

Сегодня: суббота, 29 октября 2016 г.



Краткий курс лекций по физике

Кузнецов Сергей Иванович
доцент к. ОФ ЕНМФ ТПУ

pptcloud.ru



Тема 2. ВОДОРОДОПОДОБНЫЕ СИСТЕМЫ В КВАНТОВОЙ МЕХАНИКЕ

**2.1. Квантовомеханическая картина
строения
атома**

2.2. Квантовые числа

**2.3. Пространственное квантование
(Магнитное квантовое число)**

**2.4. Спин электрона. Опыт Штерна и
Герлаха**

**Дополнение
механической
планетарной модели
Резерфорда
квантовыми
постулатами Бора-
Зоммерфельда -**

**приводит к согласию с
экспериментальными
данными Ангстрема,
Бальмера, Зеемана и
других исследователей.**

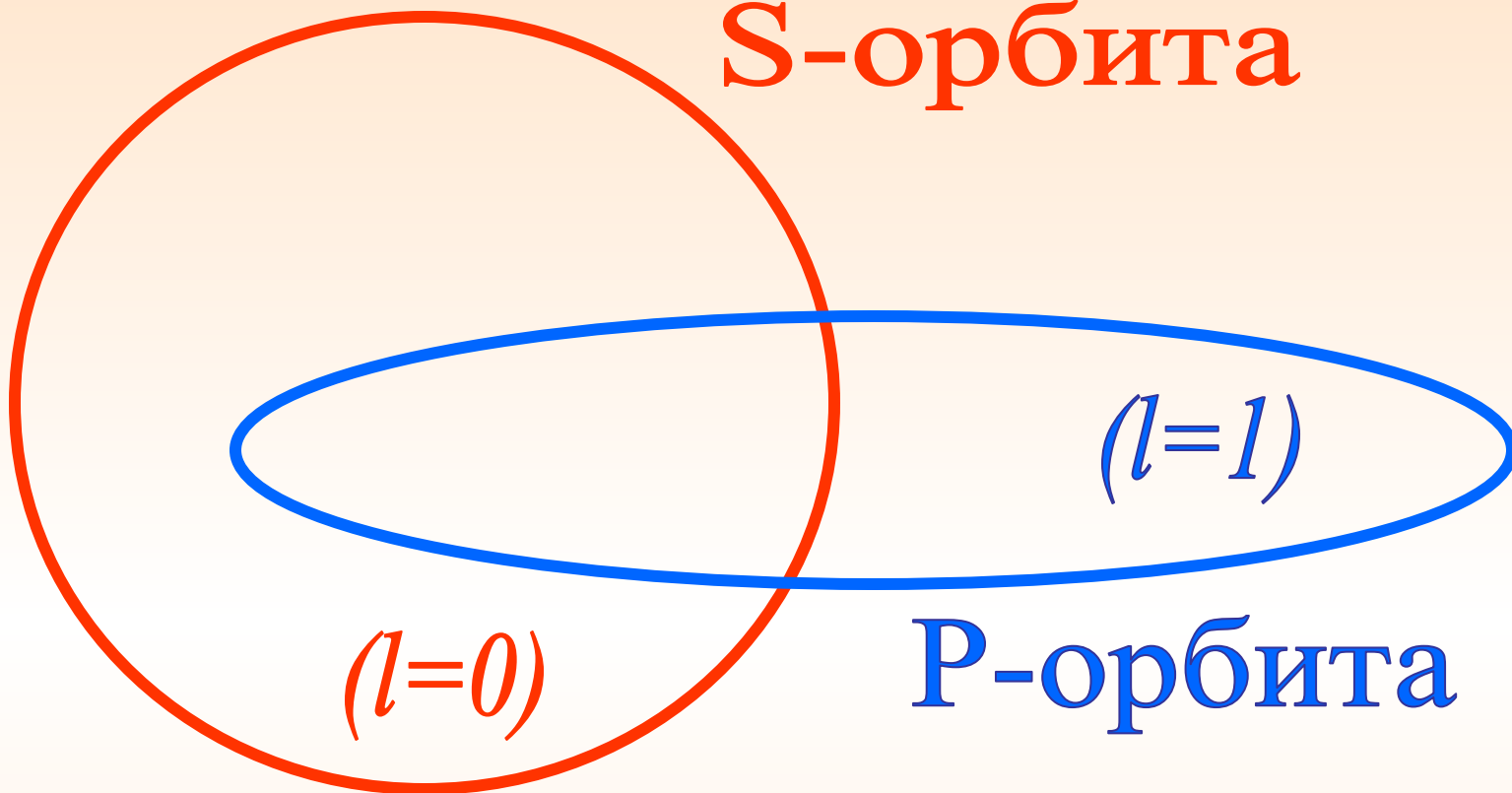
И все же

**Теория Бора-Зоммерфельда
использовала два
принципиально различных
подхода:**

**понятие непрерывной
траектории механики
Ньютона,**

**- представление о дискретных
квантовых состояниях.**

S-орбита



P-орбита

Геометрическое
(пространственное)
описание

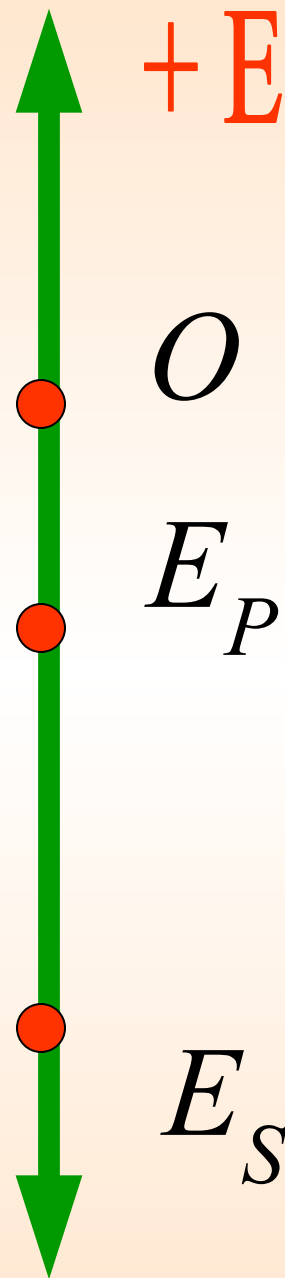
(непрерывность)

Энергетическое
описание

(ДИСКРЕТНОСТЬ)

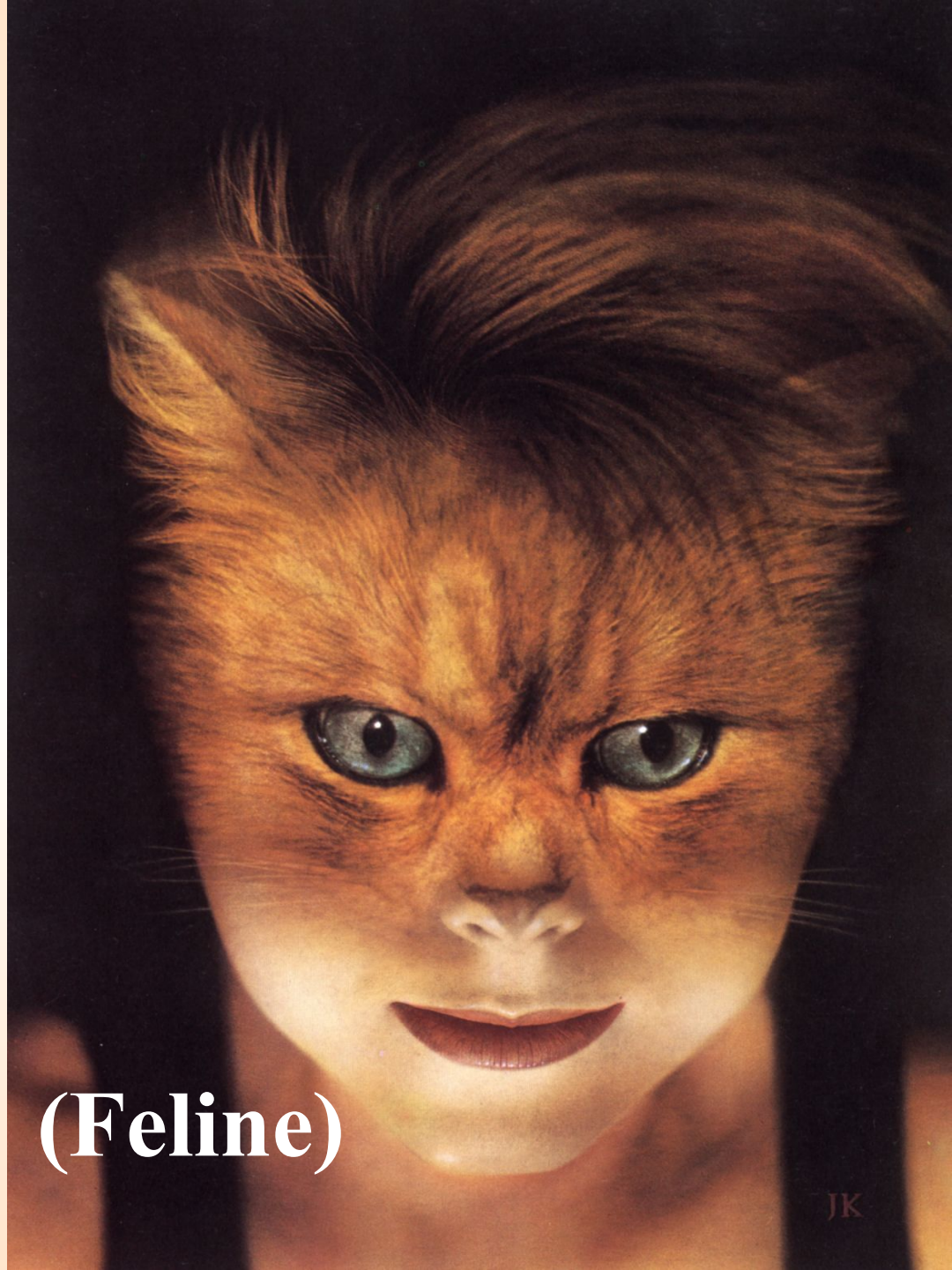
$$E_P - E_S$$

- E



**Аналогия
теории Бора -
Зоммерфельда
как слияния
двух описаний
микромиира**

(Feline)



**Дальнейшее развитие
квантовой механики
привело к отказу от
механической картины
движения электрона в
поле ядра.**

**Планетарная модель
была заменена
КВАНТОВО-ВОЛНОВЫМ
описанием строения
атома.**

2.1. Квантовомеханическая картина строения атома

На прошлой лекции мы обсуждали **ограниченность боровской теории строения атома**. Рассмотрим теперь **квантовомеханическую теорию атомов, гораздо более полную, чем старая теория Бора**. Она сохраняет некоторые аспекты старой теории.

Например, электроны могут находиться в атоме только в дискретных состояниях с определенной энергией; при переходе электрона из одного состояния в другое испускается (или поглощается) фотон. Но квантовая механика – не просто обобщение теории Бора.

Она представляет собой гораздо более глубокую теорию и рисует совершенно иную картину строения атома.

Согласно квантовой механике, не существует определенных круговых орбит электронов, как в теории Бора.

В силу волновой природы электрон «размазан» в пространстве, подобно «облаку» отрицательного заряда.

Для основного состояния атома можно вычислить:

$$\Psi(r) = \sqrt{\frac{1}{\pi r_1^3}} e^{-\frac{r}{r_1}}, \quad (1)$$

где $\Psi(r)$ – волновая функция положения, зависящая от расстояния r до центра;
 r_1 - радиус первой боровской орбиты.

Электронное облако в основном состоянии водорода сферически-симметрично как показано на рисунке

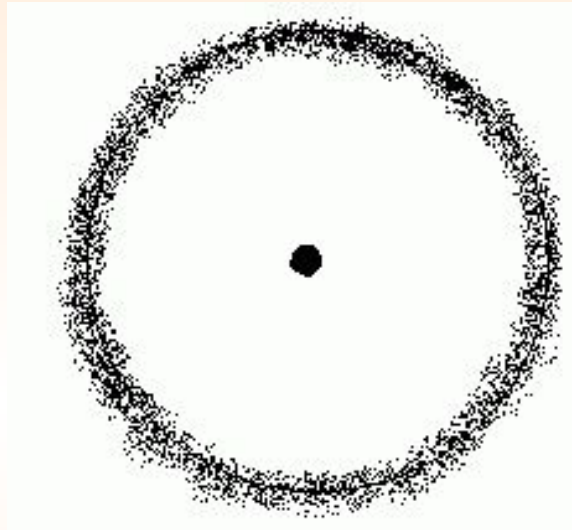


Рисунок 1

Электронное облако грубо характеризует «размеры» атома, но, поскольку облако может не иметь четко выраженные границы, *атомы также не имеют ни точной границы, ни одного определенного размера.*

Как мы увидим в дальнейшем, не все электронные облака сферически-симметричны. Обратите внимание на то, что хотя функция $\Psi(r)$ при больших радиусах r , как следует из приведенного выше выражения сильно убывает, она не обращается в нуль на конечных расстояниях.

Квантовая механика утверждает, что основная часть атома не представляет собой пустое пространство.

Т.к. $\Psi \rightarrow 0$ только при $r \rightarrow \infty$, мы заключаем, что и во вселенной не существует в подлинном смысле пустого пространства.

Электронное облако можно интерпретировать как с корпускулярной, так и с волновой точки зрения.

Напомним, что под частицей мы понимаем нечто локализованное в пространстве: в любой момент времени частица занимает вполне определенное положение в пространстве. Следовательно, *размытое в пространстве облако является результатом волновой природы электронов.*

Электронное облако можно также интерпретировать как *распределение вероятностей для данной частицы.*

Если измерить положение электрона 1000 раз, то большинство результатов измерений соответствовало бы точкам, в которых вероятность велика, хотя электрон случайно может оказаться и там, где вероятность мала.

Мы не можем предсказать траектории, по которой будет двигаться электрон.

После измерения положения электрона точно предсказать, *где будет находиться электрон в последующие моменты времени, невозможно.*

Мы можем лишь вычислить вероятность обнаружить электрон в различных точках.

Ясно, что подобная ситуация в корне отличается от классической Ньютоновской физики. Как отмечал впоследствии Н.Бор, *при испускании атомом светового фотона, бессмысленно даже спрашивать, как электрон переходит из одного состояния в другое.*

Решение задачи об энергетических уровнях электрона для водорода (а также водородных систем: атома гелия He^+ , лития Li^{2+} и др.) сводится к задаче о движении электрона в кулоновском поле ядра.

