистская модель, в которой нарушение принципа Паули сопровождается несохранением углового момента (на $1/2$) и числа фермионов. Используя, как и в модели ⁵,

трехрядные матрицы, мы построим модель с бесконечным числом уровней, в которой угловой момент и число фермионов сохраняются, и обсудим трудности нашей модели.

Пусть числа заполнения данного уровня i для электронов с данной проекцией спина могут быть не только 0 и 1, но и 2. Рассмотрим три вектора состояния:

$$|0\rangle_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}_i, \quad |1\rangle_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix}_i, \quad |2\rangle_i = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}_i.$$

Операторы рождения электронов на уровнях $1, 2 \dots i \dots$ запишем в виде:

$$a_1^+ = \lambda_1^+ \lambda_2^u \lambda_3^u \dots, \quad a_2^+ = \lambda_1^d \lambda_2^+ \lambda_3^u \dots, \quad a_i^+ = \lambda_1^d \lambda_2^d \dots \lambda_{i-1}^d \lambda_i^+ \lambda_{i+1}^u \lambda_{i+2}^u \dots,$$

где

$$\lambda^+ = \begin{pmatrix} 0 & \gamma & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^- = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \gamma & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \lambda^u = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad \lambda^d = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}.$$

Операторы a_i^- получаются из a_i^+ заменой λ_i^+ на λ_i^- . Легко найти, например, что

$$\{a_i^+, a_k^+\} = 2\gamma \left[\begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_i \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_k + i \leftrightarrow k \right], \quad a_i^{+2} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & \gamma \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_i.$$

Более привлекателен вариант, в котором последнее равенство сохраняется, но при $i \neq k$ $\{a_i^+, a_k^+\} = 0$. М.М.Цыпин обратил мое внимание на то, что этого можно достичь, выбрав $\lambda^d = \text{diag}(1, -1, 1)$, $\lambda^u = \text{diag}(1, 1, 1)$. (При $\gamma = 0$ получаются стандартные соотношения, см., например, ⁶).

Введем $\psi^+(x) = \sum_i a_i^+ \varphi_i(x)$ (для свободной частицы с импульсом p , $\varphi_i(x) = (1/\sqrt{V}) \exp(ip \cdot x)$, где V — нормированный объем). Действуя $\psi^+(x_1)$ на вакуум, $|\Omega\rangle = |0\rangle_1 |0\rangle_2 \dots |0\rangle_i \dots$, получим одночастичные состояния:

$$|1\rangle_1 |0\rangle_2 \dots |0\rangle_i \dots, \quad |0\rangle_1 |1\rangle_2 \dots |0\rangle_i \dots, \quad |0\rangle_1 |0\rangle_2 \dots |1\rangle_i \dots \varphi_i(x_1).$$

Аналогично, $\psi^+(x_n) \dots \psi^+(x_2) \psi^+(x_1)$ порождает n -частичные состояния. Как видно уже на примере двух частиц, часть состояний запрещена принципом Паули.

Оператор числа частиц на уровне i имеет вид:

$$N_i = a_i^+ a_i + \frac{2 - \gamma^2}{\gamma^2} a_i^+ a_i^+ a_i a_i = \begin{pmatrix} 2 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}_i,$$

а гамильтониан свободных частиц $H^0 = \sum_i N_i E_i$, где E_i — энергия уровня. Это выражение согласуется с тем, что, как и в стандартном случае, $[H^0, a_i^+] = a_i^+$.

Если включить взаимодействие с электромагнитным полем стандартным калибровочным образом, то возникает ряд серьезных трудностей: 1) квартичный член в гамильтониане (в x -пространстве он нелокален) дает нелокальное взаимодействие; 2) отталкивание между парными электронами нарушает равенство $[H, a_i^+] = a_i^+$; 3) чтобы избежать квартичного рождения электронов и позитронов, необходимо для позитронных операторов b и b^+ (см., например, ⁷) положить $\gamma = 0$, что, разумеется, нарушит CPT ; 4) в релятивистском обобщении модели должна быть нарушена перенормируемость КЭД и неясно, можно ли, уменьшая γ , сохранить имеющееся согласие радиационных поправок с опытом и сохранить (практически) безмассовый фотон.

Независимо от той или иной модели представляют интерес поиски двух типов явлений, связанных с возможным нарушением принципа Паули в атомах.

1. Поиск переходов типа $2p - 1s$ в обычно стабильных атомах, в результате которых на $1s$ -оболочке появляется третий электрон. Согласно ⁸, нижний предел для времени такого

перехода в атоме иода составляет $3 \cdot 10^{22}$ лет. Следует подчеркнуть, однако, что если гамма-тонинан обладает перестановочной симметрией, то спонтанное превращение обычного атома в "непаулевский" невозможно (см., например, ⁹).

2. Поиски стабильных непаулевских атомов. Такие атомы могли бы иметь космологическое происхождение, если не все 10^{80} электронов во Вселенной антисимметризованы. Химически свойства многоэлектронных атомов с тремя электронами на $1s$ -оболочке должны быть похожи на свойства их "младших" соседей по таблице Менделеева, например, непаулевский Na похож на Ne, но их физические свойства (спектральные линии) должны быть совершенно особыми. Интерес представляют также поиски "магнитного" ортогелия.

Для проверки принципа Паули для нуклонов перспективны масс-спектроскопические или ЯМР-поиски аномальных непаулевских ядер с массами не несколько десятков МэВ меньше, чем у обычных изотопов с тем же числом нуклонов.

Особое место принципа Паули в современной теоретической физике не означает, что он не нуждается в дальнейшей тщательной экспериментальной проверке, скорее наоборот, именно фундаментальный характер принципа Паули придает такой проверке по всей таблице Менделеева специальный интерес.

Я благодарен А.А.Ансельму, В.В.Бажанову, А.И.Вайнштейну, М.Б.Волошину, В.Н.Грибову, В.Г.Гурзядяну, А.Д.Долгову, В.И.Захарову, Б.Л.Иоффе, С.Г.Тиходееву, И.Б.Хриповичу и М.М.Цышину за очень полезные обсуждения. Особо я благодарен ученику В.Паули — профессору В.Телегди, общение с которым послужило стимулом для написания этой статьи.

Литература

1. Балдо-Чеолин М., Бармин В.В., Барылов В.Г. и др. Письма в ЖЭТФ, 1983, 38, 459.
2. Barmin V. V. et al. Nucl. Phys., 1984, B247, 293.
3. Lüders G. Kong. Danske Vidensk. Selsk. Mat.-Fys. Medd. 1954, 28, № 5.
4. Паули В. В сб. Нильс Бор и развитие физики, под ред. В.Паули. М.: ИЛ, 1958, с. 46.
5. Игнатьев А.Ю., Кузьмин В.А. ЯФ, 1987, 46, 786.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. Нерелятивистская теория, §65. М.: Наука, 1974.
7. Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория поля. Часть 1. §25. М.: Наука, 1968.
8. Ковальчук Е.Л. В сб. Частицы и космология. Проблемы астрофизики, космологии и физики частиц. ч. 1. М.: ИЯИ, 1984, с. 138.
9. Паули В. Общие принципы волновой механики. §14. М.: ГИТТЛ, 1947.