

# Атомная физика

## Лекция 19

М.Ю. Рябиков

*канд. физ.-мат. наук, в.н.с. ИПФ РАН*

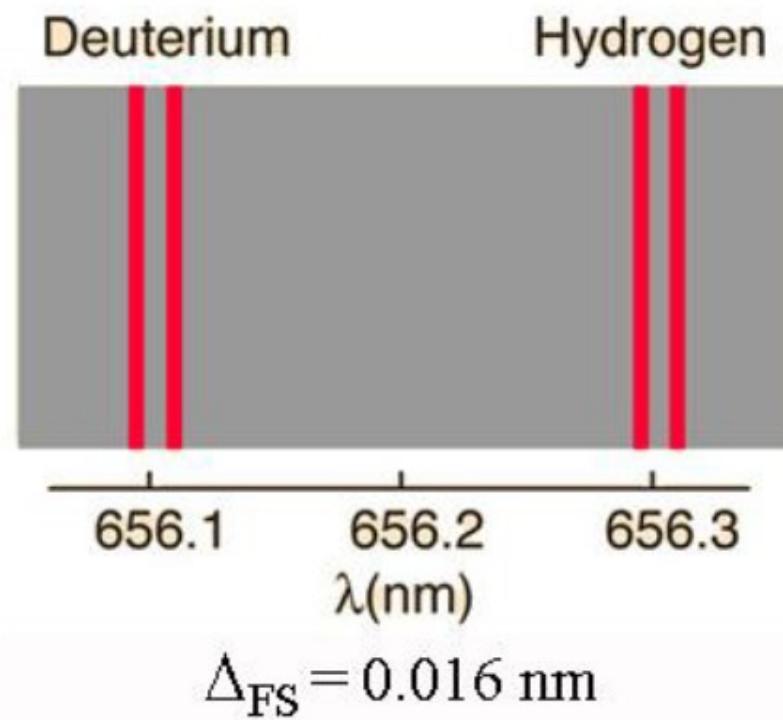
ННГУ им. Н.И. Лобачевского, ВШОПФ

2025

# Тонкая структура спектра атома водорода

## Энергия тонкой структуры.

Исследование излучения атома водорода с помощью спектрометров высокой разрешающей способности (Майкельсон, Морли, 1887) → Обнаружение тонкой структуры спектров (дублеты – 2 линии, мультиплеты – более 2 линий).



Наблюдение тонкой структуры свидетельствует о нарушении некоторых приближений упрощённой теории, в которой:

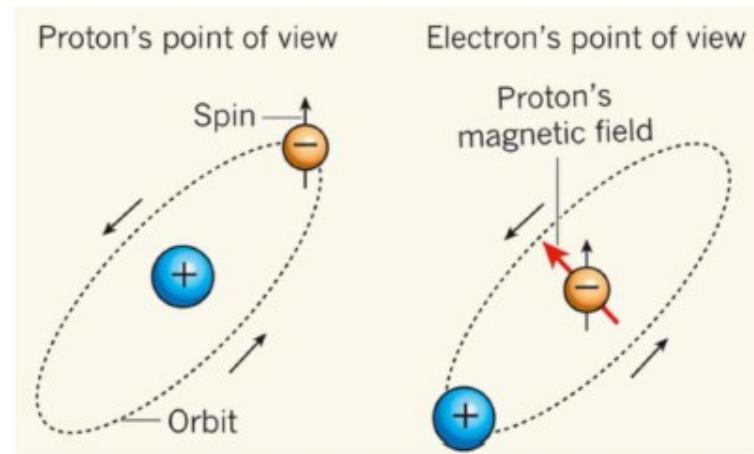
- (1) гамильтониан атома водорода записывается в нерелятивистском приближении.

Для объяснения тонкой структуры необходимо учсть релятивистские поправки;

- (2) при записи оператора потенциальной энергии учитывается только кулоновское взаимодействие между электрическими зарядами электрона и ядра.

Для объяснения тонкой структуры необходимо учсть взаимодействие между орбитальным и собственным моментами электрона

*(спин-орбитальное взаимодействие).*



$$h_{SO} = -\mu_e \cdot \mathbf{B}$$

К пояснению физического механизма спин-орбитального взаимодействия

Расчёт тонкой структуры атома водорода оказывается возможным в рамках релятивистской квантовой теории, разработанной Дираком.

Решение уравнения Дирака для электрона в кулоновском поле протона → энергии стационарных состояний атома водорода:

$$E_{n,j} = -\frac{Ry}{n^2} - \alpha^2 \frac{Ry}{n^3} \left( \frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right). \quad (19.1)$$

$$-\alpha^2 \frac{Ry}{n^3} \left( \frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right) \quad (19.2)$$

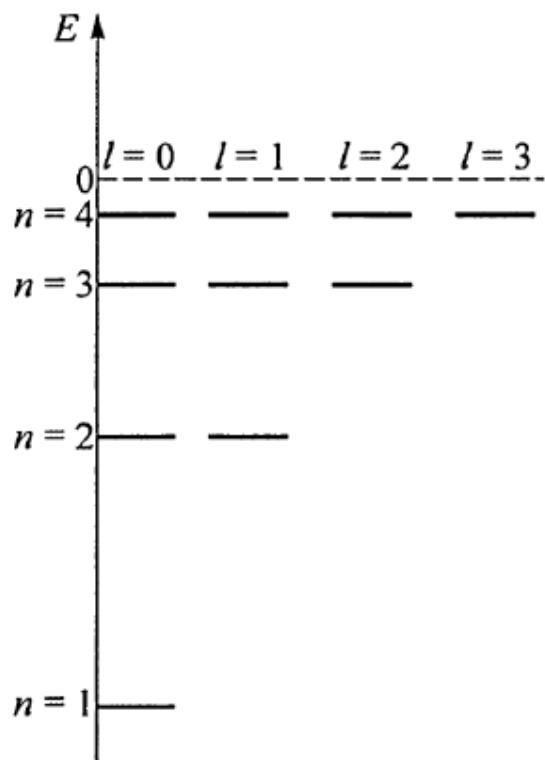
– энергия тонкой структуры;