Потенциальная энергия взаимодействия электрона с ядром, обладающим зарядом Ze (для атома водорода $Z = 1$)

$$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (2)$$

где r – расстояние между электроном и ядром.

График функции $U(r)$.

С уменьшением r (при приближении электрона к ядру) функция $U(r)$ неограниченно убывает.

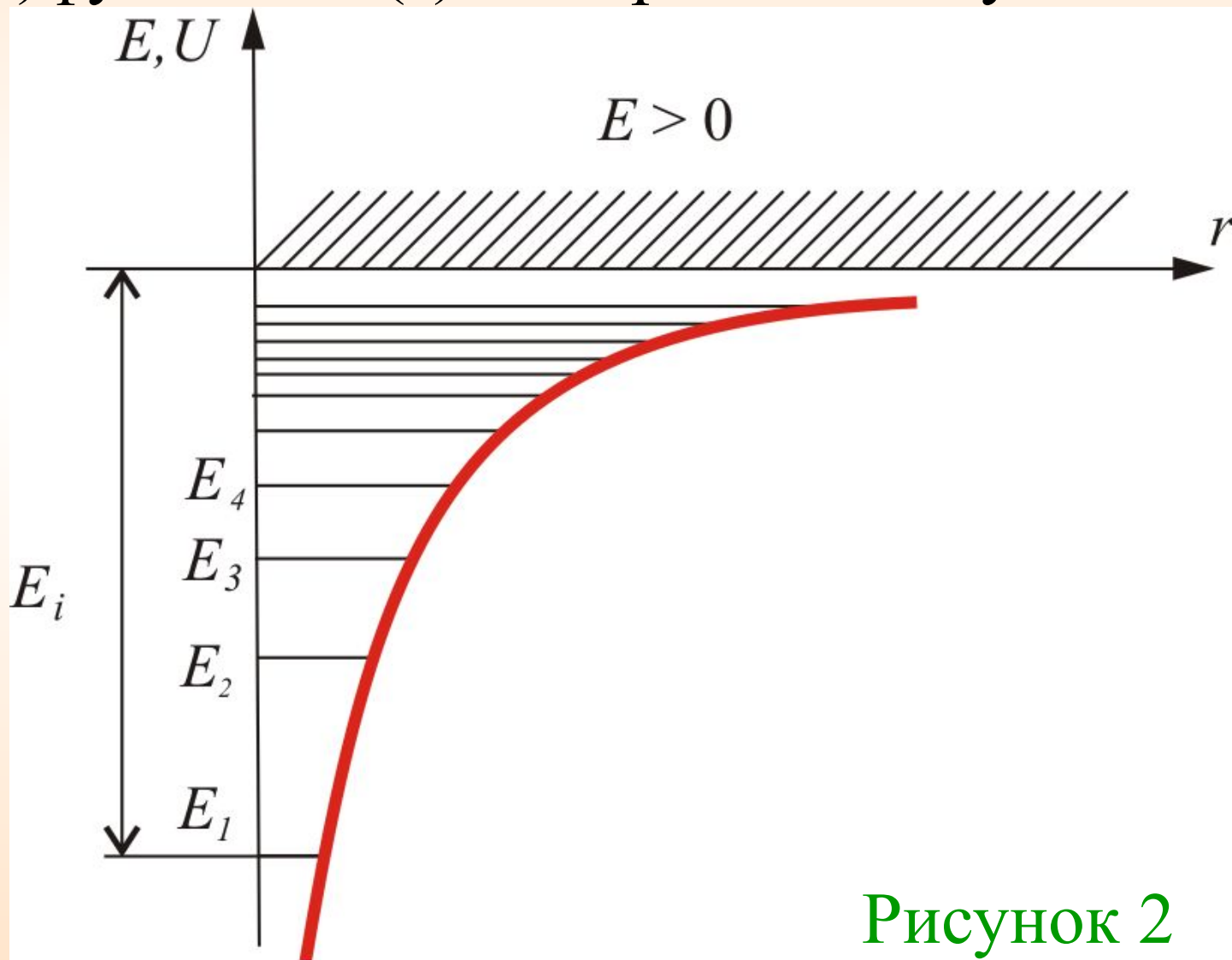


Рисунок 2



Шредингер Эрвин (1887 – 1961) – австрийский физик-теоретик, один из создателей квантовой механики.

Основные работы в области статистической физики, квантовой теории, квантовой механики, общей теории относительности, биофизики. Разработал теорию движения микрочастиц – волновую механику, построил квантовую теорию возмущений – приближенный метод в квантовой механике. За создание волновой механики удостоен Нобелевской премии.

Состояние электрона в атоме водорода описывается волновой функцией Ψ , удовлетворяющей стационарному уравнению

Шредингера:

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r} \right) \Psi = 0 \quad (3)$$

E – полная энергия электрона в атоме.

$U(r) = -\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ - потенциальная энергия

Уравнения типа (3) имеют решение, удовлетворяющее однозначности, конечности и непрерывности волновой функции Ψ , только при собственных значениях энергии:

$$E_n = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 m e^4}{8\pi^2 \epsilon_0^2}$$

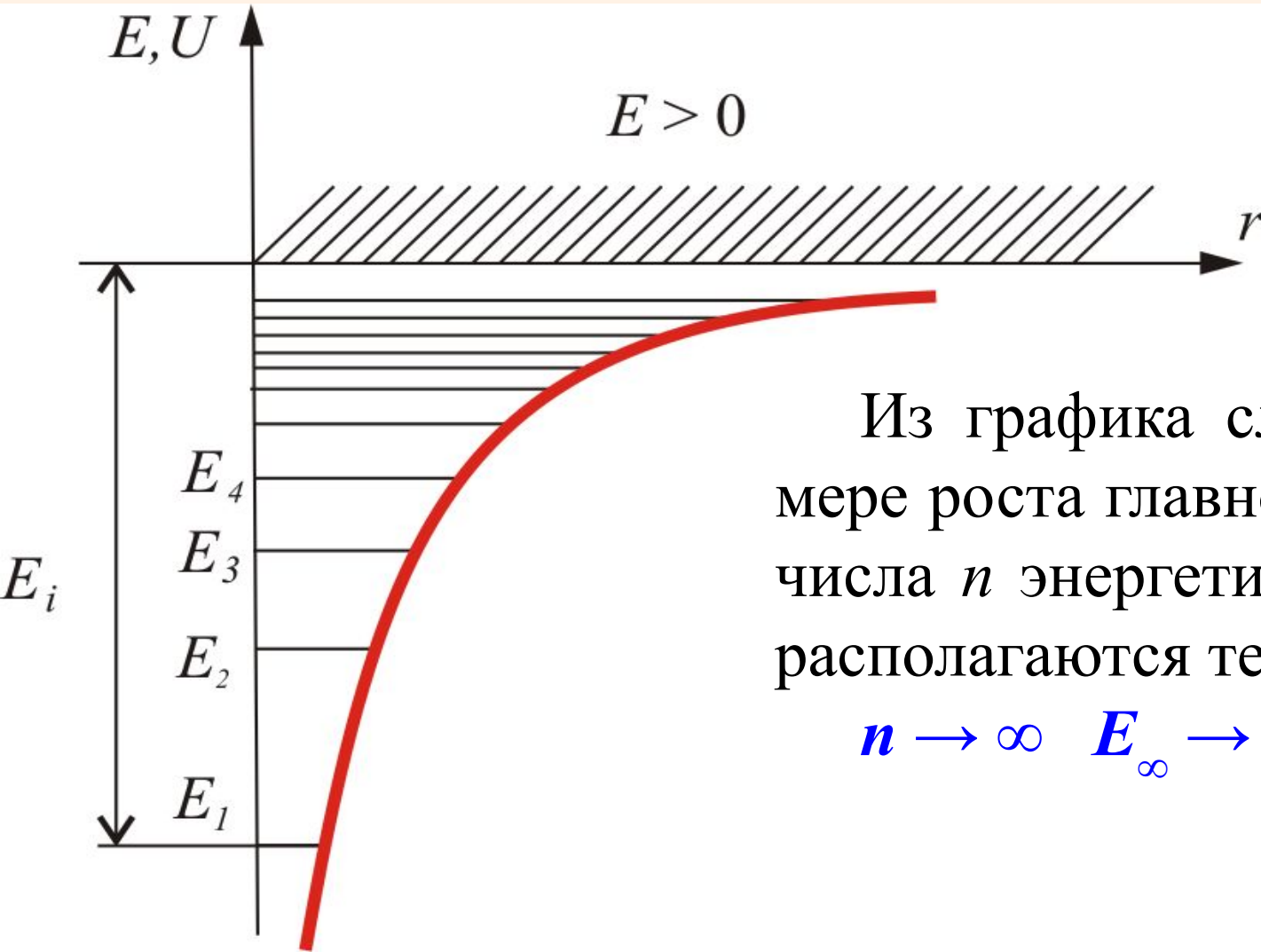
где $n = 1, 2, 3, \dots$, т.е. дискретного набора отрицательных значений энергии.

Как и в случае «потенциальной ямы» с бесконечно высокими стенками, *решение уравнения Шредингера для атома водорода приводит к появлению дискретных энергетических уровней:*



При $E < 0$ движение электрона является связанным — он находится внутри гиперболической «потенциальной ямы». Самый низкий уровень E_1 , отвечающий минимальной возможной энергии — **основной**, все остальные $E_n > E_1$, ($n = 2, 3, 4, \dots$) — **возбужденные**.

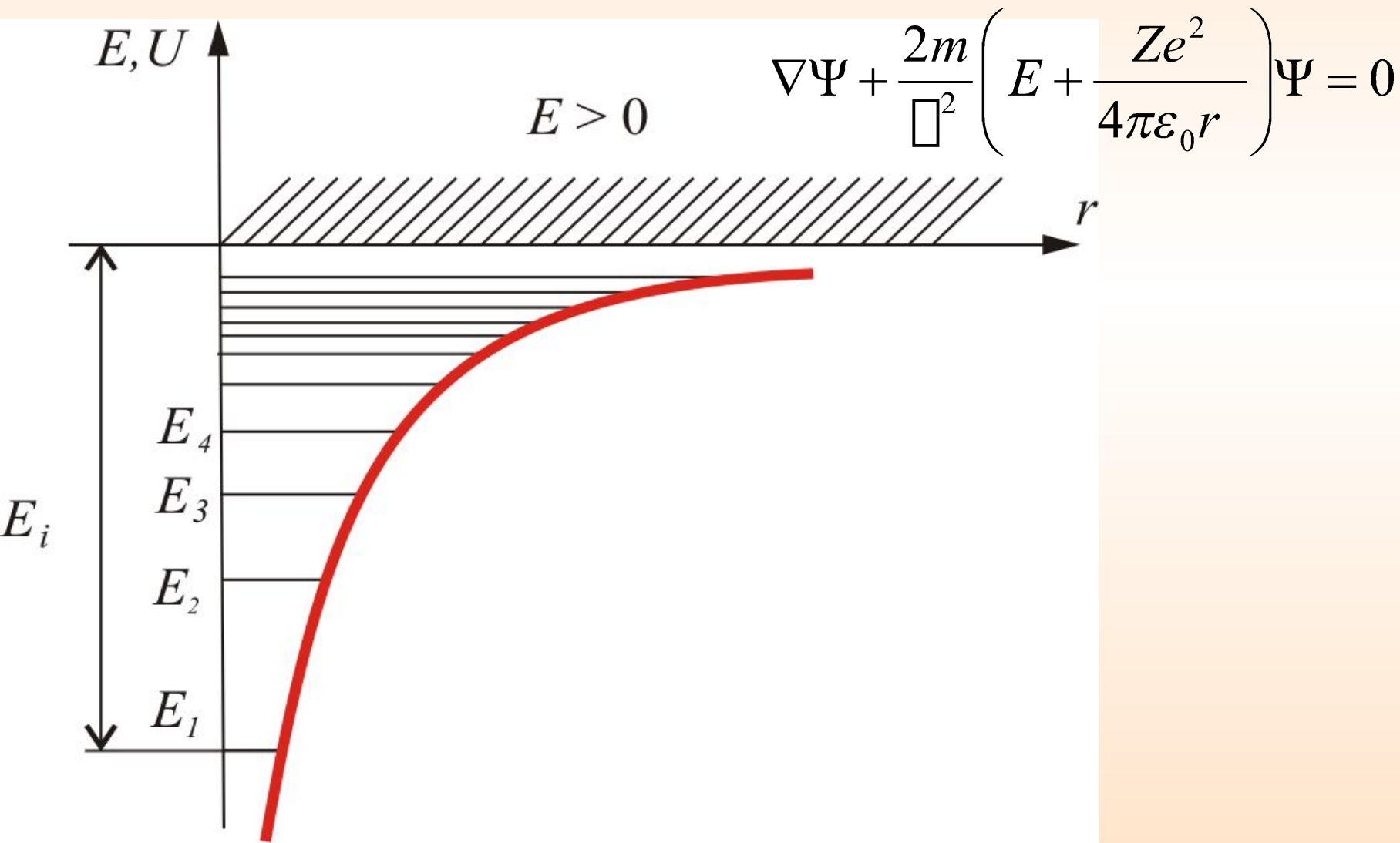
При $E > 0$ движение электрона становится свободным; область $E > 0$ соответствует ионизированному атому.



Из графика следует, что по мере роста главного квантового числа n энергетические уровни располагаются теснее и при

$$n \rightarrow \infty \quad E_{\infty} \rightarrow 0.$$

Итак, если Бору пришлось вводить дополнительные гипотезы (постулаты), то **в квантовой механике дискретные значения энергии, являясь следствием самой теории, вытекают непосредственно из решения уравнения Шредингера:**



2.2. Квантовые числа

В квантовой механике доказывається, что уравнению Шредингера удовлетворяют *собственные функции* Ψ_{nlm} , определяемые *тремя квантовыми числами*:

- *главным n ,*
- *орбитальным l*
- *магнитным m .*

Как уже сказано в предыдущих параграфах – *главное квантовое число n , определяет энергетические уровни электрона* в атоме и может принимать любые целочисленные значения начиная с единицы ($n = 1, 2, 3, \dots$).

Главное квантовое число n характеризует расстояние электрона от ядра – радиус орбиты.

