

МОДЕЛЬНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОГО ОБЛАКА ВОДОРОДОПОДОБНЫХ АТОМОВ

Д. И. Блехинцев, Москва

Несмотря на то, что основные понятия волновой механики, решительно порывающей с последними элементами механистических представлений, внутренне-противоречиво еще скрывающихся в теории Бора, глубоко укоренились в современной физике, в тех случаях когда желают составить наглядный образ своеобразной формы движения, которую совершает электрон, двигающийся в поле ядра атома, зачастую прибегают к образу резко очерченных эллиптических орбит боровского атома, хотя теперь и вполне сознают всю его недостаточность. Этот факт находит свое объяснение в том обстоятельстве, что, оставаясь на почве волновой механики, приходилось ограничиваться графическим изображением функции распределения электронов около атомного ядра. Недавно опубликованные работы Х. Е. Уайта * удачно преодолевают это затруднение и вместе с тем делают более понятными и близкими особенности законов волновой механики; кроме того результаты этих работ могут быть с успехом использованы в преподавании современной теории атома.

Согласно волновой механике движение электрона представляется волновой функцией ψ , физический смысл которой раскрывается в том, что произведение:

$$P = \psi \cdot \bar{\psi} \cdot dV, \quad (1)$$

где $\bar{\psi}$ есть функция сопряженная к ψ , а dV элемент объема, дает вероятность того, что электрон находится в области пространства, определяемой элементом объема dV . Если изобразить электрон каплей тумана и в каждой области пространства поместить большое число таких капелек, пропорциональное $\psi\bar{\psi}$, то мы получим облако, концентрация которого в каждой точке будет изображать вероятность P . Внешний вид такого облака дает наглядный образ — в буквальном смысле этого слова — распределения электронов в пространстве около ядра атома. Это распределение осуществляется в среднем во времени в каждом атоме или в короткие промежутки времени, если одновременно рассматривать совокупность многих атомов. Образ такого „электронного облака“ за-

* См. литературу в конце статьи.

меняет в волновой механике классические траектории электронов, подобные орбитам планет. Сама волновая функция ψ находится из волнового уравнения Шрёдингера. Если ограничиться рассмотрением простейшего атома, атома водорода, имеющего только один электрон, или ему подобных ионов He^+ , Li^{++} , и т. п. (сюда же можно отнести в первом приближении движение валентного электрона в атомах щелочных металлов, если пренебрегать действием внутренних электронных оболочек), то это уравнение напишется в следующей форме [2]:

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{d^2\psi}{dy^2} + \frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{8\pi^2\mu}{h^2} \left(W + \frac{Ze^2}{r} \right) \psi = 0 \quad (2)$$

Здесь μ — масса электрона, W — полная энергия движения электрона, а $-\frac{Ze^2}{r}$ — потенциальная энергия электрона в поле ядра атома.

Известно, что в этом случае, так же как и в классической механике, переменные в уравнении (2) разделяются, если его преобразовать к полярным координатам r , θ , φ (см. рис. 1),* т. е., иными словами, ψ может быть найдена, как произведение трех функций, каждая из которых зависит только от одной координаты:

$$\psi = \Phi_m(\varphi) \cdot \Theta_{ml}(\theta) \cdot R_{nl}(r) \quad (3)$$

Здесь индексы n , l , m представляют целые числа, которыми указываются физически допустимые решения (т. е. непрерывные, однозначные и конечные) и которые определяют квантовое состояние электрона. Физический смысл этих чисел очень простой. Число n , главное квантовое число, определяет полную энергию движения и дает хорошо известный терм Бальмера:

$$W_n = -\frac{2\pi^2\mu \cdot e^4 Z^2}{h^2 n^2} \quad n = 1, 2, 3, \dots;$$

число l определяет орбитальный момент количества движения электрона M , так что

$$M^2 = \left(\frac{h}{2\pi} \right)^2 l(l+1)$$

* См., например, статью Дарроу, Введение в волновую механику Шрёдингера, „Успехи физич. наук“, т. IX, стр. 437, 1929.

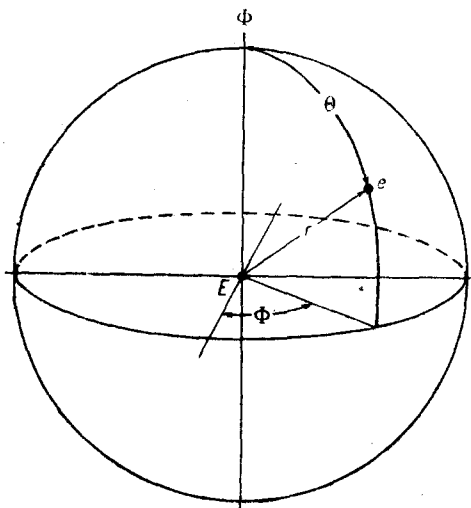


Рис. 1.