$$\alpha = \frac{e^2}{\hbar c} \approx \frac{1}{137} \quad (19.3)$$

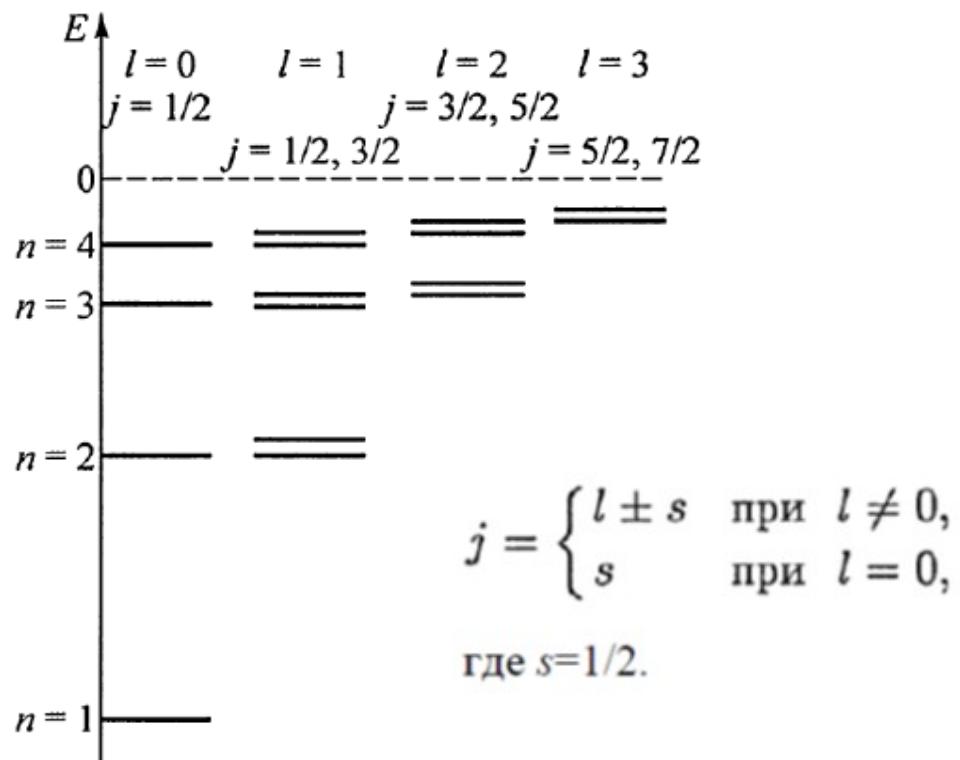
– постоянная тонкой структуры. Решение (19.1) получено в низшем порядке теории возмущений по параметру  $\alpha$ .

Энергия тонкой структуры связана с полным моментом импульса электрона, величина которого выражается через квантовое число  $j$ .

Спин-орбитальное взаимодействие частично снимает вырождение уровней энергии кулоновской системы, но не полностью: остаются двукратно вырожденными уровни энергии с одинаковыми значениями квантовых чисел  $n$  и  $j$ , но различными орбитальными числами  $l=j\pm 1/2$ .



*a*



*б*

$$j = \begin{cases} l \pm s & \text{при } l \neq 0, \\ s & \text{при } l = 0, \end{cases}$$

где  $s = 1/2$ .

Малая величина безразмерного множителя  $\alpha^2 \approx 5 \cdot 10^{-5} \ll 1$  обуславливает значительное различие бальмеровского слагаемого энергии (19.1) и энергии тонкой структуры:

$$\frac{Ry}{n^2} \gg -\alpha^2 \frac{Ry}{n^3} \left( \frac{1}{j + 1/2} - \frac{3}{4n} \right).$$

Отметим, однако, что для других водородоподобных систем ( $Z \neq 1$ ) тонкое расщепление значительно сильнее, т.к. перед энергией тонкой структуры в (19.1) для этих систем стоит множитель  $Z^4$ .

↓

Для иона  $\text{He}^+$  поправка тонкой структуры в 16 раз больше, чем для атома водорода. В основном состоянии атома водорода орбитальное квантовое число равно  $l=0$ , и квантовое число  $j$  может принять единственное значение, равное  $1/2$ . → Учёт энергии тонкой структуры для основного состояния приводит не к расщеплению, а только к сравнительно небольшому понижению его энергии, которая становится равной

$$E_{1,1/2} = -Ry - \alpha^2 \frac{Ry}{4}. \quad (19.4)$$

**В нерелятивистском приближении** стационарные состояния атома водорода описываются четырьмя квантовыми числами  $n, l, m, m_S \rightarrow$  все эти физические величины сохраняются и могут быть измерены одновременно.

**Учёт релятивистских поправок** (в том числе спин-орбитального взаимодействия) показывает, что проекции орбитального ( $L_z$ ) и спинового ( $S_z$ ) моментов по отдельности в стационарных состояниях не сохраняются  $\rightarrow$  квантовые числа  $m$  и  $m_s$  не имеют определенных значений и не могут быть характеристиками стационарных состояний. Однако сохраняются квадрат полного момента ( $J^2$ ) и одна из его проекций ( $J_z$ )  $\rightarrow$  стационарные состояния атома водорода могут быть описаны четырьмя квантовыми числами  $n, l, j, m_j$ .

С учётом релятивистских поправок спектр излучения атома водорода усложняется.

В нерелятивистском приближении:

$$\varepsilon = E_{n1} - E_{n2} . \quad (19.5)$$

С учётом релятивистских поправок:

$$\varepsilon = E_{(n,j)1} - E_{(n,j)2} . \quad (19.6)$$

Очевидно, что спектры должны содержать больше линий, чем дается формулами Бальмера.

Подсчитаем количество различных значений квантового числа  $j$  при фиксированном главном квантовом числе  $n$ . При  $n = \text{const}$  орбитальное число  $l$  пробегает  $n$  различных значений  $l = 0, 1, \dots, n - 1$ . При  $l = 0$  квантовое число  $j$  принимает единственное значение  $s = 1/2$  согласно (18.49). Каждому из остальных  $n - 1$  значений орбитального числа  $l \neq 0$  соответствует два значения  $j = l \pm 1/2$ . Таким образом, при  $n = \text{const}$  квантовое число  $j$  может принимать  $2(n - 1) + 1 = 2n - 1$  различных значений. → При учете релятивистских поправок энергетический уровень расщепляется на  $2n - 1$  подуровней тонкой структуры.

Однако для расчета количества линий спектра излучения необходимо выяснить, между какими стационарными состояниями возможны переходы с излучением фотонов.

## **Правила отбора.**

Переходы между стационарными состояниями, сопровождающиеся излучением фотонов, называются *радиационными*. Квантовая теория излучения устанавливает определенные ограничения на возможность радиационных переходов.

Эти ограничения могут быть строгими или приближёнными. Наиболее вероятными и наблюдаемыми в опытах являются переходы, для которых выполняются следующие правила (*правила отбора*):

$$\Delta l = \pm 1, \quad \Delta j = 0, \pm 1, \quad \Delta m_J = 0, \pm 1, \quad \Delta n \text{ — любое.} \quad (19.7)$$

Основной причиной существования правил отбора (19.7) является то, что фотон также обладает собственным моментом импульса (и он является целочисленным). Модуль этого момента квантуется по тем же правилам, что и для моментов других частиц. С наибольшей вероятностью в радиационных переходах излучаются фотоны с квантовым числом момента импульса, равным единице. С другой стороны, закон сохранения момента импульса является одним из фундаментальных законов природы. Можно сказать, что правила отбора являются следствиями закона сохранения момента импульса для системы «электрон+фотон».