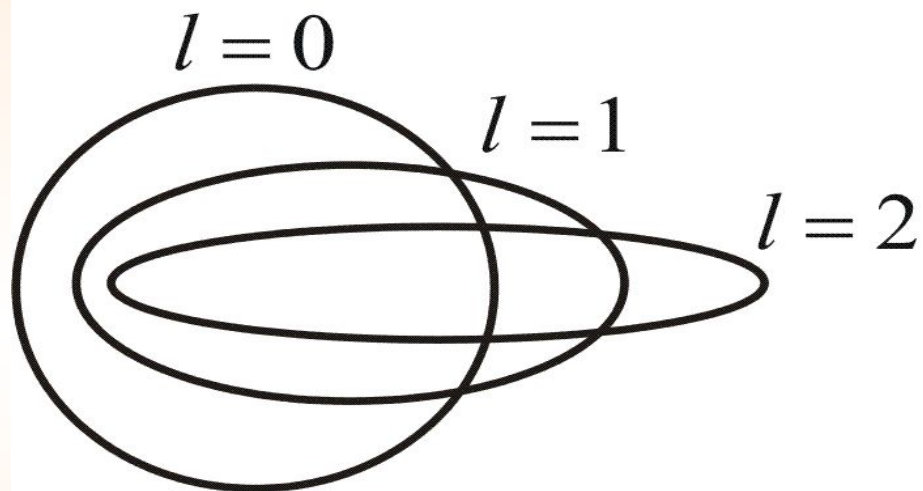
В атомной физике состояния электрона, соответствующие главному квантовому числу n , ($n = 1, 2, 3, 4, \dots$) принято обозначать буквами K, L, M, N, \dots

| | | | | |
|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|-----------------------|
| | 1 | 2 | 3 | 4 |
| n | K | L | M | N |

Орбитальное квантовое число

$$l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$$

характеризует эллиптичность орбиты
электрона и определяет момент импульса
электрона L



Состояния, соответствующие орбитальному числу
 $l = 0, 1, 2, 3, \dots$, также обозначаются буквами
 s, p, d, f, \dots

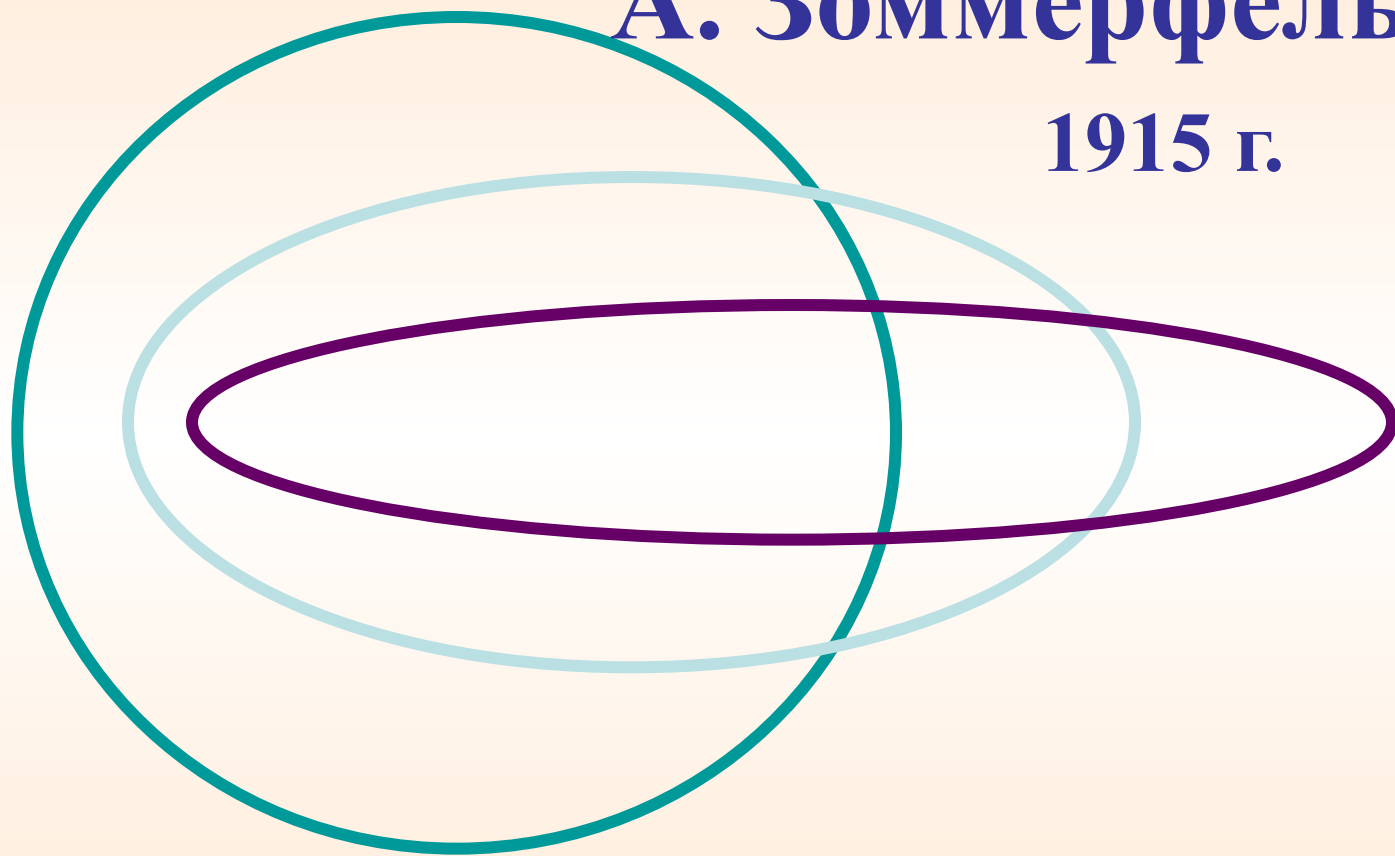
sharp, principal,
diffuse, fundamental

| | | | | |
|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|-----------------|
| | 0 | 1 | 2 | 3 |
| <i>l</i> | <i>s</i> | <i>p</i> | <i>d</i> | <i>f</i> |

Эллиптические орбиты

А. Зоммерфельда

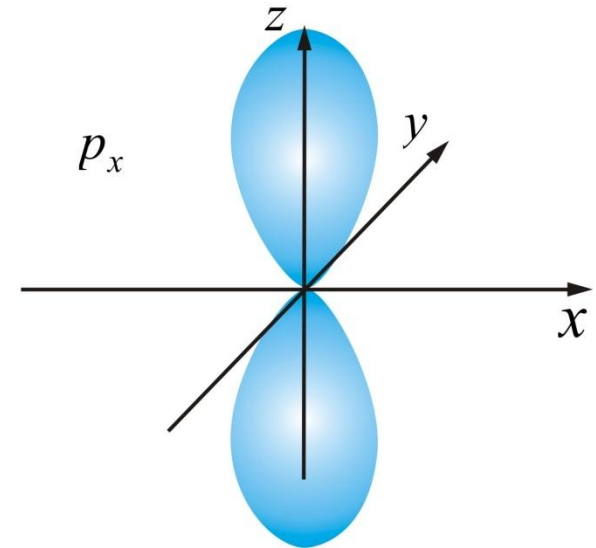
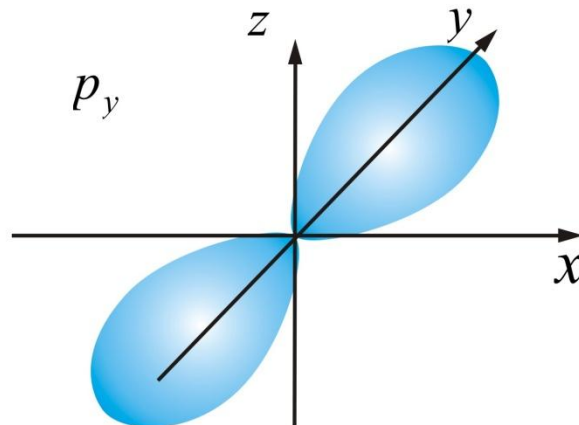
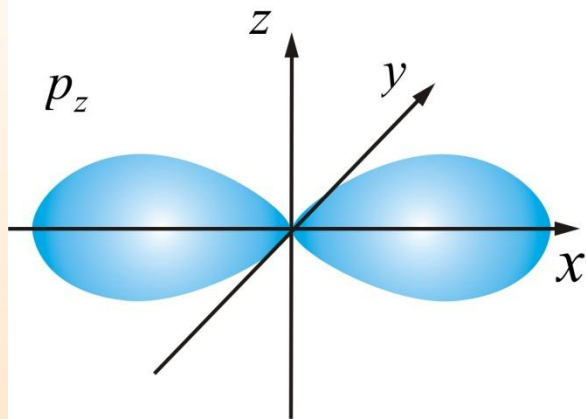
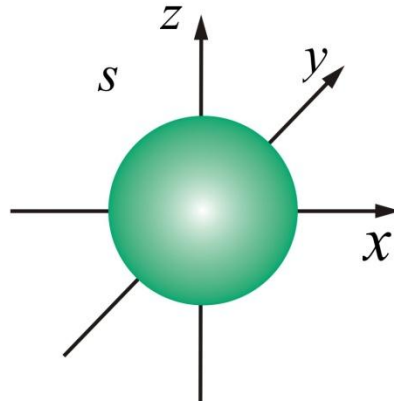
1915 г.



$$l = 1, 2, \dots, (n - 1)$$

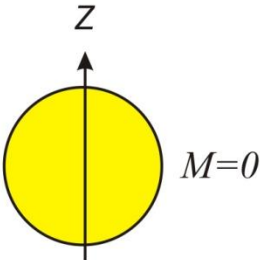
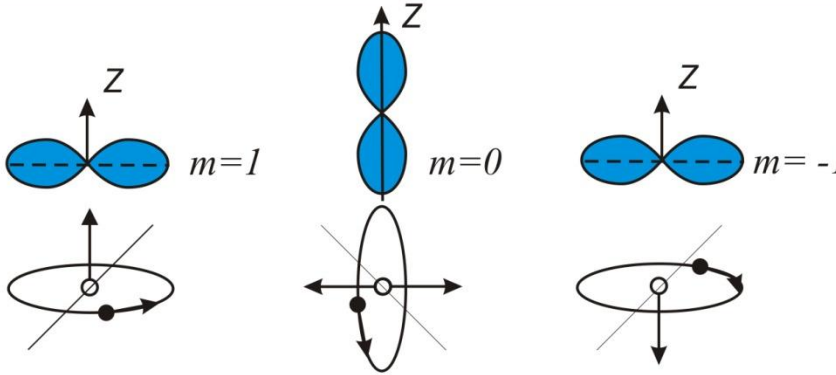
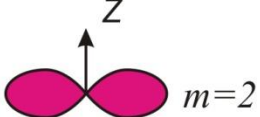
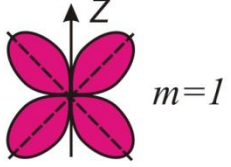
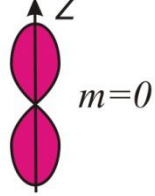
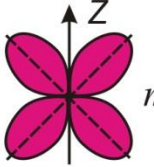
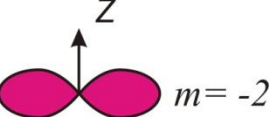
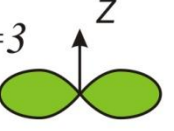
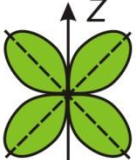
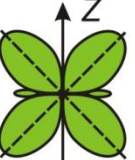
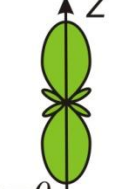
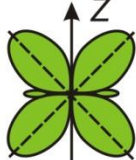
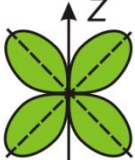
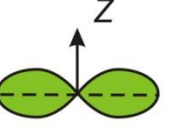
Квадрат модуля функции $|\Psi|^2$ характеризует вероятность найти электрон в заданной точке. **Область пространства, в которой высока вероятность обнаружить электрон (не менее 0,95), называют орбиталью.**

| | | |
|-----|---|---|
| l | 0 | 1 |
| | s | p |



Орбитали часто называют подоболочками оболочек, поскольку они характеризуют формы

разных орбит, на которых можно обнаружить электроны, находящиеся в одной оболочке (при заданном квантовом числе n).

| | | | | | | | |
|-------------|---|--|--|--|---|---|---|
| s-электроны | $l=0$  $M=0$ | p-электроны | $l=1$  $m=1$ $m=0$ $m=-1$ | | | | |
| d-электроны | $l=2$  $m=2$ |  $m=1$ |  $m=0$ |  $m=-1$ |  $m=-2$ | | |
| f-электроны | $l=3$  $m=3$ |  $m=2$ |  $m=1$ |  $m=0$ |  $m=-1$ |  $m=-2$ |  $m=-3$ |

Решая последовательно задачу об электро́не в прямоугольной потенциальной яме мы доказали только то, что *энергия и положение электрона квантуются, т.е. принимают дискретные значения.*

Решая уравнения Шредингера для атома можно получить выражения для энергии, момента импульса и других динамических переменных электрона без привлечения каких-либо постулатов.