и, наконец, m (магнитное квантовое число) определяет проекцию M на ось Z ($\theta = 0$), которая физически может быть выделена, например, приложенным вне вдоль этой оси магнитным полем:

$$M_z = \frac{h}{2\pi} m, \quad -l < m < l.$$

Функции Φ , Θ и R имеют следующий вид:

$$\Phi_m(\varphi) = N_m e^{im\varphi}$$

$$\Theta_{ml}(\theta) = N_{ml} \cdot \sin^m \theta \cdot P_l^m(\cos \theta) \quad (4)$$

$$R^{nl}(r) = N_{nl} \left(\frac{2Zr}{na_0} \right)^l \cdot l - \frac{Zr}{na_0} \cdot L_{l+m}^{2l+1} \left(\frac{2Zr}{na_0} \right);$$

P_l^m и L_{l+m}^{2l+1} суть соответственно известные в математике полиномы Лежандра и производные полиномов Лагерра³. Числа N представляют так называемые нормирующие множители, которые обычно выбираются так, что

$$\int \psi \psi^* dV = 1,$$

что означает, что вероятность найти электрон где-нибудь во всем пространстве равна единице.

Если использовать (3) и (4), то вероятность представится в виде:

$$P = \Phi_m \Phi_m^* \cdot [\Theta_{ml}]^2 \cdot [R_{nl}]^2; \quad (5)$$

так как переменные разделены, то мы можем изучать роль каждого множителя отдельно. Во-первых, из (4) видно, что Φ_m не зависит от φ ; таким образом при данных θ и r одинаково вероятно найти электрон в области любого φ ($0 \leq \varphi \leq 2\pi$), а это означает, что электронное облако обладает симметрией тела вращения относительно оси Z ($\theta = 0$). Особый интерес представляет изучение множителя $[\Theta_{ml}]^2$, который может быть вычислен из известных формул для шаровых функций. Проведем мысленно из центра атома (из ядра) луч в некотором направлении (θ, φ) и спросим себя, какова вероятность того, что где-нибудь на этом луче окажется электрон? Очевидно, что при этом множитель R_{nl}^2 не играет никакой роли, и так как атом обладает, как мы видели выше, симметрией вращения, то эта вероятность будет исключительно определяться наклоном этого луча к оси Z , т. е. множителем $[\Theta_{ml}]^2$.

На рис. 2 изображены в полярных координатах эти множители для различных значений m и l и под ними нарисованы соответствующие орбиты по Бору. При этом ось z направлена всюду снизу рисунка вверх и лежит в его плоскости. Радиус-вектор изображенных кривых и дает множитель $[\Theta_{ml}]^2$, т. е. относительную вероятность найти электрон в данном направлении луча (θ, φ). При этом в действительности нужно было бы вообразить себе не заштрихованные кривые, а поверхность вращения; но так как эта вероятность от φ не зависит, то можно и достаточно огра-

ничиться рассмотрением сечения этих поверхностей любой меридианальной плоскостью, что здесь и сделано. Первый рисунок дает кривую вероятностей для электронов с $l = m = 0$, т. е., — по спектральной система-

