

1 Введение

Позитроний является одним из наиболее удобных объектов для теоретического и экспериментального изучения релятивистского связанного состояния. Благодаря малой массе его составляющих эффекты сильного и слабого взаимодействия пренебрежимо малы по сравнению с точностью современных экспериментов по спектроскопии позитрония. В то же время эти эксперименты имеют достаточную точность для сравнения с результатами современных теоретических исследований. Таким образом, можно и нужно найти с этой точностью уровни энергии и время жизни позитрония в рамках кЭД.

Интерес к позитронию на протяжении долгого времени был связан как с проблемой разработки общих методов описания релятивистского связанного состояния, так и с наличием заметного расхождения теоретического предсказания для времени жизни ортопозитрония с экспериментальными данными. В настоящее время наиболее точный экспериментальный результат отличается от теоретического предсказания на 6 стандартных отклонений.

были вычислены [1] два вклада, показывающих причины этого отклонения. Это, во-первых, вклад, возникающий при возведении в квадрат однопетлевой поправки к амплитуде аннигиляции. Основная идея вычисления этого вклада состоит в непосредственном нахождении поправок к амплитуде, вместо поправок к ширине, вычислявшихся в предыдущих работах. Вторым из "независимо вычисляемых" вкладов был найден вклад, связанный с поляризацией вакуума. Соответствующие результаты опубликованы в работах [2] [3]

Их результаты были подтверждены в [4] [5]

В настоящее время наиболее точно измеренным свойством позитрония является сверхтонкое расщепление его основного состояния, т.е. разница энергий 1351 и 1150-состояний.

2 Тонкая структура

Новым явлением оказывается тонкая структура спектра: разичие по эээнергии между уровнями с разными j , но с тем же самым значением n . Например, для $Z = 1$ $\Delta E = 10.9[GHz]$

Можно показать, что тонкое расщепление является следствием спин-орбитальной связи:

$$\delta E = \left(\frac{Z\alpha}{4m^2} \frac{\sigma L}{r^2} \right)$$

В первом приближении пренебрегают магнитным полем, создаваемым спином ядра. Взаимодействие магнитным моментов ядра и электрона расщепляет уровень на дублеты.

Поправки: возбуждённые состояния атомов являются нестабильными, и атому могут спонтанно переходить в более низкое энергитическое состояние. В нерелятивистском дипольном приближении вероятность того, что за единицу времени произойдёт переход между двумя состояниями λ и μ , задаётся выражением

$$W_{\mu \leftarrow \lambda} = \frac{4}{3} \frac{(E_\lambda - E_\mu)^3}{2j_\lambda + 1} |\langle \mu || D || \lambda \rangle|^2$$

где $|\langle \mu || D || \lambda \rangle|$ - приведённый матричный элемент дипольного оператора $\vec{D} = e\vec{r}$

Во-вторых, заряженные частицы взаимодействуют с флуктуациями квантованного э/м поля, которое равно нулю лишь в среднем. Поэтому энергитические уровни оказываются смещёнными, что называется Лэмбовским сдвигом.

2.1 Влияние ядра

Ядро имеет конечные размеры, его заряд не сосредоточен в одной точке. Это сказывается преимущественно на s -состояниях, поскольку волновые функции с более высокими значениями l в начале координат равны нулю.

2.2 Итоговые вычисления

В конце концов, результирующее уравнение, показывающее сдвиг энергии будет записано

$$\Delta E = \frac{1}{2} \alpha^2 Ryd \left[\frac{7}{3} - \left(\frac{32}{9} + 2 \ln 2 \right) \frac{\alpha}{\pi} \right]$$

и будет называться формулой Карплуса - Клейна.

В этом уравнении учитываются

1. вклад, возникающий при возведении в квадрат однопетлевой поправки к амплитуде аннигиляции.
2. вклад, связанный с поляризацией вакуума.
3. вклад радиационных поправок
4. вклад взаимодействия Брейта
5. вклад ложной инфракрасной расходимости
6. вклад аннигиляционного порядка
7. вклад двухфотонной аннигиляции.

3 Практические измерения

Состояния позитрония являются примером хорошего согласия, что как-то оправдывает теорию

Хотя позитроний представляет собой практически чисто электромагнитную систему, некоторые из развитых для него методов оказываются полезными и в других случаях, в таких, например, как модели связанных состояний кварков в адронах.

Разность энергий между более высоким триплетным (орто) и более низким синглетным (пара) основными состояниями позитрония, которые обозначают соответственно как l^3S_1 и l^1S_0 , в настоящее время измерена с высокой точностью. Значения этого сверхтонкого расщепления ΔE_{ts} которые приводятся в литературе, равны

Миллз и Бирман: $\Delta E_{ts} = 2.033870(16) \cdot 10^5 [MHz]$

Иган, Фриз, Хьюдж и Ям:

$\Delta E_{ts} = 2.033849(12) \cdot 10^5 [MHz]$

Эту разницу иногда также называют тонкой структурой позитрония. Недавно [6] Миллз, Берко и Кантер измерили расстояние между триплетными возбужденными уровнями:

$$E(2^3S_1) - E(2^3P_2) = 8624 \pm 2.8 [MHz]$$

Напомним, что все эти состояния нестабильны.

References

- [1] А.П.Буриченко - Радиационные поправки второго порядка в позитронии, 2001, 62 стр.
- [2] А.П.Буриченко, ЯФ 56, вып.2, 123 (1993) Phys.At.Nucl. 56, 640 (1993)], Большой вклад в поправку α^2 к ширине ортопозитрония.
- [3] А.П.Буриченко, Д.Ю.Иванов, ЯФ 58, 898 (1995), Phys.At.Nucl. 58, 832 (1995)], Вклад поляризации вакуума в поправку α^2 к ширине позитрония.
- [4] G.S.Adkins, Phys. Rev. Lett. 76, 4903 (1996), Analytic evaluation of the orthopositronium-to-three-photon decay amplitudes to one-loop order.
- [5] G.S.Adkins, Y.Shiferaw, Phys. Rev. A52, 2442 (1995), Two-loop corrections to the orthopositronium and parapositronium decay rates due to vacuum polarization.
- [6] Ициксон К., Зюбер Ж.-Б. Квантовая теория поля: Пер. с англ.—М.: Мир, 1984. — 400 с. — Т. 2.