Заметим, что радиационный переход из одного стационарного *s*-состояния (с  $l_1=0$ ) в другое стационарное *s*-состояние (с  $l_2=0$ ) невозможен, так как излучаемый фотон должен обязательно уносить ненулевой момент импульса.

Следует отметить, что правила отбора (19.7) не являются абсолютно строгими. Они являются таковыми только для электрического дипольного излучения. Однако атомы могут испускать излучение и других типов – например, электрическое квадрупольное излучение или дипольное излучение магнитного типа. Правила отбора для соответствующих переходов отличаются от правил для электрических дипольных переходов. Именно поэтому, в частности, могут наблюдаться переходы с  $\Delta l$ , равным 0 или 2. Кроме того, переходы между уровнями могут происходить (со значительно меньшей вероятностью) с испусканием двух или большего числа фотонов. По этим причинам, например, 2s уровень атома водорода оказывается не абсолютно стабильным, а метастабильным, т.е. обладает конечным, хоть и относительно большим, временем жизни. Оценки показывают, что вероятности электрических квадрупольных или магнитных дипольных радиационных переходов в  $\sim \alpha^2 < 10^{-4}$  раз меньше вероятностей электрических дипольных переходов (см., например, [Земцов Ю.К., Бычков К.В. Курс лекций по атомной физике, 2005].

## **Тонкая структура энергетического спектра атома водорода.**

Прежде всего заметим, что для всех  $s$ -состояний (с  $l=0$ ) квантовое число  $j$  имеет единственное значение  $j = 1/2$ . Энергии  $s$ -состояний можно записать в общем виде:

$$E_{n,1/2} = -\frac{\text{Ry}}{n^2} - \alpha^2 \frac{\text{Ry}}{n^3} \left(1 - \frac{3}{4n}\right), \quad l = 0. \quad (19.8)$$

Второе слагаемое быстро убывает с увеличением главного квантового числа  $n$ . →  
Учёт релятивистских поправок лишь немного уменьшает ранее вычисленное значение энергий  $s$ -состояний.

Стационарные состояния с ненулевым значением орбитального момента импульса ( $l \neq 0$ ) подразделяются на состояния с  $j = l-1/2$  и  $j = l+1/2$ . Их энергии, согласно (19.1), различаются при фиксированном значении главного квантового числа  $n$ . →  
Каждый боровский энергетический уровень расщепляется на два близких различных по энергии уровня с энергиями

$$E_{n,l+1/2} = -\frac{\text{Ry}}{n^2} - \alpha^2 \frac{\text{Ry}}{n^3} \left(\frac{1}{(l + 1/2) + 1/2} - \frac{3}{4n}\right) \quad (19.9)$$

и

$$E_{n,l-1/2} = -\frac{\text{Ry}}{n^2} - \alpha^2 \frac{\text{Ry}}{n^3} \left(\frac{1}{(l - 1/2) + 1/2} - \frac{3}{4n}\right). \quad (19.10)$$