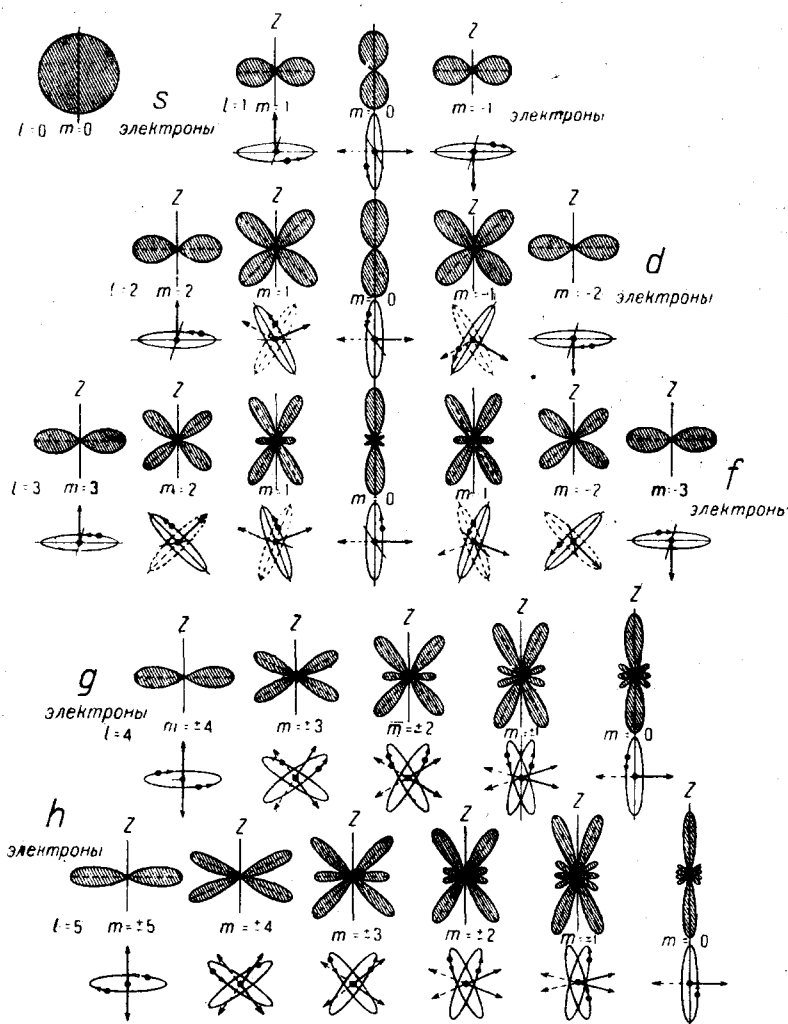


Рис. 2. Угловое распределение вероятностей [множитель $(\Theta_{ml})^2$] для s , p , d , f , g и h -электронов и соответствующие классические орбиты.

тике — для электронов, принадлежащих S -терму (S -электроны). Кривая имеет форму окружности, в пространстве атому отвечает шар; множитель $[\Theta_{00}]^2$ не зависит, следовательно, от θ , и вероятность найти

электрон, двигаясь по любому лучу от центра атома, одинакова, т. е., иными словами, электронное облако для S -электрона имеет шаровую симметрию. Мы увидим в дальнейшем, что это свойство сохраняется и в том случае, когда имеется ни один, а несколько электронов, образующих S -оболочку. Классической орбиты, отвечающей этому случаю, построить нельзя. Ближе всего этому состоянию отвечали бы „маятникообразные“ траектории, проходящие через ядро и произвольным образом ориентированные однако; в теории Бора они всегда принадлежали к числу „запрещенных“ орбит.

Второй рисунок принадлежит P -электронам, для которых $l=1$ и следовательно, $m=+1, 0, -1$. Из этого рисунка видно, что направление лучей, для которых вероятность имеет максимальное значение, совпадает с плоскостью соответствующей классической орбиты и она равна нулю для направления, к ней перпендикулярного. В этом можно видеть зерно относительной истины, заключавшейся в представлениях Бора. На этом, однако, и ограничивается соответствие, так как очевидно, что в классическом понимании электрон можно было обнаружить только в плоскости орбиты; согласно же волновой механики эта плоскость является только наиболее вероятной, и электрон в действительности может оказаться и в других плоскостях. Орбита электрона теряет свою определенность, и здесь ясно видна недостаточность механистического понимания движения электрона, в частности недостаточность механических понятий импульса и координаты, чтобы представить новую своеобразную форму движения. Переходя к рассмотрению следующих рисунков, заметим, что значения $m=\pm l$ всегда отвечают орбите, плоскость которой перпендикулярна к оси z так, что момент количества движения, изображаемый на рисунке стрелкой, полностью проектируется на эту ось и различие заключается лишь в направлении движения: по или против часовой стрелки. Далее, при $m=0$ момент количества движения перпендикулярен к оси z , движение в направлении угла φ не происходит, но все положения орбит в меридианальных плоскостях равно вероятны. Поэтому новое в следующих рисунках обнаруживается лишь для $0 < |m| < l$. Например, для d -электронов ($l=2$) при $m=\pm 1$ имеем в качестве классических аналогов совокупность орбит, плоскости которых касаются одного и того же конуса (на рисунках приведены только две из этих плоскостей); можно также рассматривать эту совокупность как одну орбиту, процессирующую вокруг направления внешнего магнитного поля (ось z). Как видно, и в этом случае обнаруживается соответствие между направлениями лучей максимальной вероятности и положением классических орбит. Совпадение, однако, не полное, большего, впрочем, и трудно ожидать. Для еще более высоких значений l наблюдаются дополнительные максимумы (см., например, g -электроны $m=\pm 2, \pm 1, 0$), которые хотя и не велики, но все же не имеют себе аналогов в классической теории. Дальнейшие рисунки не требуют особых пояснений. Заметим еще следующее замечательное свойство множителя $[\Theta_m]^2$.

Если образовать сумму:

$$\sum_{m=-l}^{m=+l} [\Theta_m]^2,$$

то она не зависит от θ . Это означает, что если взять из наших рисунков для какого-нибудь термина радиусы-векторы кривых для всех m от $-l$ до $+l$ и сложить, то полученный радиус-вектор будет одинаков для всех θ ; сумма кривых дает окружность (заметим, что на рисунках масштаб для кривых с $m=0$ уменьшен в $(l+1)$ раз). Это легко видеть, например, для p -терма, где

$$[\Theta_{01}]^2 = \frac{3}{2} \cos^2 \theta, \quad [\Theta_{\pm 1,1}]^2 = \frac{3}{4} \sin^2 \theta,$$

