

для состояний с $l \neq 0$ смещение оказывается существенно меньше. Относит. величина радиац. сдвига $|\delta \mathcal{E}_{n0}/\mathcal{E}_{n0}| \sim \alpha (Z\alpha)^2 \ln(1/Z\alpha)$ составляет 10^{-6} .

Приведённая оценка соответствует осн. вкладу в Л. с., возникающему от собственно энергетич. Фейнмана диаграммы, представленной на рис. 1, а. Сплошная жирная линия изображает электрон в поле ядра, пунктирная — процесс виртуального испускания и поглощения фотона связанным электроном. Эта диаграмма содержит, в частности, вклад от аномального магнитного момента электрона.

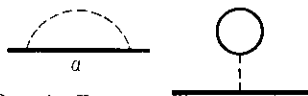


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, определяющие вклад в лэмбовский сдвиг.

Другим радиационным эффектом является поляризация вакуума вокруг точечного заряда ядра из-за виртуального рождения и аннигиляции электрон-позитронных пар (рис. 1, б). Поляризация вакуума искажает кулоновский потенциал, увеличивая эффективный заряд ядра на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона \hbar/mc , что приводит к отрицат. поправке к энергии уровня. В водородоподобных атомах радиус боровской орбиты электрона $r_0 = \hbar^2/Zme^2$ значительно больше расстояния \hbar/mc . Поэтому указанная поправка оказывается малой по сравнению с вкладом диаграммы 1, а, так что результирующий сдвиг уровня положителен. Напротив, в мюонных атомах Л. с. определяется в основном эффектом поляризации электрон-позитронного вакуума, поскольку из-за большой массы мюона радиус его боровской орбиты приблизительно в 200 раз меньше r_0 . В результате, напр., в мюонном атоме водорода уровень $2S_{1/2}$ лежит ниже уровня $2P_{1/2}$.

В низшем порядке по α и $Z\alpha$ Л. с. атомных уровней равны:

$$\delta \mathcal{E}_{n0} = \frac{4mc^2}{3\pi n^3} \alpha (Z\alpha)^4 \left[\ln(Z\alpha)^{-2} + L_{n0} + \frac{19}{30} \right],$$

$$\delta \mathcal{E}_{nlj} = \frac{4mc^2}{3\pi n^3} \alpha (Z\alpha)^4 \left[L_{nl} + \frac{3}{8} \frac{l(j+1) - l(l+1) - \frac{3}{4}}{l(l+1)(2l+1)} \right], l \neq 0.$$

Логарифм Бете L_{nl} не зависит от Z и находится численно. Напр., для состояний с $n=2$ $L_{20} = -2,812$, $L_{21} = 0,030$. Для разности энергий $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -состояний атома водорода получаем $\delta_H = \mathcal{E}(2S_{1/2}) - \mathcal{E}(2P_{1/2}) = 0,41mc^2\alpha^5$, что соответствует частоте 1050 МГц.

Последоват. метод вычисления поправок к уровням энергии основан на использовании точной релятивистской кулоновской ф-ции Грина для электронных линий в диаграммах типа 1, а и 1, б. Однако из-за отсутствия замкнутого выражения для ф-ции Грина такой подход связан с серьёзными вычислит. трудностями и полностью не реализован.

В совр. теории Л. с. учтены ведущие поправки высших порядков по α в собств. энергии, аномального магн. моменте и поляризации вакуума, а также эффекты, связанные с конечностью массы и радиуса протона.

В табл. 1 приведены наиб. известные теоретич. значения Л. с. в атоме водорода, полученные Г. В. Эриксоном [2] и П. И. Мором [3]. Осн. источником расхождения их результатов, к-рое составляет 0,045 МГц и выходит за пределы погрешностей, является разный метод учёта эффектов связности высших порядков в однофотонной собственно энергетич. диаграмме, однако до конца причина расхождения не выяснена.

