

## РИДБЕРГОВСКИЙ АТОМ НА ПОВЕРХНОСТИ ЖИДКОГО ГЕЛИЯ

П.Б.Лернер, И.М.Соколов

Показано, что при адсорбции высоковозбужденных атомов поверхностью жидкого гелия может возникнуть необычное состояние, в котором ядро атома связано с поверхностью, а электрон находится над поверхностью гелия на большом расстоянии от заряженного комплекса. Исследован спектр такого адсорбированного атома.

В последнее время ведутся активные исследования высоковозбужденных (ридберговских) состояний атомов <sup>1</sup>. Удержание таких атомов, получение их достаточно высоких концентраций и охлаждение такого ансамбля представляет собой сложную техническую задачу. С этой точки зрения может оказаться интересным исследование высоковозбужденных атомов, адсорбированных на поверхности жидкого гелия или другого криогенного диэлектрика с близкой к единице диэлектрической проницаемостью – Ne, H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>.

Находясь на большом расстоянии от поверхности, атом притягивается к ней из-за диполь-дипольного взаимодействия со своим изображением <sup>2,3</sup>. На малых расстояниях притяжение компенсируется жесткостью его электронной оболочки. В сильно возбужденном состоянии эта жесткость мала, и ядро или ионный остов атома проваливается к поверхности и связывается на ней. Возникающее при этом состояние мы будем называть сильно адсорбированным.

Точное значение энергии адсорбции протона на поверхности жидкого гелия неизвестно. Для грубой оценки можно предположить, что при адсорбции протона образуется комплексный ион HeH<sup>+</sup> с энергией связи  $E = 1,85$  эВ <sup>4</sup>. Образование сильно адсорбированного состояния, таким образом, энергетически выгодно уже для состояний с  $n \geq 4$ . Устойчивыми будут, однако, только сильновозбужденные состояния, нечувствительные к малым возмущениям поверхности.

Взаимодействие электрона с диэлектриком описывается потенциалом изображения

$$U(z) = -Qe^2/z, \quad (1)$$

где для <sup>4</sup>Ne  $Q = (\epsilon - 1)/4(\epsilon + 1) = 6,9 \cdot 10^{-3}$  ( $\epsilon = 1,0572$ ). Поверхность гелия практически непроницаема для электрона: энергия, необходимая для его погружения, составляет более 1 эВ. Поверхность является достаточно совершенной, а концентрация пара при низких температурах экспоненциально мала. Все эти свойства проявляются в известном явлении левитации электронов <sup>5</sup>.

Рассмотрим изменение электронного состояния при сильной адсорбции. В нулевом приближении пренебрегаем взаимодействием электрона с изображениями ядра и его собственным. Процесс адсорбции рассматриваем в адиабатическом приближении. Введенные обозначения для координат даны на рисунке. Наличие поверхности гелия описывается наложением

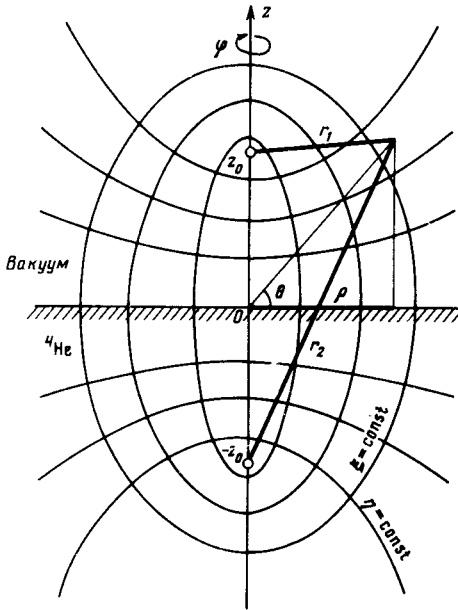
граничного условия

$$\psi(z=0) = 0. \quad (2)$$

Решение уравнения Шредингера с потенциалом  $U(\mathbf{r}) = -e^2/r_1$  и граничным условием (2) легко получить, рассмотрев систему, симметричную относительно плоскости  $z=0$  с потенциальной энергией

$$U(\mathbf{r}) = \begin{cases} -e^2/r_1 & \text{при } z > 0 \\ -e^2/r_2 & \text{при } z < 0 \end{cases}$$

и отобрав ее нечетные по  $z$  собственные функции. Задача допускает разделение переменных в эллипсоидальных координатах  $\xi = \frac{r_1 + r_2}{2z_0}$ ,  $\eta = \frac{r_1 - r_2}{2z_0}$ ,  $\varphi$  <sup>6</sup>. Состояние характеризуется тремя квантовыми числами – магнитным  $m$  и двумя  $n_\xi$  и  $n_\eta$ , соответствующими числам нулей волновой функции по координатам  $\xi$  и  $\eta$ . Условие (2) заставляет положить  $n_\eta = 2k + 1$ . При  $z_0 \rightarrow \infty$  эллипсоидальная система координат переходит в параболическую с координатами  $\sigma = 2z_0 \cdot (1 - \xi)$ ,  $\tau = 2z_0(1 - \eta)$ ,  $\varphi$  <sup>6</sup>. Состояние характеризуется квантовыми числами  $m$ ,  $n_\sigma$ ,  $n_\tau$ . При адиабатическом приближении ядра к поверхности эти числа переходят в эллипсоидальные:  $m = \text{const}$ ,  $n_\xi = n_\sigma$ ,  $n_\eta = 2n_\tau + 1$ . При  $z_0 \rightarrow 0$  эллипсоидальная система координат переходит в сферическую. При этом  $m = \text{const}$ ,  $n_r = n_\xi$ ,  $l - |m| = n_\eta$ . Величина  $l - |m|$  обязательно нечетна.