сумма равна $\frac{3}{2}$. Таким образом, если имеется в атоме три p -электрона, или, например, пять d -электронов, отличающихся только значениями m , то в первом приближении, если не считаться с их взаимодействием, образуемое электронное облако обладает шаровой симметрией и дает S -терм, общий момент количества движения в котором будет равен нулю^[4]. Если теперь мы поставим вопрос о вероятности того, что электрон будет найден где-нибудь на расстоянии r , $r+dr$, т. е., иначе говоря, между сферами указанных радиусов, то очевидно, что эта вероятность будет определяться величиной:

$$D = [R_{nl}(r)]^2 \cdot 4\pi r^2 \cdot dr.$$

Эта величина, вычисляемая из полиномов Лагерра, изображена на рис. 3, причем за единицу расстояния принят радиус первой круговой орбиты Бора $a_0 = 0,53 \text{ \AA}$. В попытках согласовать спектральные данные с теорией Бора принимались при одном и том же n различные определения азимутального числа k (у нас l), именно—известны четыре модели: модель (а) $k=l$, модель (b) $k=[l(l+1)]^{1/2}$, модель (с) $k=l+\frac{1}{2}$ и, наконец, обычное определение — модель (d) — $k=l+1$. Ни одна из этих моделей, в сущности, не может быть согласована со всей совокупностью опытных данных. Для каждой из этих моделей вычислены средние радиусы-векторы электрона, полученные значения отмечены на чертеже для моделей (а) (с) и (d) соответственно треугольными, круглыми и квадратными значками^[4]. Средний радиус, вычисленный для модели (b), отмечен вертикальной чертой и в точности совпадает со средним значением вычисленным по волновой механике. Однако для этой модели для S -электронов имеется трудность, так как для них в этом случае $k=0$, т. е. орбита проходит через ядро. Поэтому на чертеже приведены орбиты для модели (с); практически расхождение незначительно, и общий результат виден без дальнейшего: электронное облако сосредото-

тачивается в области классических орбит. В своей работе Х. Уайт задается целью дать образ электронного облака как целого так, чтобы избежать необходимости рассматривать графическое изображение каждого из множителей. Для этой цели он сконструировал следующий прибор (см. рис. 4). На оси мотора M укреплялось веретено SC такой формы, что профиль его продольного сечения по возможности точно совпадает

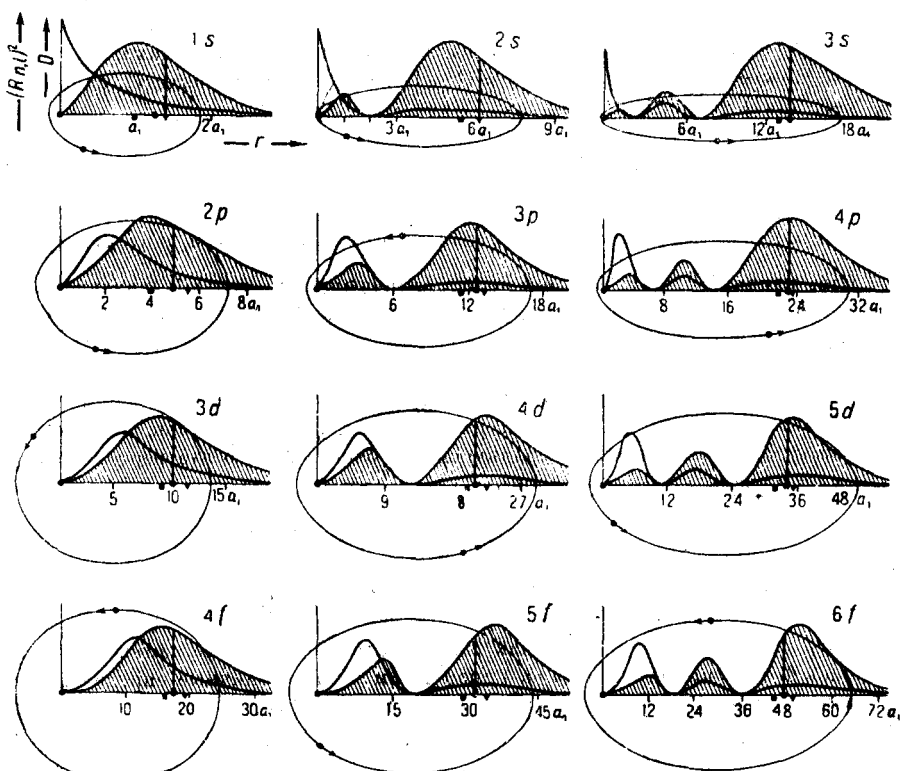


Рис. 3. Распределение вероятностей по расстоянию от ядра (множитель R_{nl}^2). Заштрихованные кривые представляют распределение плотности электронов $D = nr^2 R_{nl}^2$. Орбиты начерчены для модели с азимутальным числом $k = l + 1/2$ (модель C).