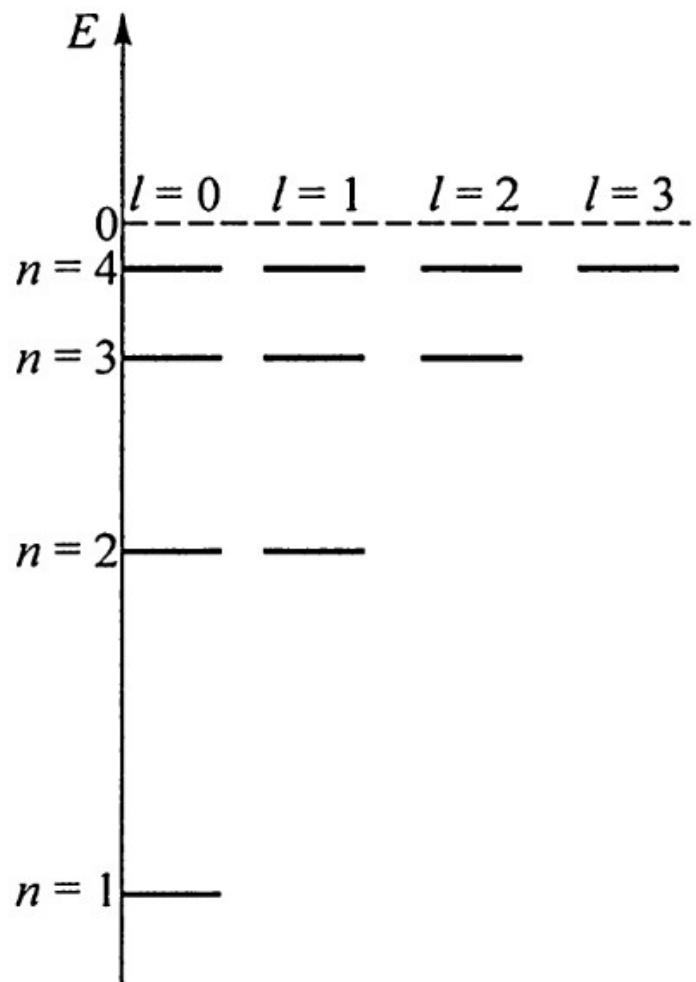
Очевидно, что разность уровней энергии

$$E_{n,l+1/2} - E_{n,l-1/2} = \alpha^2 \frac{Ry}{n^3(l+1)l} \quad (19.11)$$

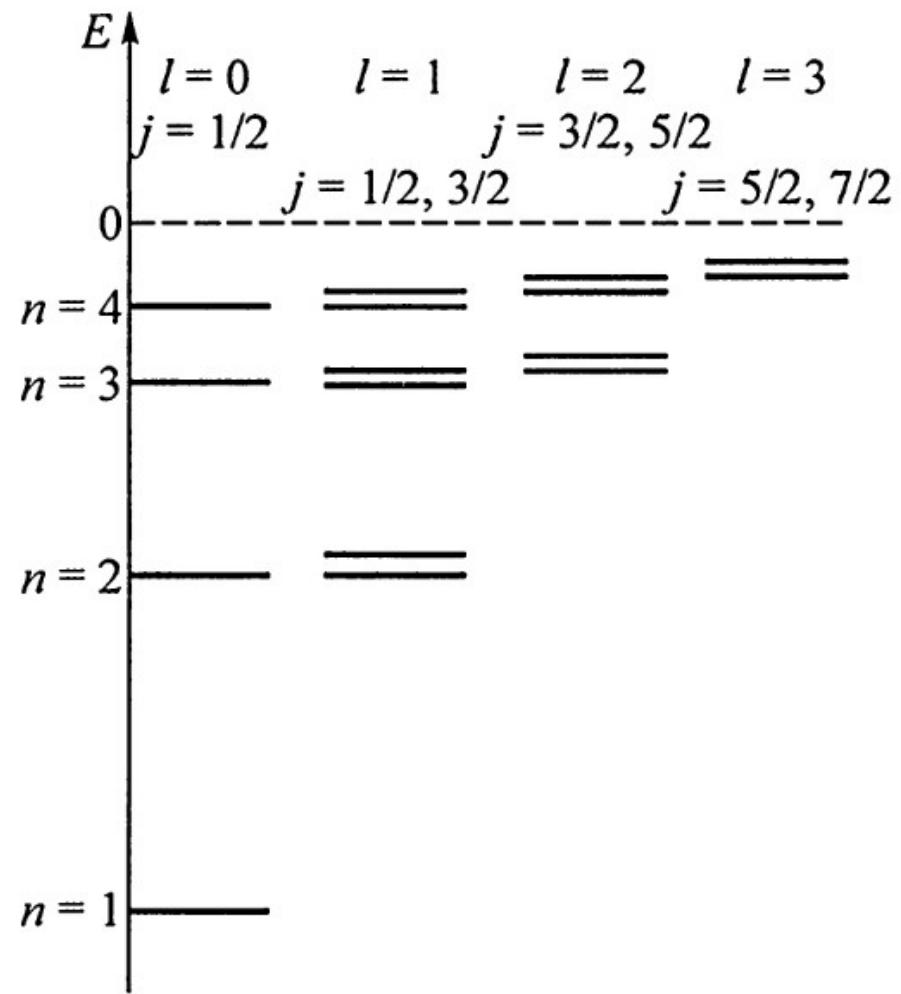
мала по сравнению с энергией Ридберга Ry и резко убывает с ростом главного квантового числа  $n$ .

Для краткого обозначения состояний с тремя определенными значениями квантовых чисел  $n, l, j$  принята следующая символика. На первом месте указывается главное квантовое число, затем орбитальное квантовое число, обозначенное латинской буквой, и в конце ставится квантовое число  $j$  в виде нижнего индекса. Например, состояние с квантовыми числами  $n=1, l=0, j=1/2$  обозначается как  $1s_{1/2}$ .

Для анализа тонкой структуры спектра излучения атома водорода удобно использовать энергетическую диаграмму, приведённую ниже. Энергии состояний с различными значениями орбитального квантового числа изображаются в отдельных столбцах. Стрелками обозначаются переходы, согласующиеся с правилами отбора (19.7). Эти переходы связывают определенные состояния в соседних столбцах.



*a*



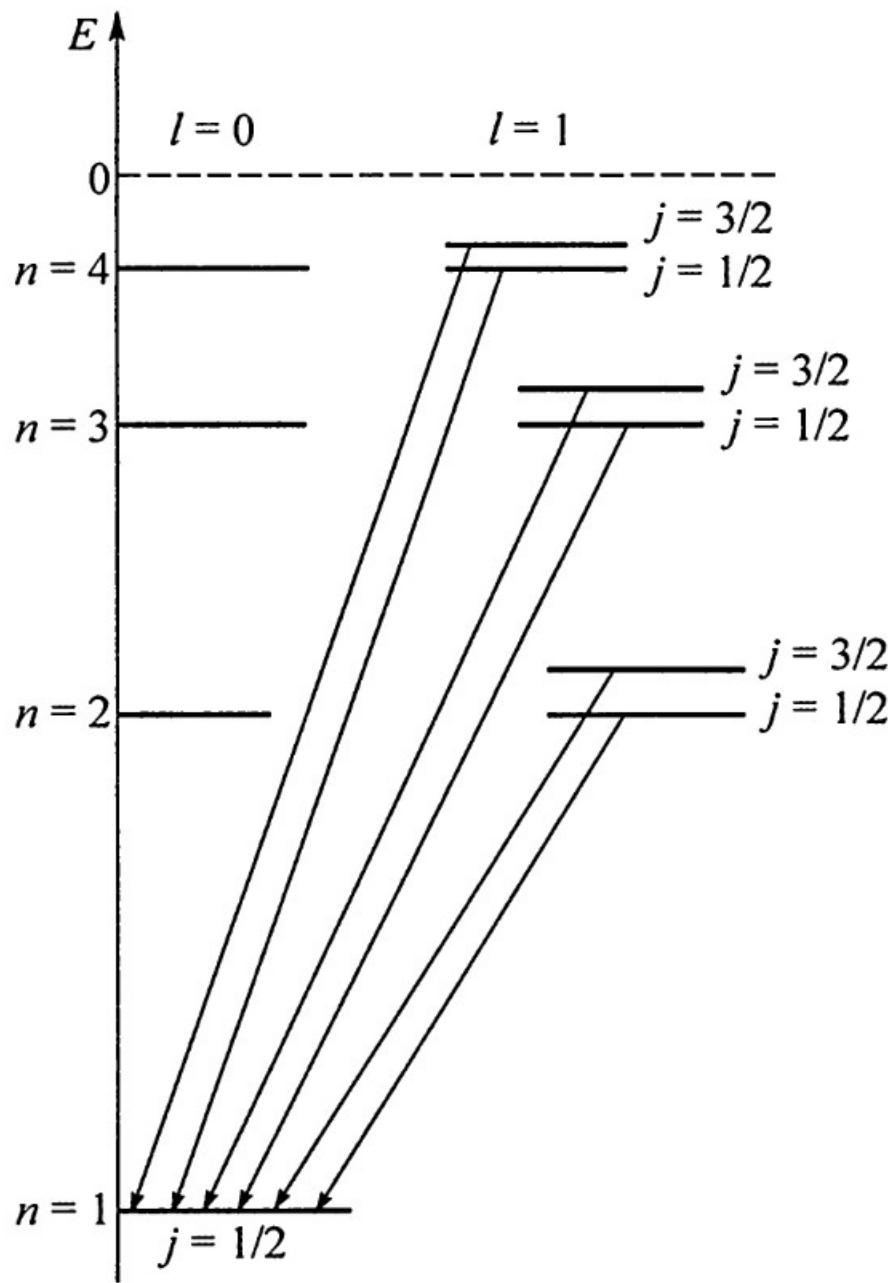
*b*

На рисунке хорошо видно расщепление энергетических уровней всех состояний с определенными значениями  $n$  и  $l$  (кроме  $s$ -состояний) на два близких подуровня. Также видно, что энергии состояний с одинаковыми квантовыми числами  $n$  и  $j$  не зависят от орбитального квантового числа  $l$ . Например, энергии состояний  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  совпадают.

### **Тонкая структура серии Лаймана.**

Серия Лаймана в спектре излучения атома водорода образуется при переходе в основное состояние с главным квантовым числом  $n = 1$  из возбужденных состояний с  $n > 1$ . Основное состояние является  $s$ -состоянием и характеризуется квантовыми числами  $n = 1$ ,  $l = 0$ ,  $j = 1/2$ . → В соответствии с правилом отбора  $\Delta l = \pm 1$  все переходы в данном случае происходят из  $p$ -состояний.