Таким образом, при адиабатической сильной адсорбции атом, первоначально находившийся в состоянии с параболическими квантовыми числами  $m$ ,  $n_\sigma$ ,  $n_\tau$  (с главным квантовым числом  $n_1 = n_\sigma + n_\tau + |m| + 1$ ) переходит в состояние со сферическими квантовыми числами  $m$ ,  $n_r = n_\sigma$ ,  $l = 2n_\tau + |m| + 1$  с увеличением главного квантового числа до  $n_2 = n_1 + n_\tau + 1$  и энергии с  $E_1 = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n_1^2}$  до  $E_2 = -\frac{me^4}{2\hbar^2 n_2^2}$ . Если в исходном состоянии атом находился в собственном состоянии момента  $l$ , вероятность прироста главного квантового числа  $\Delta l$  составляет  $p(\Delta n) = \sum_{\nu=1}^{n-|m|-1} (C_{\mu_1 \mu_2}^{lm})^2$ , где  $C_{\mu_1 \mu_2}^{lm}$  – коэффициенты Клебша – Гордана,  $n$  – исходное значение главного квантового числа,  $\mu_{1,2} = (m \pm \nu \mp \Delta n)/2$ .

Учет изображения ядра описывается уменьшением его эффективного заряда до величины  $qe = \frac{3-\epsilon}{2} e$  <sup>7</sup>, а учет взаимодействия электрона с собственным изображением приводит в

1 порядке теории возмущений к сдвигу уровней

$$\Delta E = a_{lm} Q E_n, \quad (3)$$

где  $a_{lm} = 2(2l+1) \frac{(l-|m|)!}{(l+|m|)!} \int_0^1 [p_l^m(x)]^2 \frac{dx}{x}$ . Функция  $a_{lm}$  монотонно растет с ростом любого из индексов.  $a_{1,0} = 1,50$ ,  $a_{10,9} = 3,70$ , при  $l \rightarrow \infty$  этот рост логарифмический. Первым порядком теории возмущений можно ограничиться при  $n < 10^2/a_{lm}$ .

Обратный предельный случай, когда взаимодействие электрона с собственным изображением много сильнее его взаимодействия с ядром, реализуется в другом типе состояний, которые мы будем называть плоскими.

В отсутствие ядра электрон находится на одном из левитационных уровней с энергией  $E_k = -\frac{Q^2 m e^4}{2 \hbar^2 k^2}$ : его среднее расстояние до поверхности  $z_k = \frac{\hbar^2 k^2}{m Q e^2}$ ,  $k$  – номер уровня. В плоском состоянии среднее расстояние электрона до ядра много больше  $z_k$ . Потенциал  $u(r) = e \left( \frac{Q}{z} + \frac{q}{\sqrt{\rho^2 + z^2}} \right)$ , в котором находится электрон, при  $\rho \gg z$  переходит в  $u_\infty(r) = \frac{Qe}{z} + \frac{qe}{\rho}$ , и переменные в уравнении Шредингера разделяются в цилиндрических координатах. Движение по  $z$  описывается левитационными состояниями, движение вдоль поверхности – уравнением, имеющим в атомных единицах вид  $\frac{1}{2} \Delta_\rho \psi + \frac{1}{\rho} \psi = E \psi$ . Подстановкой  $\psi = |\rho|^m e^{-\rho/2} e^{im\phi} R(\rho)$  оно приводится к гипергеометрическому для  $R(\rho)$ . Спектр собственных значений энергии

$$E_n = -\frac{mq^2 e^4}{2 \hbar^2 (n + 1/2)^2}. \quad (4)$$

Каждое состояние  $n$  – кратно вырождено по  $m$ . Возмущение  $-e(u - u_\infty)$  приводит к поправке для энергии  $\Delta E_n \sim E_n Q^{-2} (k/n)^4$ , малой при  $n/k > 20$ .

Сильно адсорбированные атомы, как и все высоковозбужденные состояния, обладают большой поляризуемостью (различной в направлении  $Oz$  и перпендикулярном к нему) и сильно нелинейным откликом на внешние поля. Большим преимуществом является их прекрасная связь с гелиевым термостатом.

Поскольку потенциал изображения и граничные условия на поверхности гелия зависят от ее кривизны, атом взаимодействует с поверхностными капиллярными волнами в гелии. Это может приводить к переходам, связанным с испусканием и поглощением риплона – кванта этих колебаний<sup>5</sup> и процессам с участием риплонов и фотонов.

Авторы благодарят А.В.Бабкина, Ю.С.Бараша, Л.В.Келдыша, В.И.Панова, А.А.Собянина за полезные обсуждения.

**Примечание.** Ю.Е.Лозовик любезно обратил наше внимание на работу<sup>8</sup>, в которой рассмотрен вопрос о классификации возбужденных состояний поверхностного гелиевого атома. Неучет взаимодействия электрона с изображением делает ее основной вывод о ридберговском характере спектра высоковозбужденных состояний неверным.

#### Литература

1. Ридберговские состояния атомов и молекул (ред. Стеббингс Р., Даннинг Ф.) М.: Мир, 1985.
2. Лифшиц И.М. ЖЭТФ, 1955, 29, 94.
3. Zaremba E., Kohn W. Phys. Rev., В, 1976, 13, 2270.
4. Смирнов Б.М., Радциг Г.А. Справочник по атомной и молекулярной физике. М.: Наука, 1980.
5. Эдельман В.С. УФН, 1980, 130, 675.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика нерелятивистская теория М.: Наука, 1974, с. 158, 348.

7. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982, с. 61.

8. Chalupa J. Solid. State Comm., 1982, 44, 219.

Физический институт им. П.Н.Лебедева

Академии наук СССР

Поступила в редакцию

5 ноября 1986 г.

---