с кривыми рис. 3 (конечно, для каждой кривой, каждого состояния свое веретено, на рисунке приведено веретено состояния $3d$). С помощью шнура SHR веретено укреплялось в наклонном положении и приводилось в быстрое вращение вокруг вертикальной оси, которая здесь играет роль оси z . Если теперь фотографировать вращающееся таким образом веретено, то, очевидно, на пластинке получим фотографию облака в области данного θ , так как действие на пластинку можно считать пропорциональным ширине

веретена; для того чтобы снять облако для всех значений угла θ и учесть зависимость „концентрации“ облака от θ , наклон веретена с помощью шнура менялся от $\theta = 0$ до $\theta = \frac{\pi}{2}$ (горизонтальное положение), причем в каждой позиции веретено находилось в течение времени, пропорционального $|\Theta_m|^2$, что достигалось медленным и равномерным движением доски A со специальным профилем, которая при своем движении посредством ролика R вытягивала шнур с необходимой скоростью. Профиль доски выбирался таким, что, если отвлечься от некоторых необходимых поправок, угловая скорость конца веретена в меридианальной плоскости $\frac{d\theta}{dt}$ равнялась $|\Theta_m|^2$.

Нужная симметрия относительно оси z , очевидно, уже была обеспечена вращением веретена вокруг этой оси с достаточной быстротой. Получаемые таким путем фотографии, очевидно, совпадают с теми, которые мы получили бы, фотографируя облако, концентрация которого в каждой области пропорциональна вероятности P . Некоторые незначительные искажения необходимо вносятся несовершенствами прибора, например вследствие невозможности приготовить веретено достаточно тонкое на концах и в середине, как этого требуют кривые рис. 3. Полученные этим путем фотографии электронного облака для различных квантовых состояний электрона приведены на рис. 5. Первая фотография (1S) изображает электронное облако невозбужденного S-терма ($n=1$). Облако имеет шаровую симметрию, это же свойство S'-терма видно также на фотографиях для возбужденных состояний ($n=2$, $n=3$). Ни один из других термов этим свойством не обладает, но все они имеют облако симметричное как тело вращения.

Сопоставляя эти фотографии с перспективными чертежами орбит на рис. 2, можно видеть, что электронное облако своей формой представляет как бы туманный призрак боровских орбит. Последний рисунок изображает фотографию веретена, употреблявшегося для модели состояния $3d$ ($n=3$, $l=2$).

Резкость спадаания электронного облака с расстоянием от центра атома получилась на фотографиях повидимому несколько утрированной, как это можно видеть из сравнения фотографий с функцией распреде-

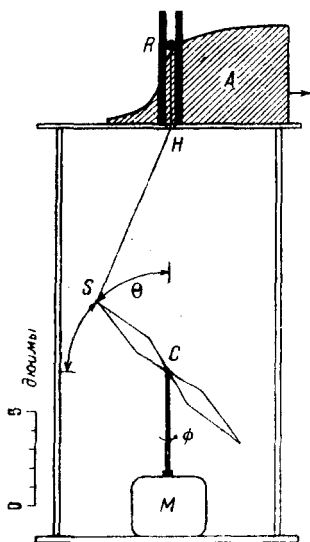


Рис. 4. Механический аппарат, употреблявшийся для воспроизведения модели электронного облака. Изображенное веретено отвечает 3d-электрону.

ления по расстоянию рис. 4. Этого недостатка лишены более поздние фотографии Х. Уайта, полученные им для моделей электронного облака водородоподобных атомов по теории Дирака; к рассмотрению этой второй части работы мы теперь и перейдем. Волновое уравнение Дирака не может быть написано в обычных числах, но только в числах матричных [6] [1]. В силу этого обстоятельства волновая функция ψ имеет четыре компоненты ψ_1, ψ_2, ψ_3 и ψ_4 , и вероятность P представляется в этой теории в следующем виде:

$$P = \psi \bar{\psi} \cdot dV = (\psi_1 \bar{\psi}_1 + \psi_2 \bar{\psi}_2 + \psi_3 \bar{\psi}_3 + \psi_4 \bar{\psi}_4) dV. \quad (6)$$

Переменные в этом случае также разделяются, причем так, что не только каждая ψ_i представляется как произведение функций, из которых каждая зависит только от одной координаты, но произведение $\psi \bar{\psi}$ (см. (6)) тоже разделяется в тех же переменных r, θ и φ как и в рассмотренном нами случае ур-ния Шрёдингера.

Таким образом весь анализ P и способ фотографирования модели облака может быть применен и здесь без всяких изменений. Однако сами квантовые состояния представляют в этом случае специальные особенности, на которых следует остановиться. Теория Дирака есть релятивистская теория движения электрона в заданном внешнем поле, в частном случае — в поле положительно заряженного ядра атома водородоподобных элементов или ионов. Существенной особенностью этой теории является то обстоятельство, что она необходимо приводит к выводу о наличии у электрона вращательного и магнитного момента и, таким образом, подводит теоретическую базу под гипотезу Гаудсмита и Юленбека о вращающемся электро́не. При этом оказывается то, что проекция вращательного момента электрона на любую ось равна $\pm \frac{1}{2} \frac{h\bar{h}}{2\pi}$.