В  $p$ -состояниях ( $l = 1$ ) квантовое число  $j$  может принимать значения  $3/2$  и  $1/2$  → каждый  $p$ -уровень боровской модели атома водорода расщепляется на два близких подуровня  $E_{n,1/2}$  и  $E_{n,3/2}$ . Переходы из этих состояний в основное не запрещены правилами отбора для квантового числа  $j$  ( $\Delta j = 0, \pm 1$ ) → все спектральные линии серии Лаймана представляют собой дублеты.



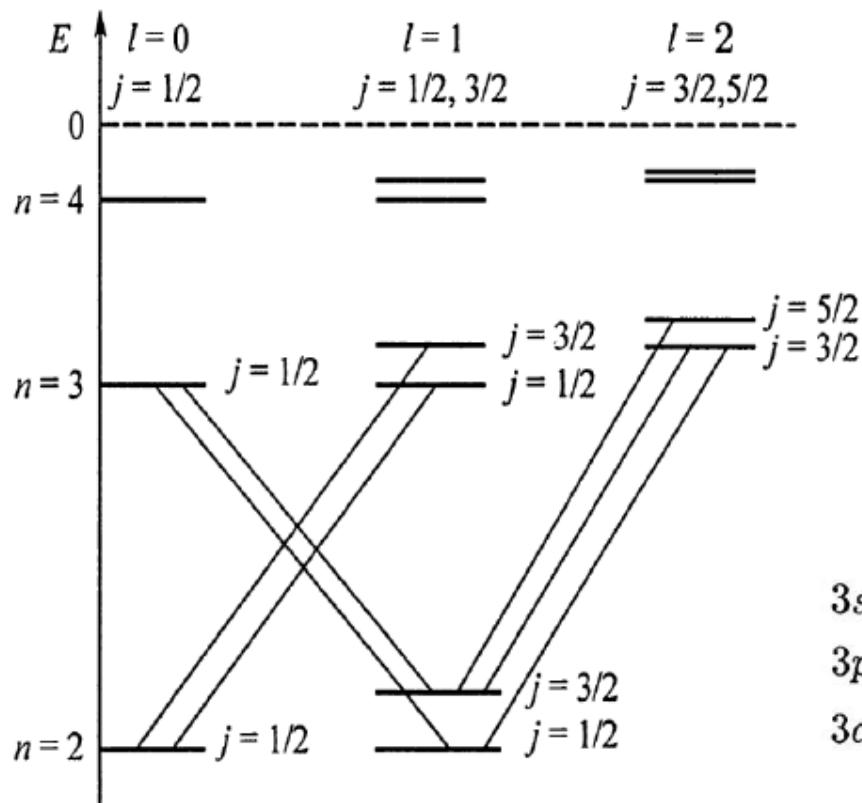
Разность энергий фотонов лаймановского дублета зависит от главного квантового числа возбужденного стационарного  $p$ -состояния и равна

$$\Delta\epsilon = \frac{\alpha^2 Ry}{2n^3}.$$

Видно, что все дублеты состоят из очень близких линий и разность  $\Delta\epsilon$  резко уменьшается с номером линии серии Лаймана. Если для первого дублета  $\Delta\epsilon = \alpha^2 Ry/16 \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$  эВ, то уже для четвертого дублета  $\Delta\epsilon = \alpha^2 Ry/250 \approx 2,9 \cdot 10^{-6}$  эВ. При неограниченном увеличении главного квантового числа  $n$  исходного состояния величина расщепления энергетических уровней  $\Delta\epsilon$  уменьшается до нуля. Таким образом, тонкую структуру спектральных линий серии Лаймана удобнее наблюдать на первых линиях этой серии, образованных переходами электронов из стационарных состояний с малым значением главного квантового числа.

## Тонкая структура серии Бальмера.

Серия Бальмера в спектре излучения атома водорода образуется радиационными переходами в стационарное состояние с главным квантовым числом  $n = 2$  из возбужденных состояний с  $n > 2$ .



Изобразим на энергетической диаграмме всевозможные переходы между стационарными состояниями с главными квантовыми числами  $n = 2$  и  $n = 3$  (первая линия серии Бальмера), а затем найдем те из них, которые разрешены правилами отбора. В соответствии с правилами отбора, имеем следующие семь разрешенных переходов:

$$\begin{aligned}3s_{1/2} &\rightarrow 2p_{1/2}, \quad 3s_{1/2} \rightarrow 2p_{3/2}, \\3p_{1/2} &\rightarrow 2s_{1/2}, \quad 3p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}, \\3d_{5/2} &\rightarrow 2p_{3/2}, \quad 3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}, \quad 3d_{3/2} \rightarrow 2p_{3/2}.\end{aligned}$$

Переход  $3d_{5/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  запрещен правилами отбора, так как при этом  $\Delta j = 2$ .

В действительности не все изображенные на рисунке переходы приводят к излучению на различающихся между собой частотах. Так, поскольку энергия стационарного состояния с учетом спин-орбитального взаимодействия не зависит от орбитального числа, переходы  $3s_{1/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  и  $3p_{1/2} \rightarrow 2s_{1/2}$  сопровождаются испусканием фотонов одинаковой энергии. Аналогично, переходы  $3p_{3/2} \rightarrow 2s_{1/2}$  и  $3d_{3/2} \rightarrow 2p_{1/2}$  также генерируют электроны с совпадающими энергиями.

Согласно (19.2), релятивистские поправки к энергиям стационарных состояний атома водорода приводят к тому, что нижний энергетический уровень ( $n=2$ ) перехода, соответствующего первой спектральной линии серии Бальмера, разделяется на два подуровня с энергиями

$$E_{2,1/2} = -Ry \left( \frac{1}{4} + \frac{5}{64}\alpha^2 \right), \quad (19.12)$$

$$E_{2,3/2} = -Ry \left( \frac{1}{4} + \frac{1}{64}\alpha^2 \right).$$

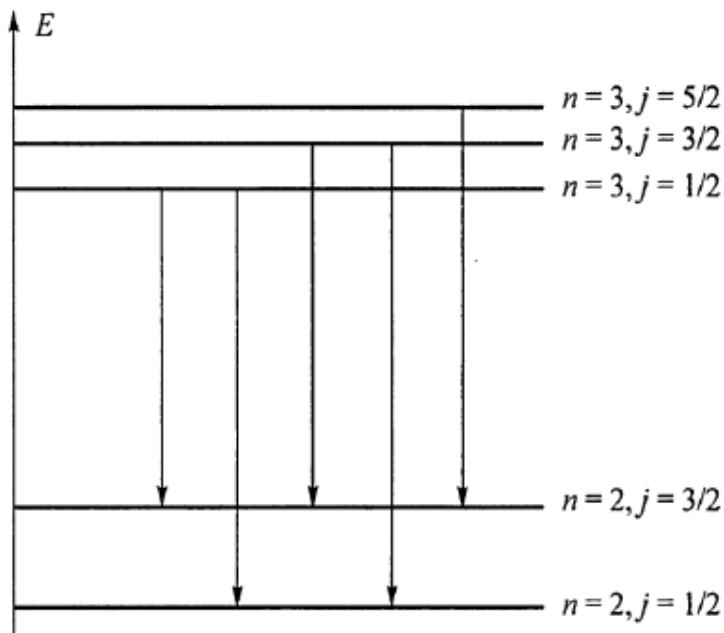
Аналогично, верхний уровень ( $n=3$ ) превратится в три подуровня с энергиями