Рассмотрим (без вывода) движение электрона в потенциальном поле

$$U = -Ze^2 / r$$

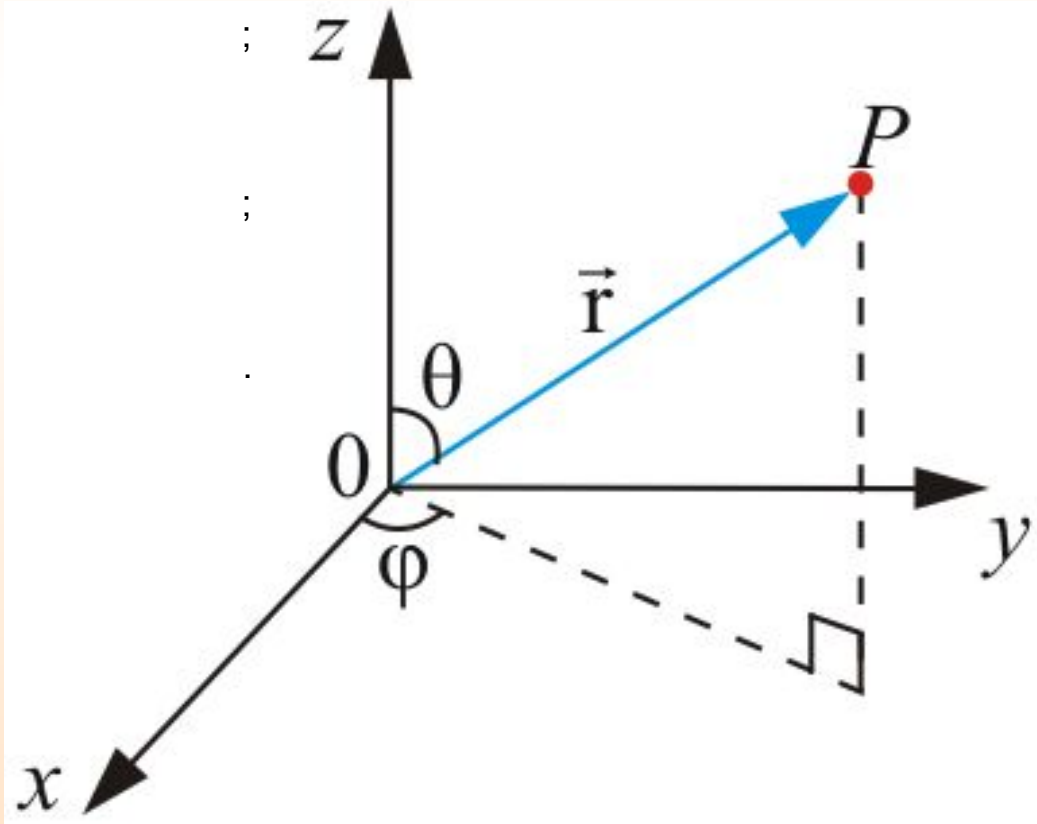
Стационарное уравнение Шредингера

$$\nabla^2 \Psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0 \quad (1)$$

Так как электрическое поле – центрально-симметрично, то для решения этого уравнения воспользуемся сферической системой координат: r , θ , φ .

Воспользуемся сферической системой с координатами (r, θ, φ) , которые связаны с декартовыми координатами, как это следует из рисунка, соотношениями:

$$x = r \sin \theta \cos \varphi \quad y = r \sin \theta \sin \varphi \quad z = r \cos \theta$$



Подставим в (1) выражение оператора Лапласа в сферических координатах, получим уравнение Шредингера в виде:

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \Psi}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(\sin \theta \frac{\partial \Psi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \varphi^2} + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{Ze^2}{r} \right) \Psi = 0 \quad (2)$$

Уравнение (2) имеет решение при всех значениях $E > 0$, это соответствует свободному электрону:

При $E < 0$

$$E_n = -\frac{me^4 Z^2}{2\hbar^2 n^2} \quad \text{где } n = 1, 2, 3, \dots,$$

т.е. энергия принимает дискретные значения.

Вывод такой же как и в теории Бора, но здесь этот вывод получается как естественное следствие из уравнения Шредингера.

В квантовой механике широко используется понятие – *оператор*. Под оператором понимают *правило*, посредством которого одной функции φ сопоставляется другая функция f т.е.

$$f = \hat{Q} \varphi$$

\hat{Q} – символ обозначения оператора.

Есть операторы импульса, момента импульса и т.д.
 $\frac{d}{dt}$ – оператор скорости; $\frac{d^2}{dt^2}$ – ускорения.

Если S – путь, то $\frac{dS}{dt} = v$ – скорость и т.д.

С помощью оператора *стационарное уравнение Шредингера* можно записать в виде

$$\hat{H} \Psi = E \Psi \quad (4)$$

Это традиционный вид записи уравнения Шредингера.

Здесь $\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + U$ — *оператор энергии*.

Воздействуя на Ψ – функцию, полученную при решении уравнения (2) **оператором момента импульса** (движение электрона вокруг ядра осуществляется по криволинейной траектории) **можно получить выражение для момента импульса.**

Для **момента импульса** в квантовой механике вводятся четыре оператора: **оператор квадрата момента импульса** \hat{L}^2

и три оператора проекций момента импульса на оси координат $\hat{L}_x, \hat{L}_y, \hat{L}_z$

$$\hat{L}^2 \Psi = L^2 \Psi$$

Уравнение для момента импульса электрона.

Решение этого уравнения является очень трудным

Ограничимся только конечным результатом:

Собственное значение *орбитального момента импульса электрона* L_e

$$L_e = \hbar \sqrt{l(l+1)} \quad (5)$$

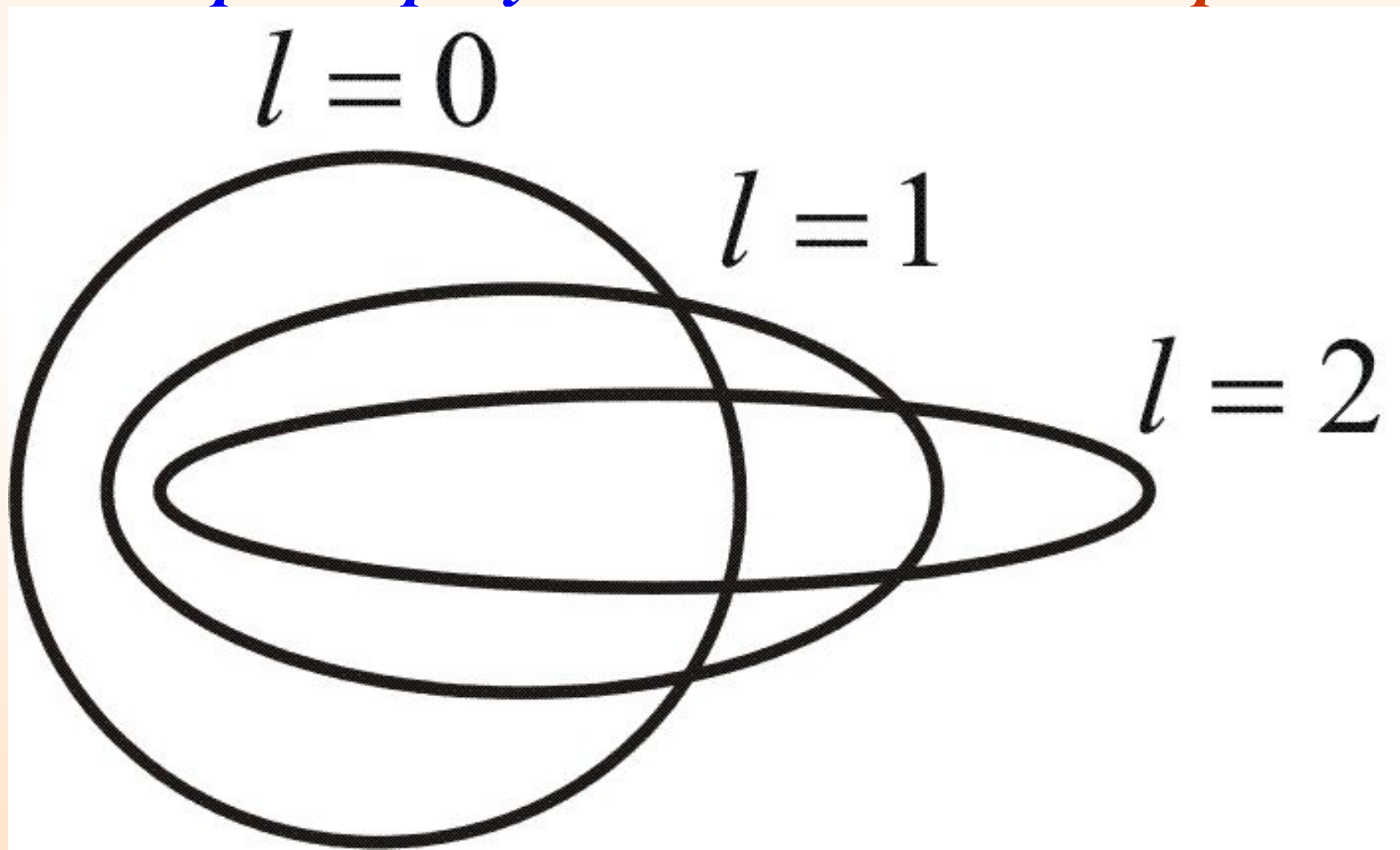
l – орбитальное квантовое число ($l = 0, 1, 2, \dots, n - 1$)

Из этого выражения видно, что *момент импульса электрона в атоме тоже квантуется.*

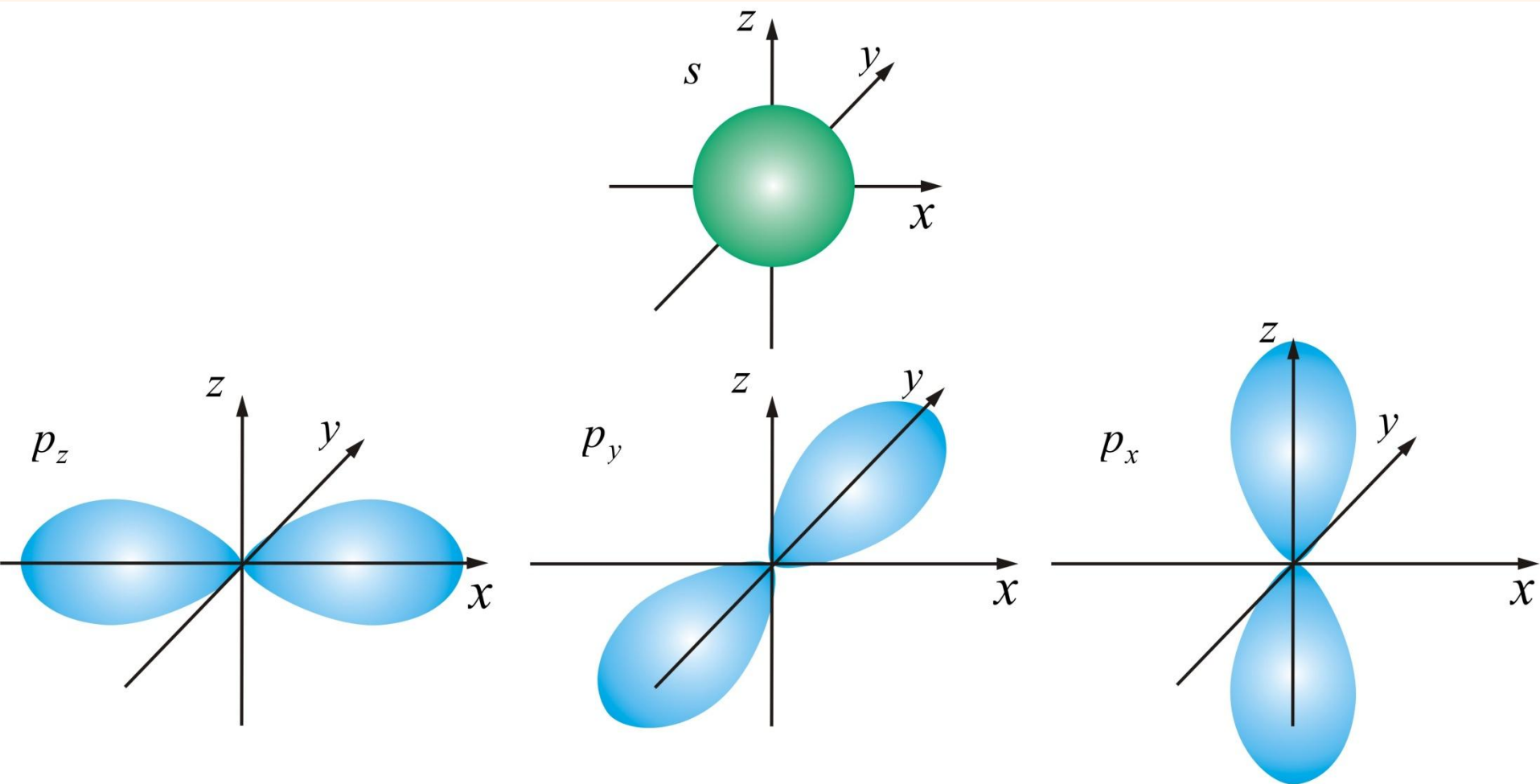
Если обратиться к привычной нам модели атома, то:

n – характеризует среднее расстояние электрона от ядра (радиус орбиты);

l – характеризует эллиптичность орбиты:



Основным состоянием электрона в атоме водорода является s – состояние:



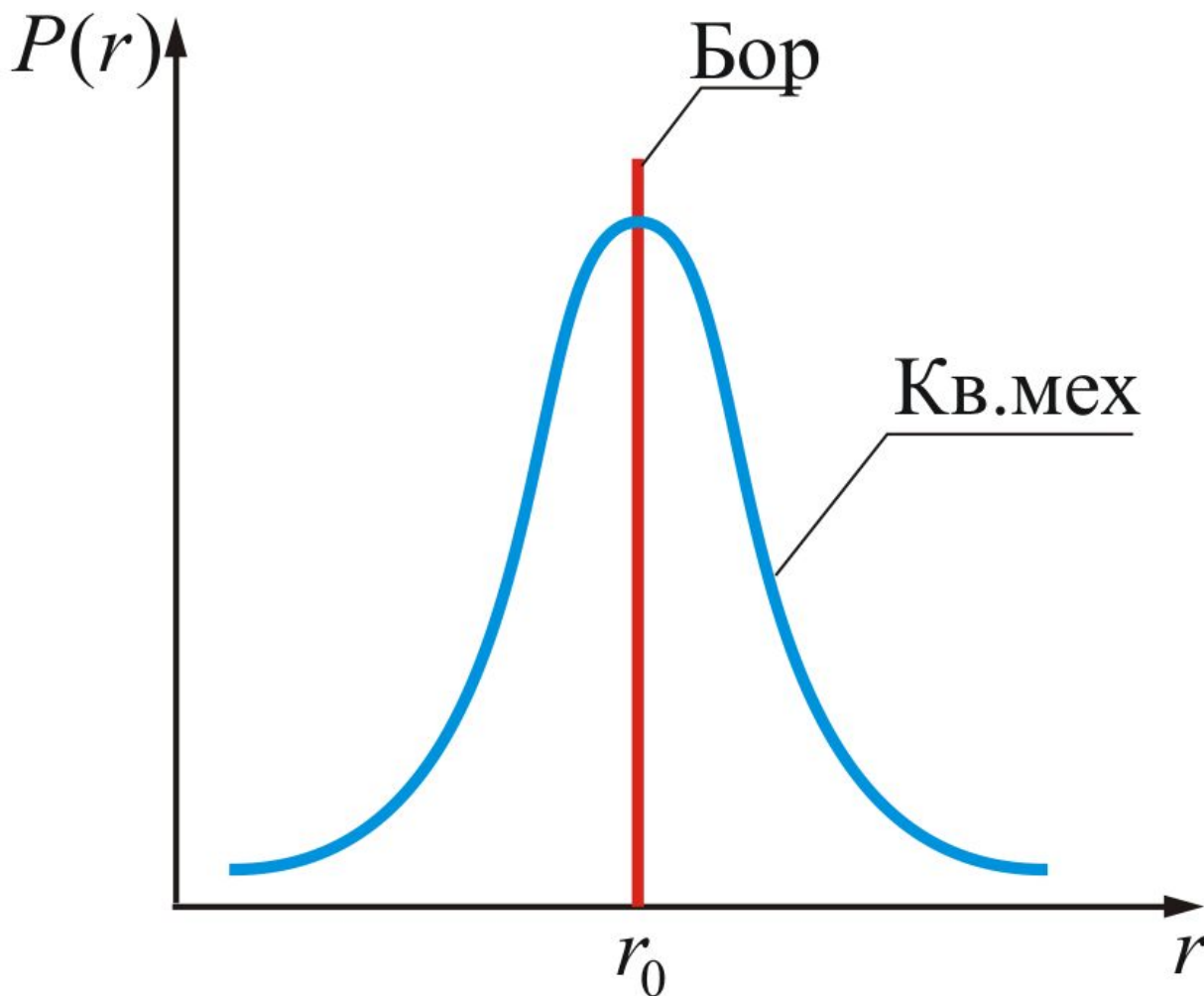
Если вычислить *наиболее вероятное расстояние от ядра для электрона в s -состоянии*, получим:

$$r_1 = \frac{\hbar^2}{me^2} \quad \text{в СИ:} \quad r_1 = \frac{4\pi\epsilon_0\hbar^2}{me^2}$$