В отсутствии внешнего поля движение электрона около ядра при данной энергии W может совершаться в одном из двух состояний, соответственно двум возможным значениям собственного вращательного момента электрона $+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$. В этом случае константой движения будет уже не l , определяющее момент количества движения электрона по орбите, а новое число J , определяющее полный момент количества движения системы, т. е. сумму орбитального и собственного вращательного момента электрона, так что $J = l + \frac{1}{2}$ или $J = l - \frac{1}{2}$.

Таким образом теория Дирака ведет к удвоенному числу состояний против числа состояний, даваемых теорией Шрёдингера, а вместе с этим отпадают те трудности, которые встречала названная теория при объяснении „аномального“ эффекта Зеемана и сложных спектров. Состояние электрона в теории Дирака будет характеризоваться следующими числами: n и l , имеющими то же значение, что и в теории Шрёдингера, числом J , принимающем полуцелые положительные значения, и магнитным числом m : $-J \leq m \leq J$. Для вычисления вероятности P

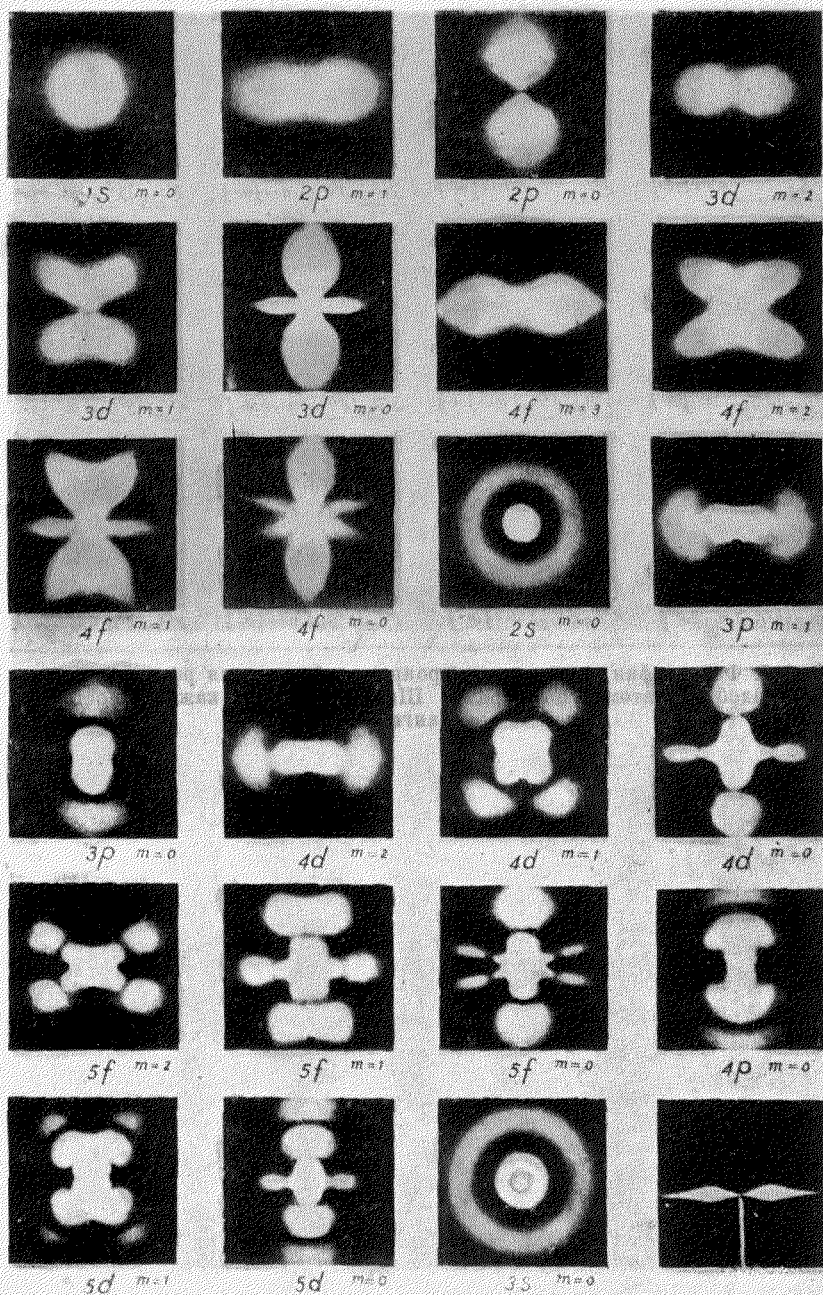


Рис. 5. Фотографии модели электронного облака для различных состояний водородоподобных атомов. Шкалу можно заимствовать из рис. 4, где за единицу принят радиус первой круговой орбиты Бора.