$$E_{3,1/2} = -Ry \left( \frac{1}{9} + \frac{1}{36}\alpha^2 \right), \quad (19.13)$$

$$E_{3,3/2} = -Ry \left( \frac{1}{9} + \frac{1}{108}\alpha^2 \right),$$

$$E_{3,5/2} = -Ry \left( \frac{1}{9} + \frac{1}{324}\alpha^2 \right).$$

На рисунке приведена энергетическая схема формирования тонкой структуры первой линии серии Бальмера. Длины вертикальных стрелок, изображающих радиационные переходы, качественно отображают соотношение энергий излучаемых фотонов (в действительности разница этих энергий гораздо меньше).



Наиболее длинноволновую компоненту данного мультиплета образует переход между уровнями  $E_{3,1/2}$  и  $E_{2,3/2}$ :

$$\varepsilon_{\min} = E_{3,1/2} - E_{2,3/2} = \text{Ry} \left( \frac{5}{36} - \frac{7}{576} \alpha^2 \right), \quad (19.14)$$

а наиболее коротковолновую – переход между уровнями  $E_{3,3/2}$  и  $E_{2,1/2}$ :

$$\varepsilon_{\max} = E_{3,3/2} - E_{2,1/2} = \text{Ry} \left( \frac{5}{36} + \frac{119}{1728} \alpha^2 \right). \quad (19.15)$$

Разность  $\varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min}$  характеризует ширину тонкого расщепления первой линии серии Бальмера:

$$\Delta\varepsilon = \varepsilon_{\max} - \varepsilon_{\min} = \text{Ry} \frac{35}{432} \alpha^2 \approx 0,081 \text{ Ry} \alpha^2 \approx 5,9 \cdot 10^{-5} \text{ эВ.}$$

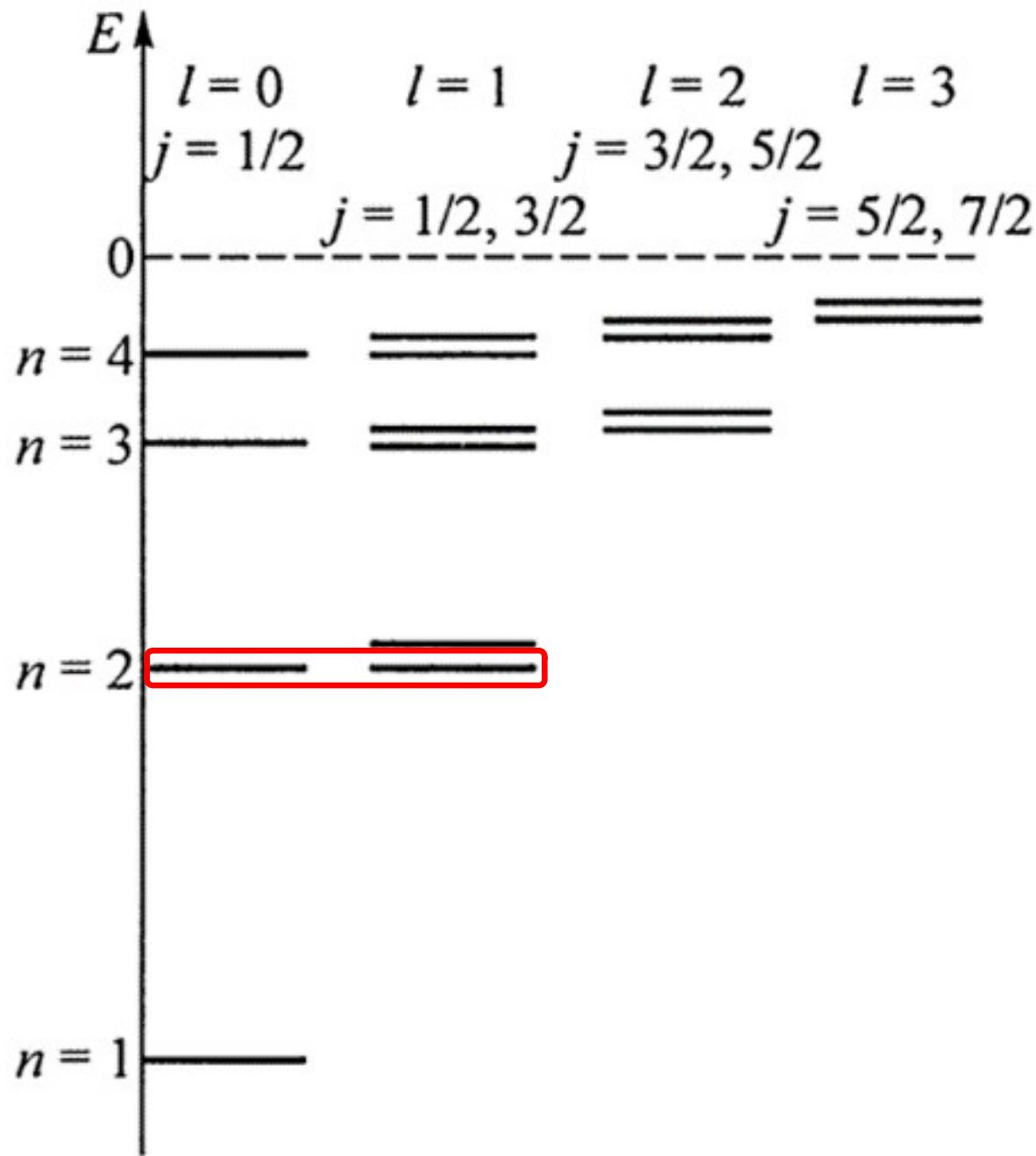
Аналогичные рассуждения можно провести и для других спектральных линий серии Бальмера. Каждая линия серии Бальмера содержит пять компонент тонкой структуры. У любой линии этой серии наиболее длинноволновая компонента тонкой структуры образуется переходом между уровнями энергии  $E_{n,1/2}$  и  $E_{2,3/2}$ , а наиболее коротковолновая – переходом между уровнями  $E_{n,3/2}$  и  $E_{2,1/2}$ , где  $n$  – главное квантовое число начального состояния. Разность энергий излучаемых фотонов для этих компонент представляется как

$$\Delta\epsilon = \epsilon_{\max} - \epsilon_{\min} = \frac{\alpha^2}{2} \text{Ry} \left( \frac{1}{8} + \frac{1}{n^3} \right), \quad n > 2. \quad (19.16)$$

Таким образом, тонкое расщепление спектральных линий серии Бальмера медленно уменьшается с ростом главного квантового числа начального состояния, так как оно в основном определяется разностью энергий конечных состояний  $E_{2,1/2}$  и  $E_{2,3/2}$ . Из (19.16) следует, что при  $n \rightarrow \infty$  разность энергий фотонов компонент тонкой структуры для спектральных линий серии Бальмера стремится к величине  $\Delta\epsilon = \alpha^2 \text{Ry}/16 \approx 4,5 \cdot 10^{-5}$  эВ, т.е. с ростом  $n$  ширина мультиплета уменьшается от  $5,9 \cdot 10^{-5}$  эВ до  $4,5 \cdot 10^{-5}$  эВ.