– это **первый Боровский радиус**

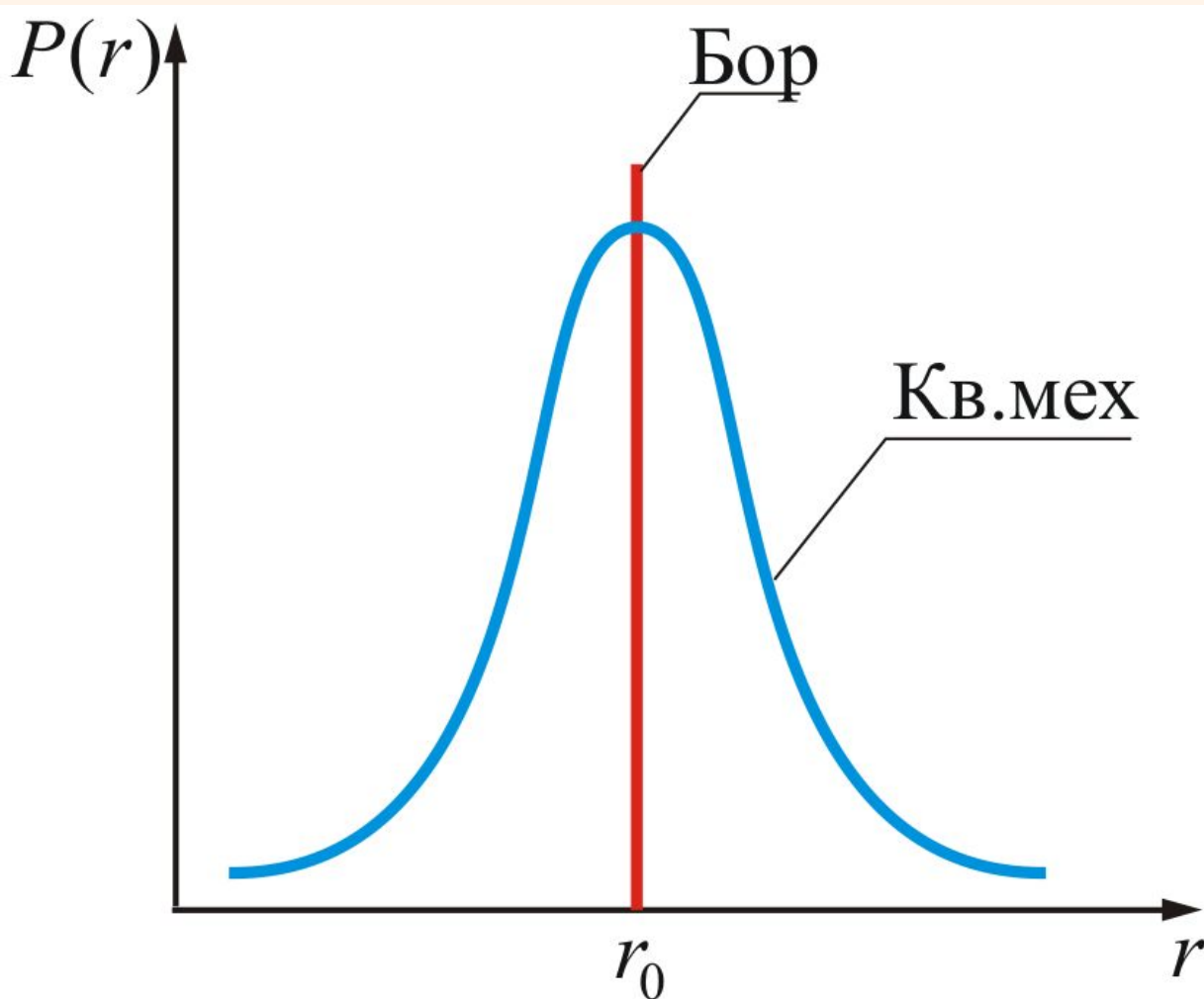
Для других значений n получим выражения, соответствующие следующим Боровским орбитам.

Боровские орбиты электрона представляют собой **геометрическое место точек, в которых с наибольшей вероятностью может быть обнаружен электрон.**



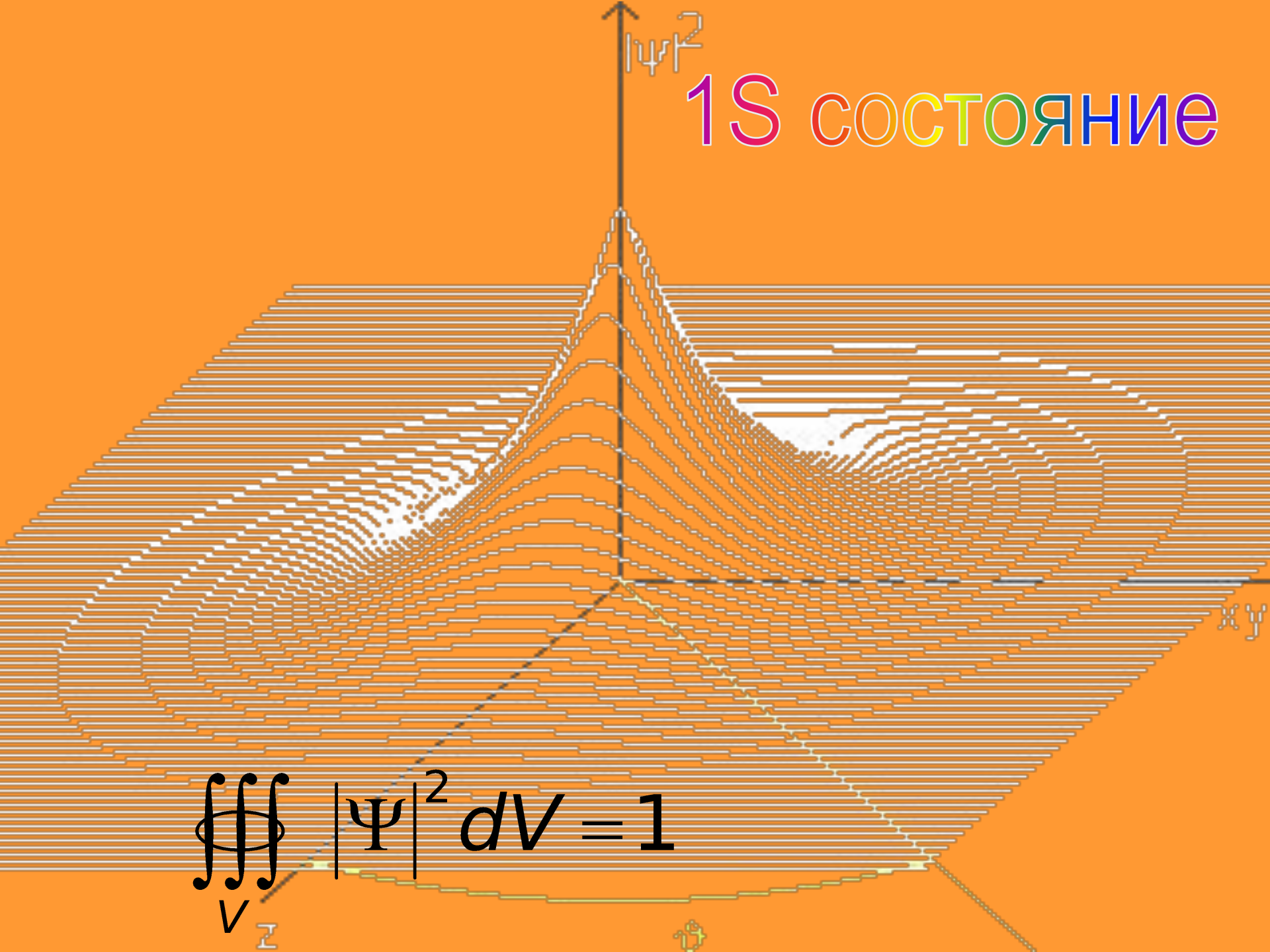
По теории Бора **вероятность нахождения электрона** при любых других значениях r , кроме $r = r_1$, **равна нулю.**

Согласно квантовой механике эта вероятность лишь достигает максимальное значение при $r = r_1$.



Допускается
нахождение
электрона и на
других
расстояниях от
ядра, но
*с меньшей
вероятностью.*

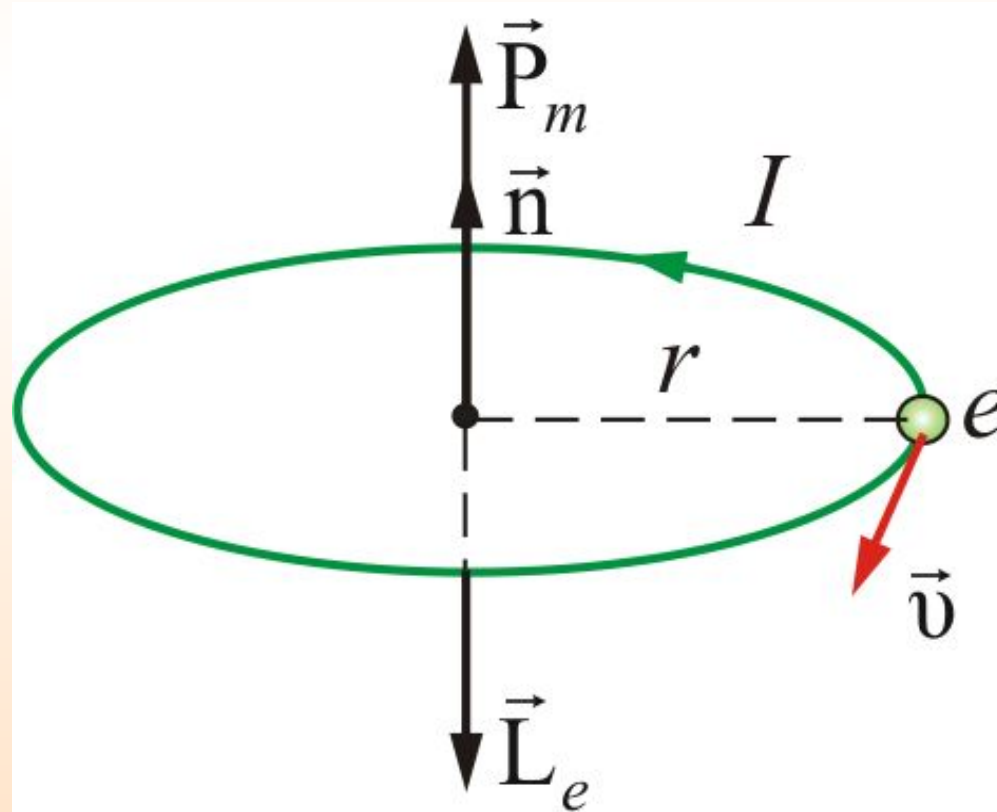
1S состояние



$$\iiint_V |\Psi|^2 dV = 1$$

2.3. Пространственное квантование (магнитное квантовое число)

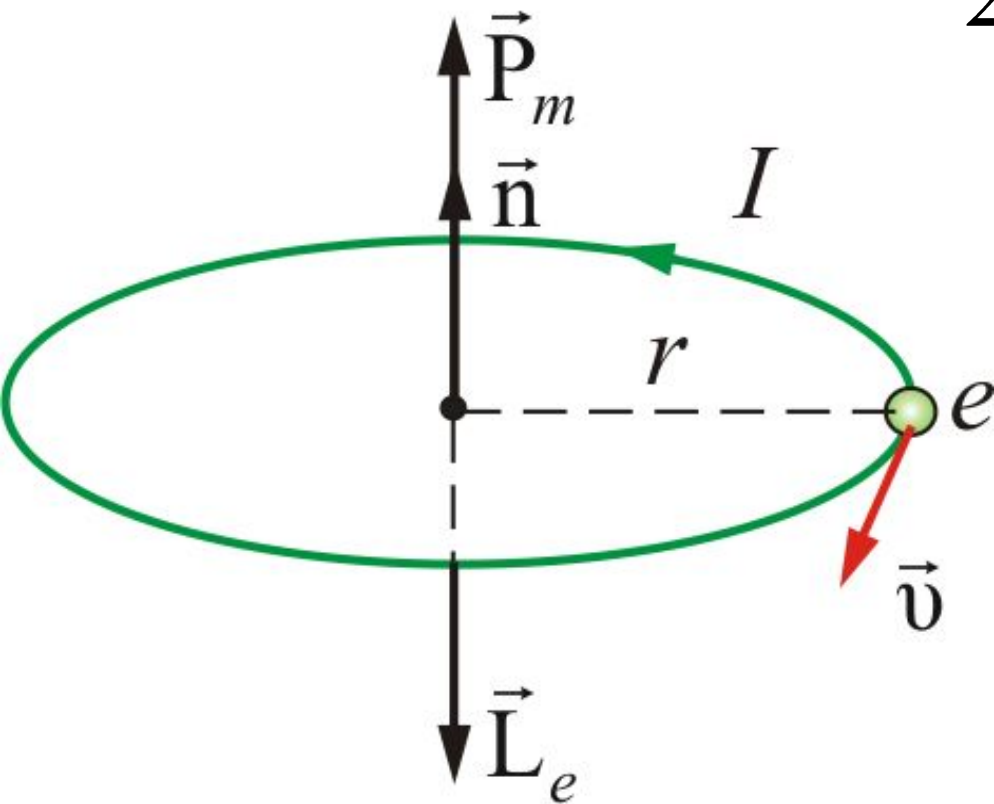
Из курса электричество магнетизма мы знаем, что орбитальный момент импульса электрона \vec{L}_e и пропорциональный ему магнитный момент \vec{P}_m ориентированы перпендикулярно плоскости орбиты электрона и противоположно направлены.