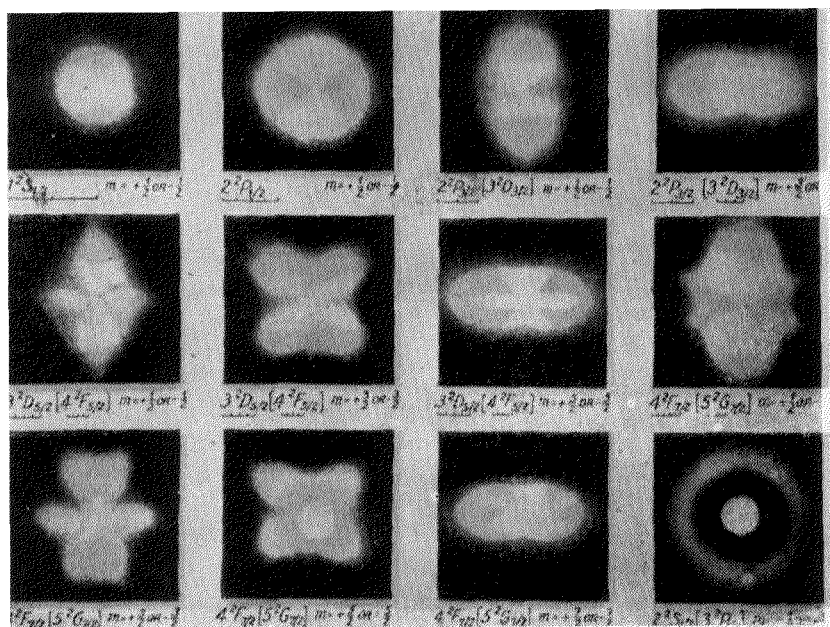


Рис. 7. Фотографии модели электронного облака для различных под-родоподобных атомов по Дираку. Шкала дана для каждого состояния в ангстремах.

существенно то, что она оказывается одинаковой для электронов, имеющих одни и те же n , J , l и m положительное или отрицательное, и что распределение P по направлениям одинаково у электронов, имеющих

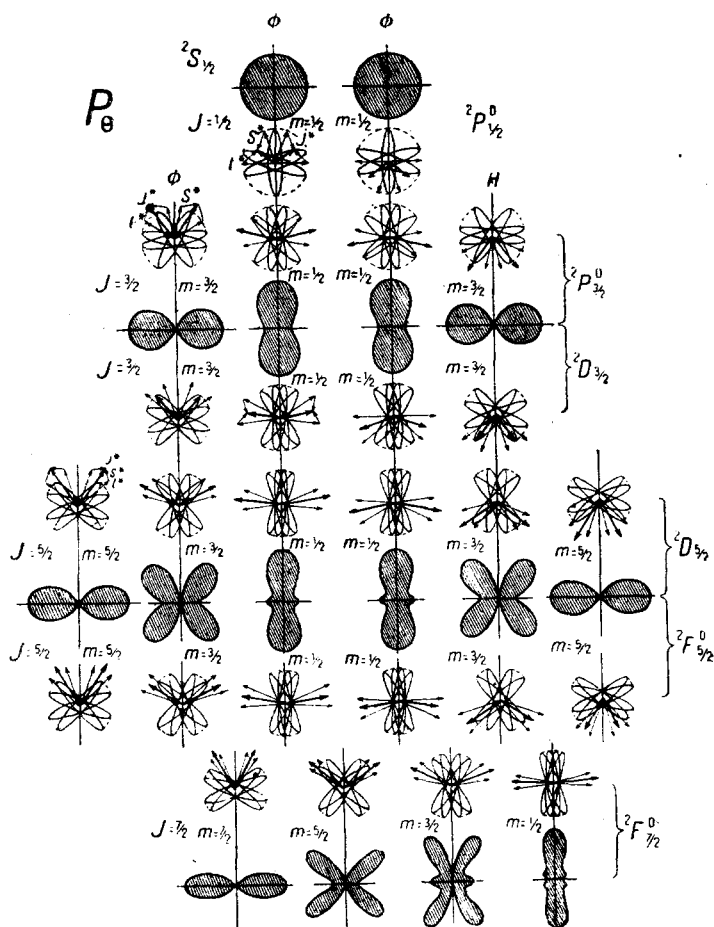


Рис. 6. Угловое распределение вероятностей (множитель P_θ) соответственно теории Дирака и классические орбиты при учете вращательного момента электрона.

равные n , J , m и $l = J \pm \frac{1}{2}$. Так например, угловое распределение в состояниях $m = \pm \frac{3}{2}$ для термина $2P_{3/2}$ ($l = 1$, $J = \frac{3}{2}$ и термина $2D_{3/2}$ ($l = 2$, $J = \frac{3}{2}$) совершенно тождественно (индекс 2 слева сверху указывает на дублетность термина), распределение же в направлении радиуса для тер-

мов 2P и 2D различно [1]. Как уже было упомянуто, вероятность P может быть представлена в виде:

$$P = [\psi(\varphi)\psi(\vartheta)] \cdot P_\theta(\theta) \cdot P_r(r) \cdot dr.$$

множитель $[\psi(\varphi)\psi(\vartheta)]$ также, как и в теории Шрёдингера от φ не зависит, и, таким образом, облако водородоподобных атомов согласно теории Дирака, также обладает симметрией тела вращения. Что же касается множителя $P_\theta(\theta)$, определяющего угловое распределение вероятности в направлении угла θ , то он образуется из шаровых функций, но имеет иной вид по сравнению с множителем $[\Theta_m]^2$ в теории Шрёдингера.