## **Лэмбовский сдвиг уровней атомных электронов.**

Как обсуждалось выше, согласно релятивистской квантовой теории Дирака, энергии уровней водородоподобной системы с одинаковыми квантовыми числами  $n$  и  $j$  должны точно совпадать независимо от значения орбитального квантового числа  $l$ . Так, главному квантовому числу  $n = 2$  (нижний уровень серии Бальмера) соответствуют три подуровня  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  и  $2p_{3/2}$ . Энергии первых двух из этих уровней должны совпадать, так как они имеют одинаковое квантовое число  $j = 1/2$ .



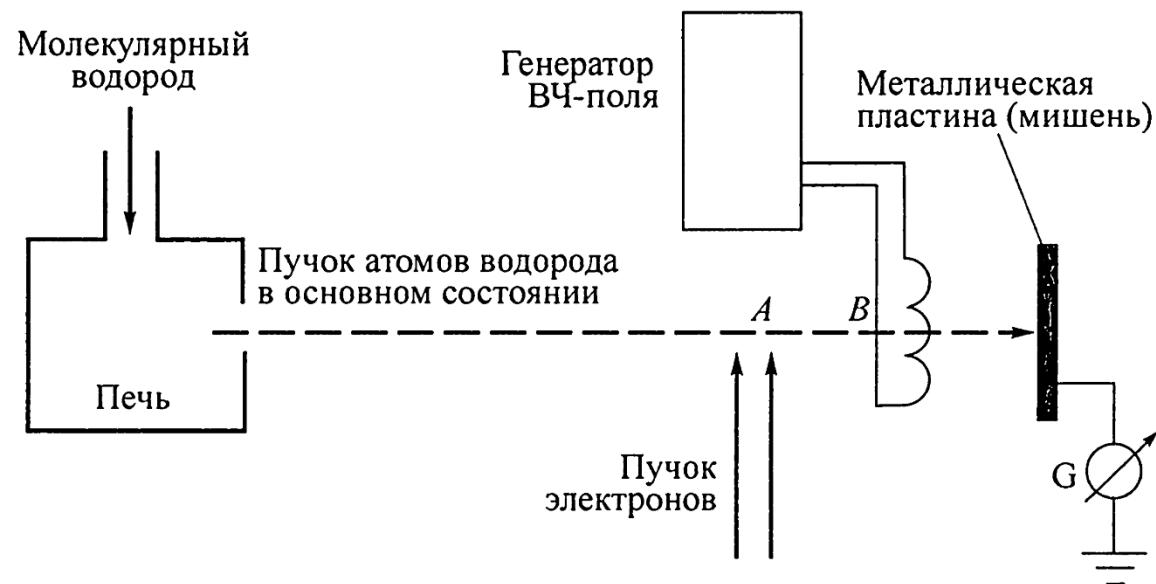
## **Лэмбовский сдвиг уровней атомных электронов.**

Как обсуждалось выше, согласно релятивистской квантовой теории Дирака, энергии уровней водородоподобной системы с одинаковыми квантовыми числами  $n$  и  $j$  должны точно совпадать независимо от значения орбитального квантового числа  $l$ . Так, главному квантовому числу  $n=2$  (нижний уровень серии Бальмера) соответствуют три подуровня  $2s_{1/2}$ ,  $2p_{1/2}$  и  $2p_{3/2}$ . Энергии первых двух из этих уровней должны совпадать, так как они имеют одинаковое квантовое число  $j=1/2$ .

Сомнения в выводах теории о совпадении уровней  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  возникали ещё в 30-х годах 20 в. Расчёты, предсказывающие энергетический сдвиг между этими уровнями, сделал в 1938 г. Дмитрий Блохинцев, но журнал ЖЭТФ отклонил его работу, и она была опубликована лишь в 1958 г. в трудах Д. Блохинцева. Попытки экспериментальной проверки совпадения уровней  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  методами оптической спектроскопии по наблюдению тонкой структуры бальмеровской линии  $H_\alpha$  указывали на возможное расщепление порядка 1000 Гц, но не дали надежных окончательных результатов из-за недостаточно высокого спектрального разрешения аппаратуры. Вопрос был решён в 1947 г. Уиллсом Ю. Лэмбом (Lamb) и Робертом К. Ризерфордом (Rutherford) (не путать с Эрнестом Резерфордом (Rutherford)) с помощью **методов радиоспектроскопии**. Применение таких методов продиктовывалось тем, что ожидаемое расщепление  $\sim 1000$  Гц лежит в области СВЧ; спектроскопия в этой области позволяет обеспечить разрешение до 1 Гц.

Оба стационарных состояния  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  являются возбужденными, при этом уровень  $2p_{1/2}$  является нестабильным (с временем жизни  $\sim 10^{-8}$  с; через это характерное время происходит разрешенный правилами отбора спонтанный переход в основное состояние  $1s_{1/2}$  с испусканием фотона), а уровень  $2s_{1/2}$  – метастабильным (с временем жизни  $\approx 0.122$  с; переход в основное состояние за счёт однофотонного процесса запрещен правилом отбора  $\Delta l = \pm 1$  и может происходить в основном только за счёт двухфотонных процессов, вероятность которых на много порядков меньше).

Схема экспериментальной установки Лэмба-Ризерфорда приведена на следующем рисунке.



Молекулы водорода  $H_2$  в печке подвергались диссоциации на отдельные атомы H. Сформированный с помощью системы диафрагм узкий пучок атомов, находящихся в основном состоянии  $1s_{1/2}$ , направлялся на мишень в виде металлической пластины, соединенной с гальванометром G. Поскольку атомы исходно не были возбуждены, они не передавали энергию электронам мишени → вырывания электронов не происходило, и гальванометр не фиксировал возникновения электрического тока.