Между \vec{L} и \vec{P}_m существует связь

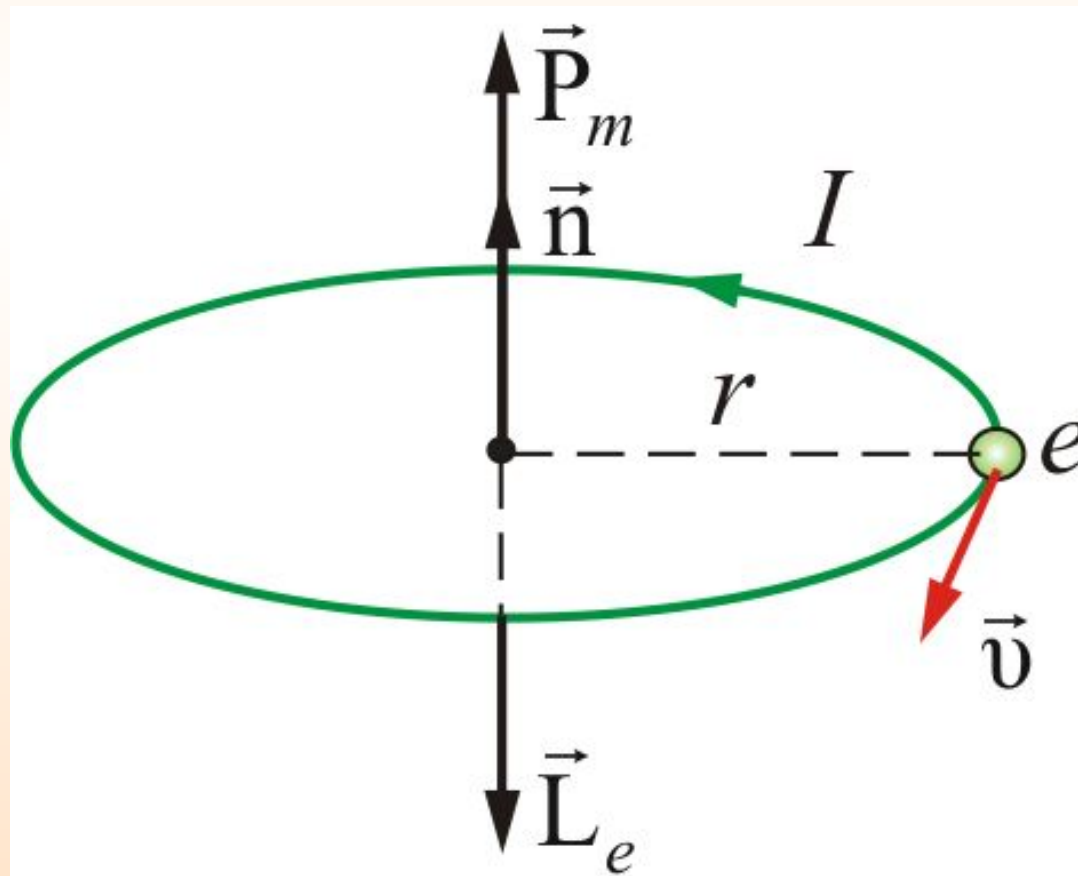
$$\vec{P}_m = -g\vec{L} = -\frac{|e|\hbar}{2m} \vec{L}$$

$g = \frac{|e|\hbar}{2m} \mu_B$ – орбитальное
гиромагнитное
отношение.

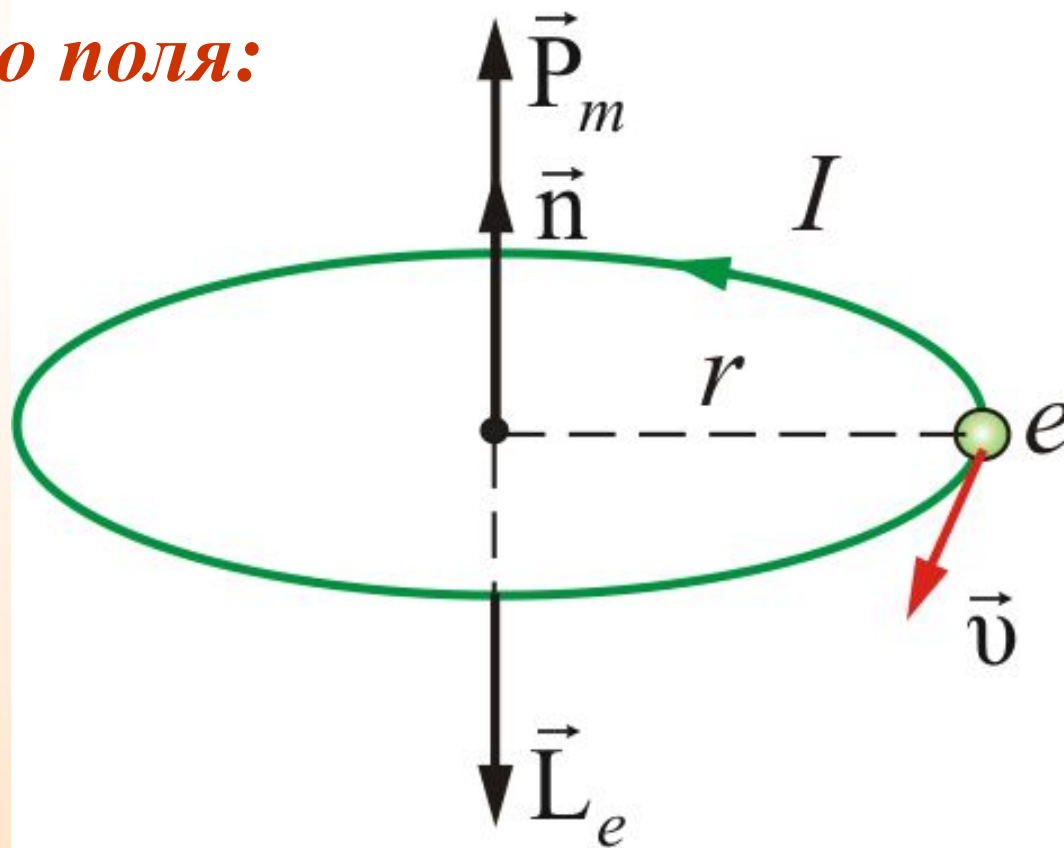


Такая связь векторов
сохраняется и в теории
Бора.

В *квантовой механике*, естественно, не может быть указана ориентация \vec{L} и \vec{P}_m относительно плоскости электронной орбиты (орбиты, в буквальном смысле этого слова, нет).



Для указанной ориентации $\vec{\Gamma}$ и \vec{P}_m должно быть выбрано некоторое направление в пространстве, и расположение $\vec{\Gamma}$ может быть задано углом между вектором $\vec{\Gamma}$ и этим направлением. *За указанное направление выбирается направление внешнего магнитного поля:*

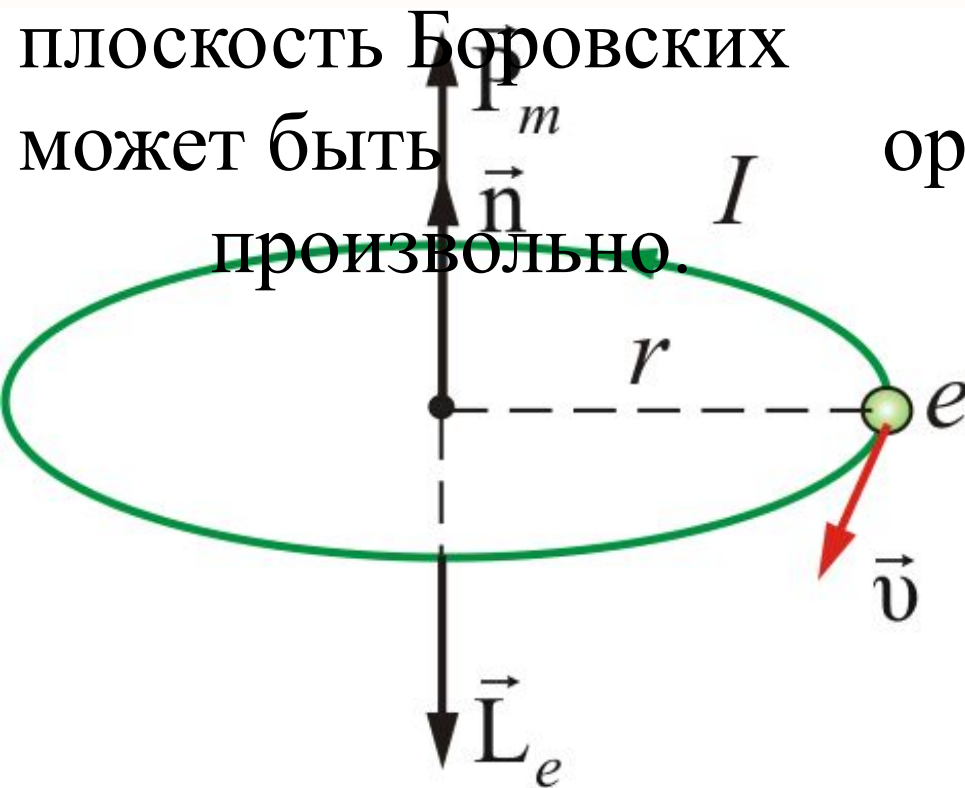


В классической физике представлялось само собой разумеющимся, что вектор орбитального момента импульса электрона \vec{L} (или магнитного момента $\vec{\mu}_m$) может быть ориентирован *относительно выбранного направления*

произвольным образом,

т.е.

плоскость Борвских орбит тоже может быть произвольно ориентирована



Однако, такое предположение оказалось ошибочным.

В квантовой механике строго доказывается (это следует из решения уравнения Шредингера), что *проекция (L_z)* вектора \vec{L} на направление внешнего поля (z) *может принимать лишь целочисленные значения кратные \hbar*

$$L_z = m\hbar \quad (2.3.2)$$

$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \pm l$ – магнитное квантовое число.
 l – орбитальное квантовое число,

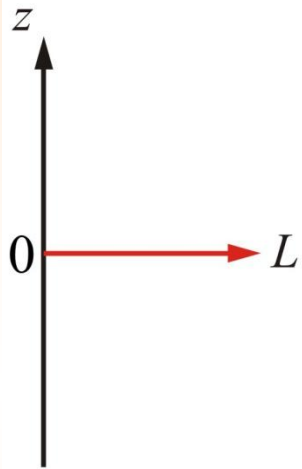
Таким образом, \vec{L} может принимать $(2l + 1)$ ориентаций в пространстве.

Определим величину модуля Γ

Т.к. проекция не может быть больше модуля вектора, то, следовательно $m \leq \sqrt{l(l+1)}$.
 Отсюда следует, что максимальное значение $|m| = l$ (m – целое число).

Итак, m тоже может принимать $(2l + 1)$ значений ($l = 0$ дает одно «лишнее» значение),
 т. е. Γ может принимать $(2l + 1)$ ориентаций в пространстве.

Возможные ориентации вектора \mathbf{L} в состояниях s, p, d .

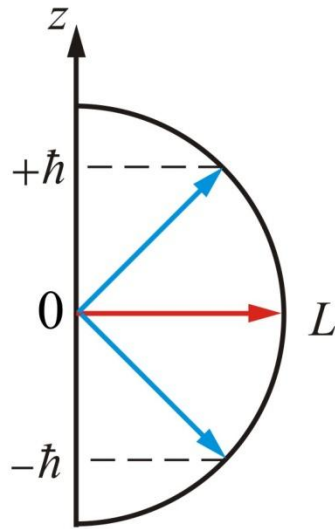


s -состояние

$$l = 0$$

$$m = 0$$

$$L_z = 0$$

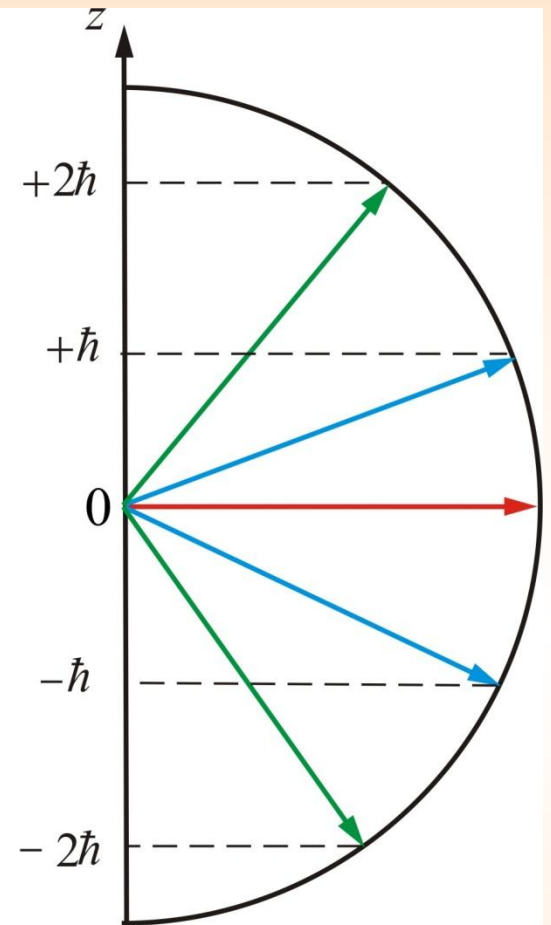


p -состояние

$$l = 1$$

$$m = 0, \pm 1$$

$$L_z = 0, \pm \hbar$$



d -состояние

$$l = 2$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2$$

$$L_z = 0, \pm \hbar, \pm 2\hbar$$

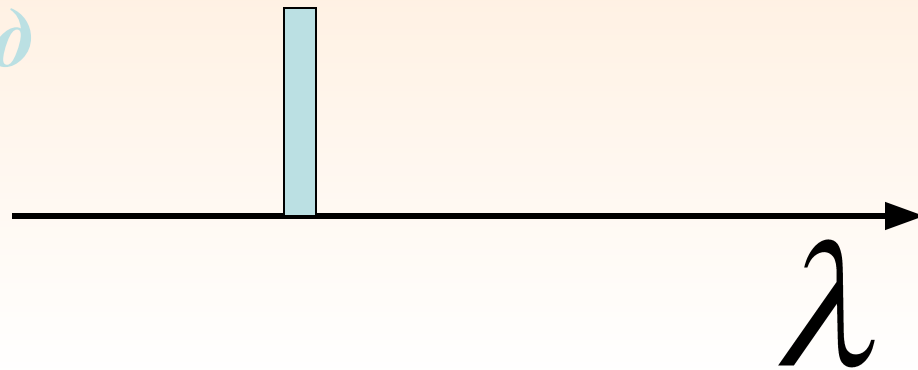
Таким образом, пространственное квантование приводит к «расщеплению» энергетических уровней на ряд подуровней.