Первое точное измерение δ_H было выполнено С. Трибассером, Э. С. Дейхоффом и У. Э. Лэмбом в 1950—53 радиоспектроскопич. методом [4], аналогичным первоначальному методу Лэмба—Ризерфорда. Значит,

прогресс в повышении точности измерения δ_H был достигнут при использовании пучков быстрых атомов водорода (с энергией $\sim 20-100$ кэВ) [5, 6], но и в этом случае точность не превышала $\sim 0,01$ МГц. Это объясняется в первую очередь тем, что во всех рассмотренных методах процедура измерения состояла в получении резонансной кривой перехода $2S_{1/2} - 2P_{1/2}$.

В работах [7, 8] измерение δ_H было выполнено при помощи двойного атомного интерферометра. Процедура измерения состояла в определении выхода $2P$ -

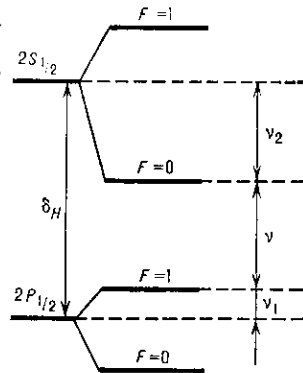


Рис. 2. Сверхтонкое расщепление $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней атома водорода (масштаб не выдержан).

атомов в зависимости от приращения расстояния (L) между входной и выходной системами интерферометра при пост. значениях напряжённости локализованных в них электрич. полей. Как и в др. экспериментах с быстрыми атомами, измерялся не сам Л. с., а частота ν перехода ($2S_{1/2}, F=0$) — ($2P_{1/2}, F=1$) между компонентами сверхтонкой структуры $2S_{1/2}$ - и $2P_{1/2}$ -уровней (рис. 2), где F — квантовое число суммарного момента ядра и электрона. (Компоненты $2S_{1/2}$ -состояния с $F=1$ предварительно удалялись из пучка с помощью радиочастотных резонансных полей.) Т. о., $\delta_H = \nu + \nu_1 + \nu_2$; ν_1 и ν_2 , связанные со сверхтонким расщеплением уровней $2S_{1/2}$ и $2P_{1/2}$, приводят к добавке $\nu_1 + \nu_2 = 147,958$ МГц.

Интерференц. эффект описывается ф-цией

$$\cos \left\{ \frac{2\pi\nu}{v} \left(1 - \frac{v^2}{c^2} \right)^{1/2} \cdot L \right\},$$

где v — скорость $2S_{1/2}$ -атомов. Скорость v измерялась по распадной кривой атома в $2P$ -состоянии: $\exp[-\gamma(L/v) \times (1 - v^2/c^2)^{1/2}]$ и выражалась через константу распада γ , к-рая была рассчитана с точностью $\sim 10^{-6}$. Величина ν определялась путём подгонки теоретич. кривой к эксперим. точкам. Подгонка производилась в широком диапазоне изменения фазы косинуса, к-рый совершал пять осцилляций. В этом заключалось принципиальное отличие метода атомного интерферометра от др. методов (где обрабатывалась резонансная линия с одним максимумом), позволившее заметно повысить точность определения ν (табл. 1).

Табл. 1. — Теоретические и экспериментальные значения лэмбовского сдвига в атоме водорода (в МГц)

Теория	Эксперимент
1057,9100 (100) [2]	1057,8620 (200) [5]
1057,8640 (140) [3]	1057,8450 (90) [6]
	1057,8314 (19) [7,8]

Интерес к прецизионному расчёту и измерению Л. с. в атоме водорода связан не только с неустранимым пока расхождением между наиб. точными известными теоретич. значениями δ_H , а также между теорией и экспериментом, но и с возможностью извлечения информации о структуре и свойствах поправок, не связанных непосредственно с КЭД. В отличие от аномального магн. момента, Л. с. характеризует свойства с в яваного с ядром электрона, т. е. учитывает не только эффекты КЭД, но и эффекты, обусловленные