Часть атомов можно было перевести в возбужденные состояния  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$ , пропуская их через область A, где на них воздействовал электронный пучок, направленный перпендикулярно пучку атомов (в случае возбуждения атомов ударами электронов правила отбора, справедливые для радиационных переходов, не действуют). Энергия возбуждения равна приблизительно

$$E^* = E_2 - E_1 = \frac{3 Ry}{4} \approx 10,2 \text{ эВ.} \quad (19.17)$$

Атомы в состоянии  $2p_{1/2}$ , достигая мишени, не успевают сохранить это состояние по причине его короткого времени жизни. Каждый из таких атомов, испуская фотон с энергией (19.17), переходит в основное состояние  $1s_{1/2}$  и попадает на мишень. Все достигающие мишени возбуждённые атомы находятся в состоянии  $2s_{1/2}$ . Попав на мишень, они переходят в основное состояние  $1s_{1/2}$ , отдавая свою энергию возбуждения  $E^*$  электронам проводимости. Так как энергия (19.17) значительно превышает работу выхода, возникает эмиссия электронов с поверхности мишени. Гальванометр при этом фиксирует возникновение электрического тока, сила которого пропорциональна количеству атомов водорода, достигающих мишени в возбужденном состоянии  $2s_{1/2}$ .

В эксперименте Лэмба-Ризерфорда в некоторой области пространства, через которую проходил пучок возбужденных атомов (помечено буквой В на рисунке), создавалось ЭМ поле СВЧ диапазона. Если энергии состояний  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  различаются, подбором частоты ЭМ поля можно вызвать вынужденные переходы между этими состояниями. В таких процессах атом переходит из одного состояния в другое, поглотив или испустив фотон с энергией, равной разности энергий  $\Delta E$  этих состояний. Эти переходы происходят с максимальной вероятностью, если частота ЭМ поля соответствует разности энергий  $\Delta E$ .

В опытах Лэмба и Ризерфорда исследовалась зависимость силы тока, проходящего через гальванометр, от частоты ЭМ поля. Было обнаружено, что при частоте  $\nu_r = 1057,90 \pm 0,06$  МГц наблюдается минимум тока. Эта частота соответствует условию резонанса

$$|E(2s_{1/2}) - E(2p_{1/2})| = 2\pi\hbar\nu_r. \quad (19.18)$$

В результате резонансного взаимодействия с ЭМ полем атомы из состояния  $2s_{1/2}$  переходят в состояние  $2p_{1/2}$ , а затем почти мгновенно возвращаются в основное состояние, излучив фотон с энергией (19.17). Поэтому число возбужденных атомов, попадающих на мишень, значительно уменьшается. Как следствие, уменьшается и эмиссия электронов из металла и регистрируемый ток через гальванометр.

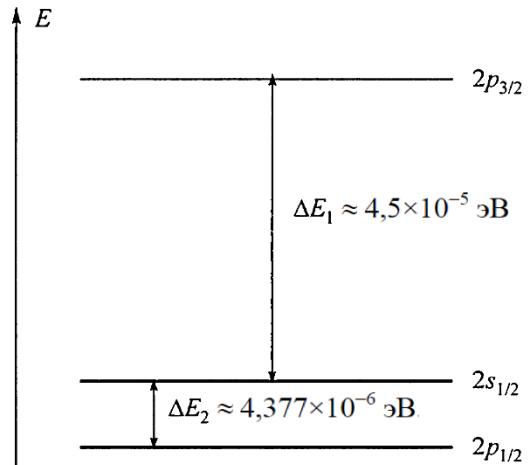
По измеренной частоте  $\nu$ , можно, пользуясь резонансным условием (19.18), определить, что абсолютная величина разности энергий состояний  $2s_{1/2}$  и  $2p_{1/2}$  атома водорода составляет приблизительно  $4,377 \times 10^{-6}$  эВ. Это примерно на порядок меньше разности энергий состояний  $2p_{1/2}$  и  $2p_{3/2}$ , определяющей тонкое расщепление первого лаймановского дублета ( $\approx 4,5 \times 10^{-5}$  эВ).

Обнаруженное явление, заключающееся в различии энергий стационарных состояний с разными значениями орбитального квантового числа  $l$  при фиксированных значениях квантовых чисел  $n$  и  $j$ , получило название **лэмбовского сдвига** атомарных энергетических уровней.

В дальнейшем лэмбовский сдвиг был экспериментально обнаружен и в ряде других атомов и ионов. Для дейтерия соответствующая частота  $\nu$ , составляет 1058,9 МГц, для иона  $\text{He}^+$  – 14046,3 МГц. Для тяжелых элементов величина лэмбовского сдвига достигает очень больших значений. Так, для водородоподобного иона урана эта величина составляет  $\Delta E_{\text{Lamb}} \approx 468$  эВ.

Обнаружение лэмбовского сдвига стало одним из важных экспериментов, подтвердивших теоретические выводы квантовой электродинамики, созданной в основном в 40<sup>е</sup>–50<sup>е</sup> годы 20 в. В 1955 году за свою работу У.Ю. Лэмб был удостоен Нобелевской премии. Объяснение лэмбовского сдвига было дано Хансом Бете в год его открытия. Расчёты показали, что энергия стационарного состояния  $2s_{1/2}$  превышает энергию стационарного состояния  $2p_{1/2}$ .

Относительное расположение энергетических подуровней уровня  $n=2$  атома водорода с учетом лэмбовского сдвига изображено на рисунке.



Согласно рассмотрению в рамках квантовой электродинамики, основной вклад в величину лэмбовского сдвига дают два **радиационных эффекта**:

- 1) испускание и поглощение связанным электроном виртуальных фотонов, приводящие к изменению эффективной массы электрона и возникновению у него аномального магнитного момента;
- 2) виртуальное рождение и аннигиляция электронно-позитронных пар (т.н. **поляризация вакуума**), искажающие кулоновский потенциал ядра на расстояниях порядка комптоновской длины волны электрона ( $\sim 4 \times 10^{-11}$  см).

Оба указанных эффекта, вообще говоря, зависят от локализации электрона относительно ядра (т.е. от вида пространственной части электронной ВФ, которая для  $s$ - и  $p$ -состояний различна). Поскольку комптоновская длина волны электрона на несколько порядков меньше характерного расстояния от электрона до ядра как в  $2s$ -, так и  $2p$ -состояниях, второй из указанных эффектов даёт лишь малый (порядка 3%) вклад в лэмбовский сдвиг. Определяющий вклад в этот сдвиг даёт первый из указанных эффектов. Взаимодействие с виртуальными фотонами приводит к эффекту «дрожания» электрона, что, на классическом языке, искажает его траекторию и тем самым изменяет среднюю за период энергию его взаимодействия с кулоновским центром. Поскольку, в рамках этой картины,  $s$ -электрон движется по более вытянутой траектории, т.е. подходит ближе к ядру, искажение его траектории сильнее изменяет (уменьшает) энергию его кулоновского взаимодействия с ядром и, следовательно, даёт большую добавку к энергии, чем для  $p$ -электрона.