Расщепление энергетических уровней в магнитном поле было обнаружено в 1896 г. голландским физиком П. Зееманом и получило название **эффекта Зеемана**.

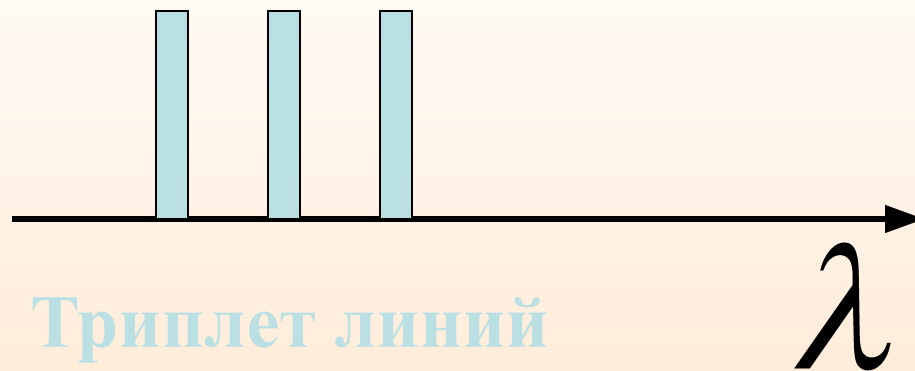
*Расщепление уровней энергии во внешнем электрическом поле тоже доказано экспериментально и называется **эффектом Штарка**.*

Эффект Зеемана

P - S переход



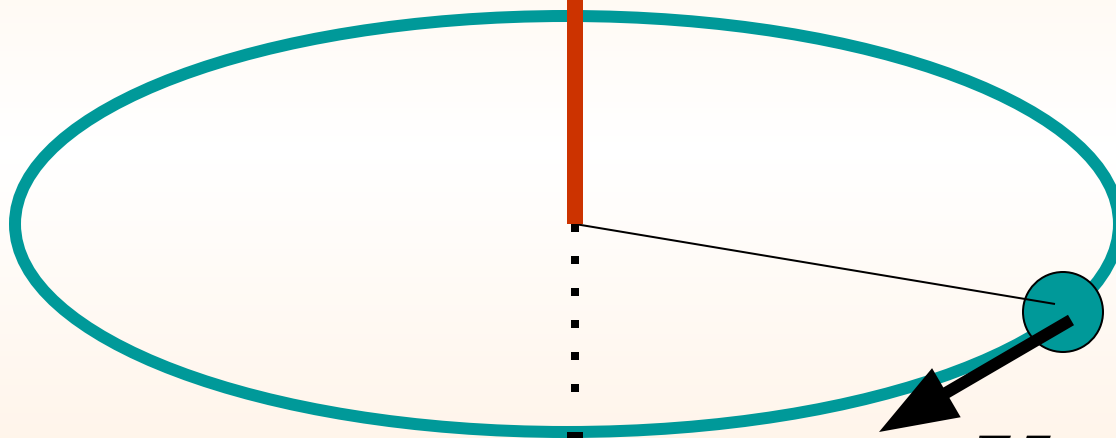
**В
магнитном
поле**



P_m



Орбитальный
магнитный
момент

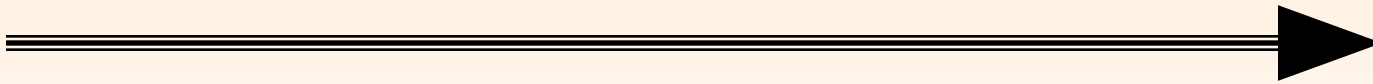


L

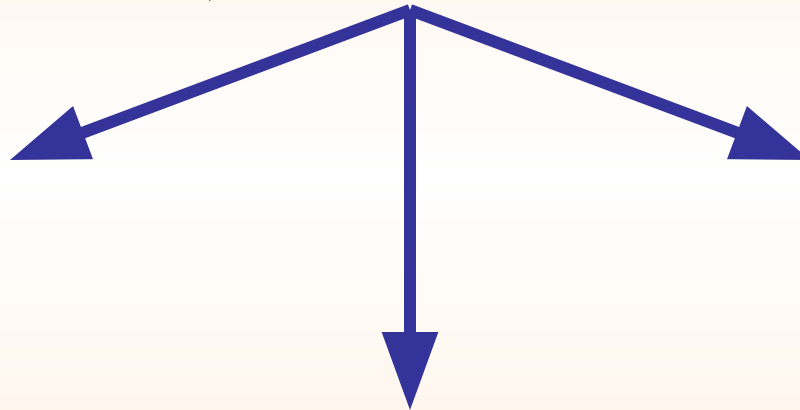


v

Вектор индукции магнитного поля B

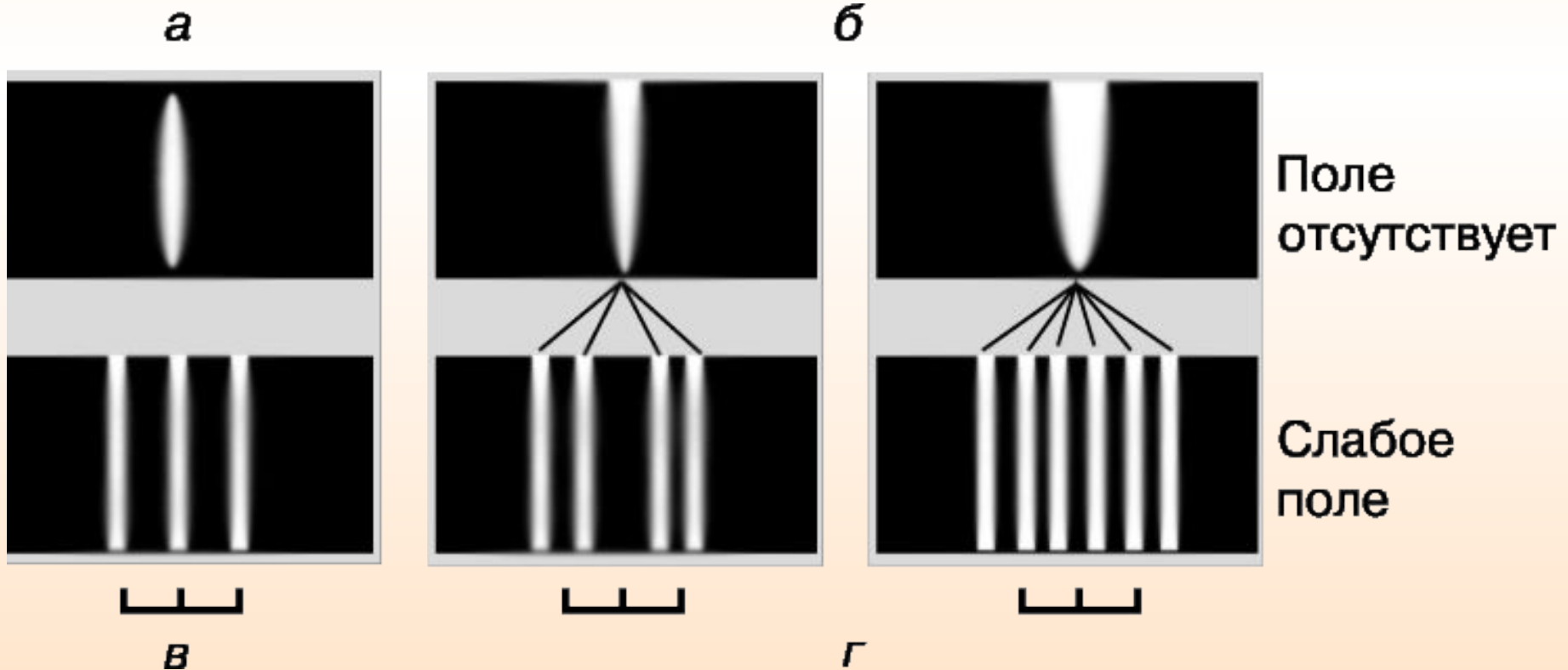


(для орбиты с $l = 1$).



Возможные ориентации вектора орбитального магнитного момента P_m

Эффект Зеемана **нормальный и аномальный** (вид перпендикулярно направлению магнитного поля).
a – синглет цинка; *б* – главный дублет натрия; *в* – нормальный триплет; *г* – аномальное расщепление.



2.4. Опыт Штерна и Герлаха.

В 1922 году Штерн и Герлах поставили опыты, целью которых было измерение магнитных моментов P_m атомов различных химических элементов.

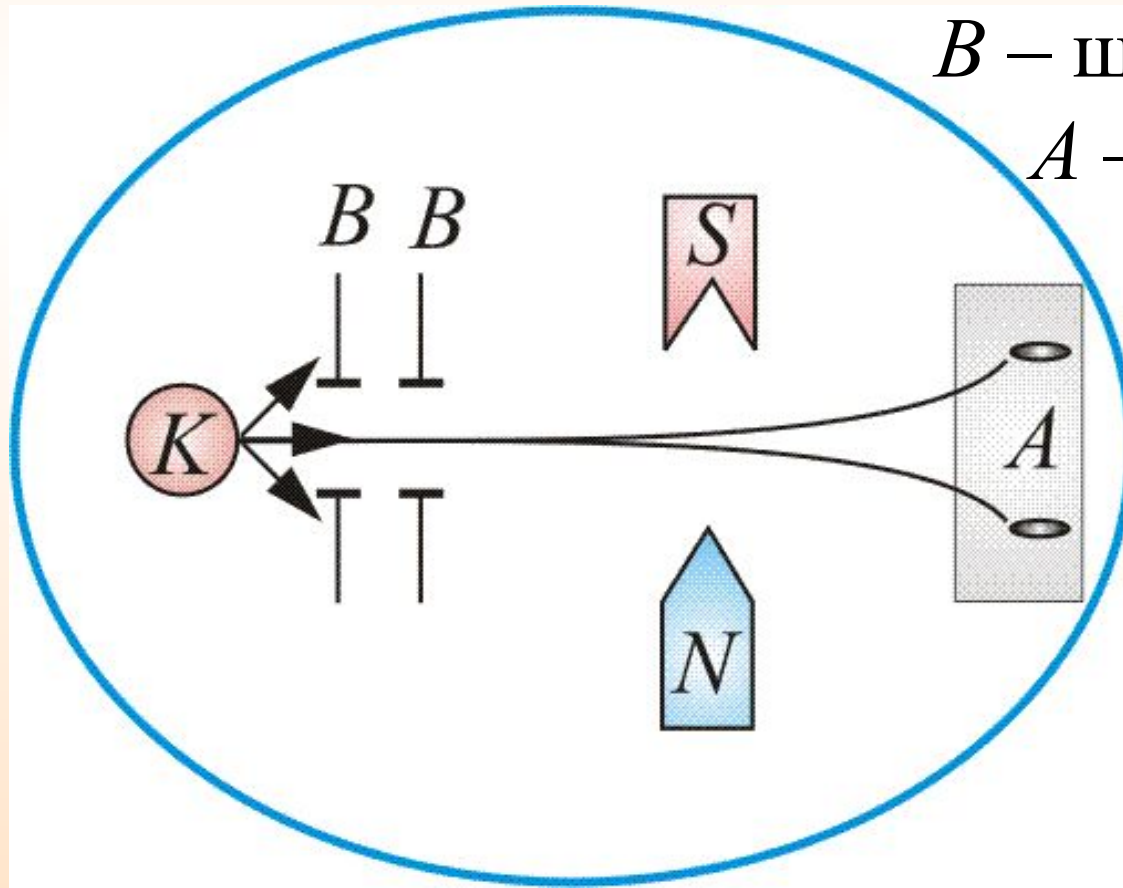
Для химических элементов, образующих первую группу таблицы Менделеева и имеющих один валентный электрон, магнитный момент атома равен магнитному моменту валентного электрона, т. е. одного электрона.

Идея опыта заключалась в измерении силы, действующей на атом в сильно - неоднородном магнитном поле.

Неоднородность магнитного поля должна быть такова, чтобы она сказывалась на расстояниях порядка размера атома. Только при этом можно было получить силу, действующую на каждый атом в отдельности.

В колбе вакуум 10^{-5} мм. рт. ст., ***К*** – *серебряный шарик*, который нагревался до температуры испарения.