На рис. 6 изображен графически в полярных координатах этот множитель для различных состояний, а снизу нарисованы соответствующие орбиты при учете вращательного момента электрона. При этом длина вектора момента количества движения электрона по орбите измерена числом $L^* = [l(l+1)]^{1/2}$, а длина вектора собственного вращательного момента измерена числом $S^* = [S(S+1)]^{1/2}$ ($S = 1/2$); эти моменты ориентированы относительно друг друга таким образом, что полный момент количества движения, представляющий их сумму, равен $J^* = [J(J+1)]^{1/2}$. Первый рисунок дает терм ${}^2S_{1/2}$ ($l=0$), такое же распределение одновременно представляет терм ${}^2P_{1/2}$. Изображенные снизу орбиты отвечают терму ${}^2P_{1/2}$ ($l=1$). На чертеже можно проследить образование полного момента количества движения J^* как суммы вращательного момента электрона S^* и орбитального момента количества движения L^* . Для самого S -терма соответствующей орбиты, подобно тому как и в случае теории Шрёдингера и по тем же соображениям, построено быть не может. Отличительной особенностью дираковской модели является тот факт, что здесь не только S -терм, но и терм ${}^2P_{1/2}$, который является нормальным состоянием для В, Al, In и Tl, обладает шаровой симметрией. Также как и в теории Шрёдингера, состояния с промежуточными значениями m ($0 < m < J$) отвечают прецессирующим орбитам (см., например, состояние ${}^2F_{3/2}$ $m = \pm 3/2$). Соответствие между „классическими“ орбитами и угловым распределением электронов здесь кажется еще более замечательным, чем в теории Шрёдингера. Множитель P_θ , будучи суммирован по m от $m = 1/2$ до $m = J$, дает постоянную величину. Таким образом электронное облако совокупности электронов, образующих половину Смит-Стонеровской подгруппы, обладает шаровой симметрией. Распределение электронов в направлении радиуса, определяемое множителем $P_r(r)4\pi r^2 \cdot dr$, крайне мало отличается от этого же распределения у Шрёдингера, и поэтому его рассмотрение может быть опущено [4].

На рис. 7 приведены фотографии, полученные для модели электронного облака водородоподобных атомов по Дираку, тем же методом, что и употреблявшейся для шрёдингеровской модели. Под каждой из фотографий приведен для каждого терма масштаб в единицах Ангстрема. Термы, обозначение которых заключено в квадратные скобки, имеют

электронное облако столь похожее на облако просто написанных термов, что это различие не могло быть уловлено на этих фотографиях. Если сопоставить эти фотографии с полученными для модели Шрёдингера, учитывая то, что $m=0$ у Шрёдингера отвечает $m=\pm 1/2$ у Дирака, то видно, что картина электронного облака в обоих случаях в общих чертах одинакова, за исключением термина ${}^2P_{1/2}$, которого у Шрёдингера не существует. Таким образом приведенные фотографии дают наглядный образ водородоподобных атомов в той форме, в какой он представляется в свете современной теории атома, порукой в том что полученные модели электронного облака отвечают объективной реальности, является вся совокупность блестящих успехов в познании свойств материи, сделанных за последние годы волновой механикой.

ЛИТЕРАТУРА

1. H. E. White, Physical Review, 37, 1416, 1931.
2. " " " " 38, 513, 1931.
3. См., например, „Основания новой квантовой механики“, сборник под ред. А. Иоффе или статью Дарроу в „Усп. физич. наук“.
4. A. Sommerfeld, Atombau und Spektrallinien, Ergänzungsband.
5. Unsöld, Ann. d. Phys., 82, 379, 1927.
6. Pauling, Proc. Roy. Soc., 114, 181, 1927; Waller, Z. f. Physik, 38, 635, 1926.
7. См. 3) или P. Dirac. Principles of the Quantum Mechanics.
8. Hartres, Proc. Cam. Phil. Soc., 25, 225, 1929.
9. Roess, Phys. Rev., 37, 532, 1931.

Редактор Э. В. Шпольский.

Тех. редактор С. Брильятов.

ФТИ № 48/м. Индекс Т-Т-60. Тираж 5100. Сдано в набор 25/1. Подп. в печать 28/IV-32 г. Формат бумаги 62х94. Количество бум. л. 5^л. Количество печ. зн. на бум. л. 32334. Ленгориант 35291. Выход в свет май 1932 г. Заказ № 115.

7-я типография Огиза РСФСР им. Бухарина. Ленинград, ул. Моисеенко, 10.