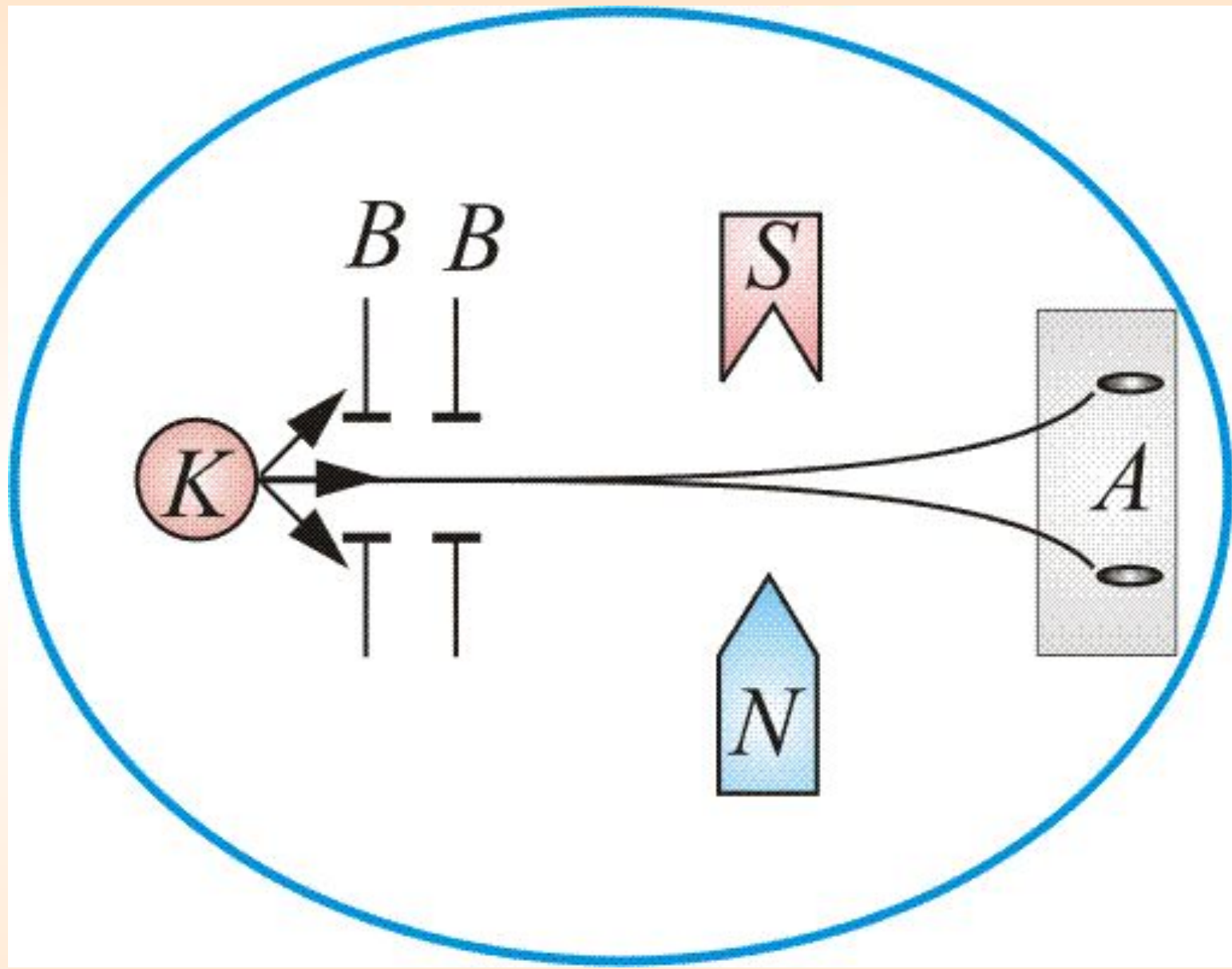
Атомы серебра летели с тепловой скоростью около 100 м/с



B – щелевые диафрагмы
A – фотопластинка.

Если бы момент импульса атома \vec{L} (и его магнитный момент $\vec{\mu}_m$) мог принимать произвольные ориентации в пространстве, т.е. в магнитном поле, то можно было ожидать непрерывного распределения попаданий атомов серебра на фотопластинку с большой плотностью попаданий в середине.

Но на опыте были получены совершенно неожиданные результаты: на фотопластинке получились *две резкие полосы* — все атомы отклонялись в магнитном поле двояким образом, соответствующим лишь *двум возможным ориентациям магнитного момента* (рисунок 6).



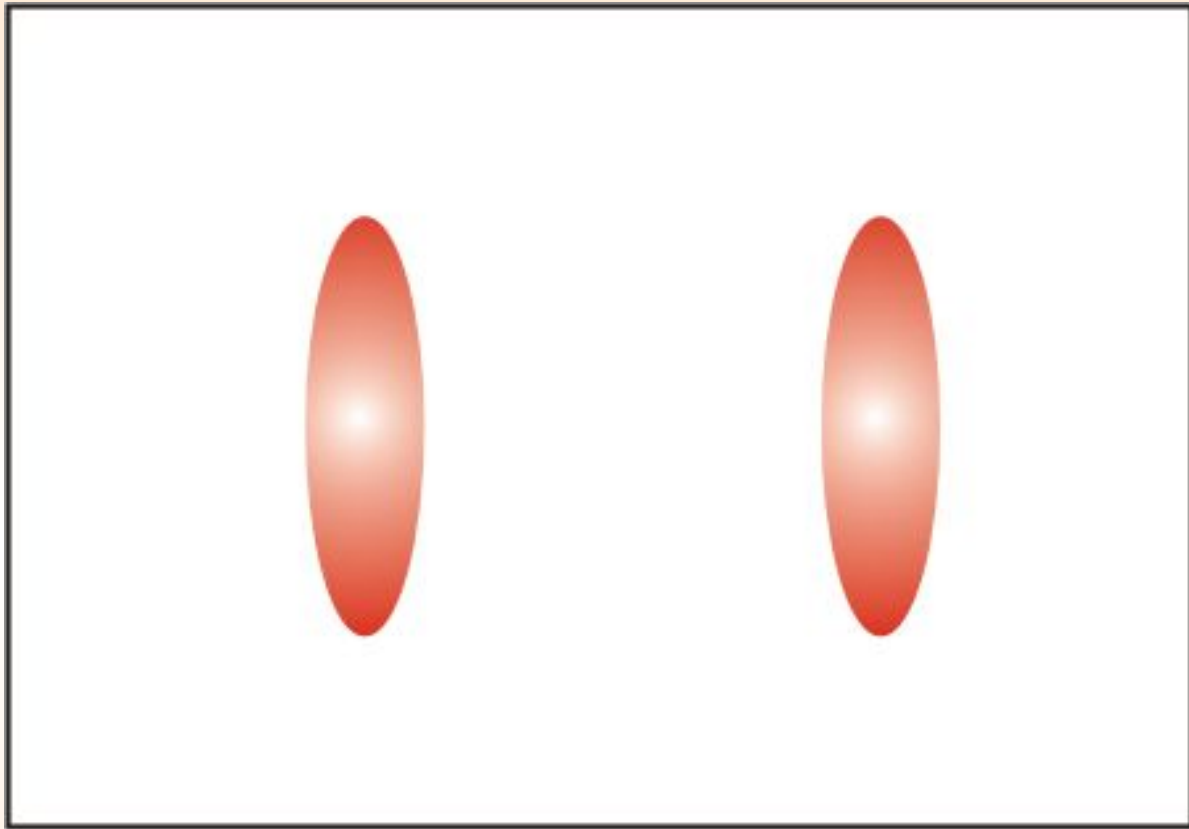


Рисунок 6

Этим доказывался квантовый характер магнитных моментов электронов.

Количественный анализ показал, что проекция магнитного момента электрона равна

$$\mu_A = \frac{e\hbar}{2m} = 0,927 \cdot 10^{-23} \text{ А} \cdot \text{Ое} \quad \text{магнетон Бора}$$

Т.е. для серебра Штерн и Герлах получили, что проекция магнитного момента атома (электрона) на направление магнитного поля численно равна магнетону Бора.

Напомним:
$$P_m = \frac{e}{2m} L = \frac{e\hbar}{2m} \sqrt{l(l+1)} = \mu_B \sqrt{l(l+1)}$$

Опыты Штерна и Герлаха не только *подтвердили пространственное квантование* моментов импульсов в магнитном поле, но и дали экспериментальное подтверждение тому, что *магнитные моменты электронов тоже состоят из некоторого числа «элементарных моментов», т.е. имеют дискретную природу.*

Единицей измерения магнитных моментов электронов и атомов является магнетон Бора (\hbar – единица измерения механического момента импульса).

Кроме того, в этих опытах было обнаружено новое явление. Валентный электрон в основном состоянии атома серебра имеет орбитальное квантовое число $l = 0$ (s – состояние).

Но при $l = 0$,

$$L = \hbar \sqrt{l(l + 1)} = 0$$

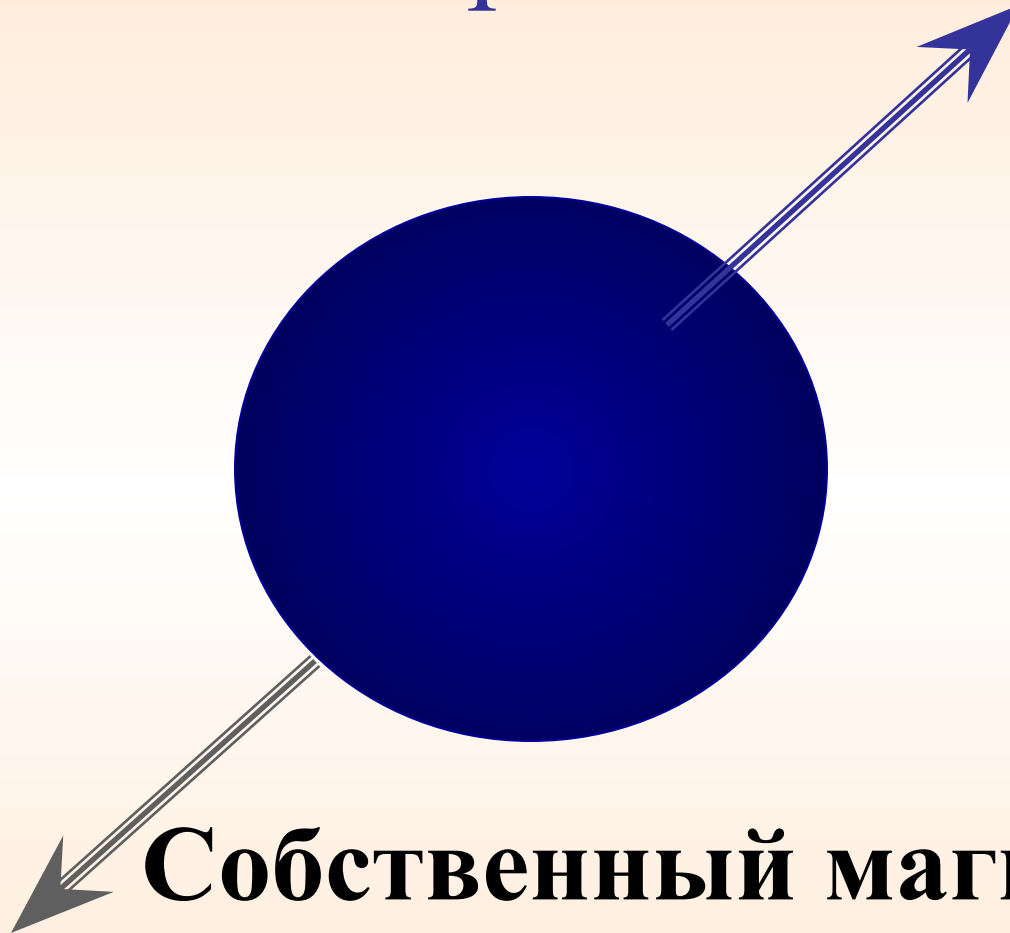
(проекция момента импульса на направление внешнего поля равна нулю).

Возник вопрос, пространственное квантование **какого момента импульса** обнаружилось в этих опытах и проекция какого магнитного момента равна магнетону Бора?

В 1925 г. студенты Геттингенского университета *Гаудсмит* и *Уленбек* предложили существование **собственного механического момента импульса у электрона S (спина)** и, соответственно, ***собственного магнитного момента электрона m_s*** .

Введение понятия спина сразу объяснило ряд затруднений, имевшихся к тому времени в квантовой механике и в первую очередь, результатов опытов Штерна и Герлаха.

Спин электрона S



**Собственный магнитный
момент электрона**

Авторы дали такое толкование **спина: электрон вращающийся волчок.**

Но тогда следует, что «поверхность» волчка (электрона) должна вращаться с линейной скоростью равной $300c$, где c – скорость света. От такого толкования спина пришлось отказаться.

Спин, как заряд и масса есть свойство электрона

П.Дирак впоследствии показал, что **существование спина вытекает из решения релятивистского волнового уравнения Шредингера.**

Из общих выводов квантовой механики следует, что **спин**

$$L_S = \hbar \sqrt{S(S + 1)}$$

S – спиновое квантовое число.

Аналогично, проекция спина на ось z (L_{S_z}) (ось z совпадает с направлением внешнего магнитного поля) должна быть квантована и вектор L_{S_z} может иметь $(2S + 1)$ различных ориентаций в магнитном поле.

Из опытов Штерна и Герлаха следует, что таких ориентаций *всего две*:

$$2S + 1 = 2,$$

$$\text{а значит } S = 1/2.$$

Для атомов первой группы, валентный электрон которых находится в s – состоянии ($l = 0$) **момент импульса атома равен спину валентного электрона.**

Поэтому **обнаруженное для таких атомов пространственное квантование момента импульса в магнитном поле является доказательством наличия у спина лишь двух ориентаций во внешнем поле.**

(Опыты с электронами в p – состоянии подтвердили этот вывод, хотя картина получилась более сложной) (желтая линия натрия – дуплет из-за наличия спина).

Численное значение спина электрона

$$L_S = \sqrt{(1/2)(1/2 + 1)}\hbar = \frac{\sqrt{3}}{2}\hbar$$

По аналогии с пространственным квантованием орбитального момента (L) проекция $L_{S_z} = m_s \hbar$, т.е. тоже **должна быть квантованной величиной** (аналогично, как $m = \pm e$, то и $m_s = \pm S$).

Проекция спина на направление внешнего магнитного поля, являясь квантовой величиной, определяется выражением: $L_{sz} = \hbar m_s$ где m_s – **магнитное спиновое квантовое число**. $m_s = \pm 1/2$ может принимать только два значения, что и наблюдается в опыте Штерна и Герлаха.

И так *магнитное спиновое квантовое число*
 $m_s = \pm 1/2$ *может принимать два значения.*

Спиновое квантовое число S имеет только одно значение $S = 1/2$.

Итак, *проекция спинового механического момента импульса на направление внешнего магнитного поля может принимать два значения:*

$$L_{S_z} = \pm 1/2 \hbar \quad (2.4.1)$$

Так как мы всегда имеем дело с проекциями, то говоря, что спин имеет две ориентации; имеем в виду, что две проекции.

Проекция магнитного момента электрона на

направление внешнего поля:

$$P_{mSz} = \mu_A = \frac{e\hbar}{2m}$$

(часто говорят о собственном магнитном моменте электрона)

Отношение

$$\frac{P_{msz}}{L_{sz}} = -\frac{e}{m_e} = \gamma_s$$

— спиновое гиромагнитное отношение.



Лекция окончена!!!