

СТАЦИОНАРНЫЕ УРОВНИ ЭЛЕКТРОНА В ПОЛЕ ПОЛЯРИЗУЮЩЕЙСЯ НЕЙТРАЛЬНОЙ ЧАСТИЦЫ

М.С.Хайкин

Установлено существование стационарных "диэлектрических уровней" электронов близ диэлектрической частицы, возникающих в потенциальной яме, которая образуется притяжением частицы, поляризуемой полем электрона и работой проникновения электрона в ее материал. Найдена зависимость спектра поверхностных уровней от кривизны поверхности диэлектрика. Спектр частот диэлектрических уровней простирается от оптических (для иона) до $\sim 10^{12} \div 10^{11}$ гц. Обсуждается возможность существования диэлектрических уровней электронов близ частиц космической пыли.

Притяжение электрона плоской поверхностью поляризуемого диэлектрика, при условии большой работы проникновения электрона внутрь

диэлектрика, образует потенциальную яму, в которой возникают стационарные поверхностные уровни электронов; такие уровни близ поверхности жидкого гелия хорошо изучены [1, 2]. Двухмерный слой поверхностных электронов, расположенный внутри пузырька в жидком (сверхтекучем) гелии, обеспечивает стабильное существование такого образования — баблona [3, 4]. В многоэлектронном баблоне при достаточно низкой температуре должна иметь место вигнеровская кристаллизация слоя электронов; баблон с малым числом электронов, очевидно, представляет собою трехмерную квантовую систему.

В этом сообщении рассматривается геометрически противоположная ситуация, а именно: влияние кривизны выпуклой поверхности диэлектрика на спектр поверхностных уровней электронов и стационарные уровни электронов близ малых (сферических) частиц диэлектрика. Возможность существования таких квантовых систем — "диэлектрических ионов" — имеющих нейтральное многоатомное ядро, удерживающее электрон силами поляризации, представляется несомненной для веществ, атомы (или молекулы) которых способны образовывать отрицательные ионы (например, для H^- энергия связи избыточного электрона $\approx 0,7 \text{ эВ}$). Спектр стационарных уровней электронов близ выпуклой поверхности диэлектрика станет заметно отличаться от спектра плоской системы (частота перехода с основного уровня в сплошной спектр $\nu_1 \approx 5 \cdot 10^{12} \text{ ич}$ для твердого H) тогда, когда радиус кривизны поверхности R уменьшится до величины порядка расстояния от плоской поверхности до электрона $d_{\text{пл}} \approx 10^{-6} \text{ см}$.

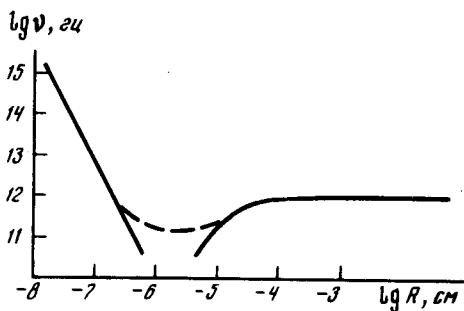
С другой стороны, случай предельно малой частицы, удерживающей электрон силами поляризации, хорошо известен: это отрицательный ион, спектр которого лежит в оптической области ($\sim 10^{15} \text{ ич}$), а величины R и $d \sim 10^{-8} \text{ см}$. Таким образом, наша задача — определить спектр диэлектрических ионов, имеющих размеры от атомных до $\sim 10^{-6} \text{ см}$. Относительную ширину уровней будем считать малой, как это имеет место для стационарных состояний над плоской поверхностью жидкого He [5]; это тем более верно для ионов (температуру будем предполагать не выше нескольких градусов).

В работе [6] показано, что хорошо согласующаяся со спектроскопическими измерениями поляризуемость атома может быть вычислена (к тому же результату приводит и квантовомеханический расчет [7]) на основе простой модели: поле электрона e/r^2 , находящегося на расстоянии r от центра атома с поляризуемостью α_A , вызывает появление в нем дипольного момента $\alpha_A e/r^2$. Потенциальная энергия электрона в поле этого диполя $U = -\alpha_A e^2/2r^4$. Применим эту же формулу и для содержащей N атомов сферической частицы радиуса R с поляризуемостью $\alpha_R = N\alpha_A$ (считая ее поляризацию однородной).

Квантование по Бору — Зоммерфельду приводит к энергетическим уровням $E_n = -n^4 e^2 r_B^2 / 2\alpha_R$ для электронов, обращающихся вокруг малой частицы по орбитам с радиусами $r_n = n^{-1} \sqrt{\alpha_R / r_B}$; (r_B — боровский радиус). Реализующиеся уровни отбираются условием $r_n \gg R$, которое для практически интересных случаев (H , He) допускает единственное значение $n = 1$.

Полученный спектр, очевидно, не верен для области $R \gg d_{\text{пл}}$, ибо он не переходит при $R \rightarrow \infty$ в известный спектр плоских уровней. Поэтому спектр для больших R найдем иначе.

Спектр уровней электронов близ плоской поверхности [1] определяется потенциальной энергией $U_{\text{пл}} = -\pi a \epsilon^2 / 2 d_{\text{пл}}$ (где $a = (\epsilon - 1) / 4\pi$ — поляризуемость диэлектрика). При переходе к сферической поверхности энергия уменьшается: $U(R) = U_{\text{пл}} f(R/d)$, где $f(R/d) < 1$ просто вычисляется при $\epsilon - 1 \ll 1$, что с достаточным приближением верно для Н, Не. Расчет дает $U(R \approx 5d_{\text{пл}}) \approx 0,5U_{\text{пл}}$; таким же образом изменяются и уровни электронов.



Обратимся к оценкам для твердого водорода, основанным на известных данных: $\alpha_A = 0,41 \cdot 10^{-24} \text{ см}^3$ [7]; $\alpha = 0,02$, $d_{\text{пл}} = 1,7 \cdot 10^{-7} \text{ см}$ [2]. На рисунке приведены значения частот $\nu_1(R)$ перехода с основного уровня в непрерывный спектр, вычисленных для двух рассмотренных выше областей $R < d_{\text{пл}}$ и $R > d_{\text{пл}}$ (сплошные линии). Крайние значения: $\nu_1(R \sim 10^{-8} \text{ см}) \sim 10^{15} \text{ цз}$ — отвечает оптическому спектру иона; $\nu_1(R = \infty) \sim 10^{12} \text{ цз}$ — соответствует величине, ожидаемой для поверхности твердого Н, исходя из экспериментальных данных для Не. В переходной области $R \sim d_{\text{пл}}$ два решения для $\nu_1(R)$ пересекаются; очевидно, что реализоваться могут лишь уровни, соответствующие верхним ветвям кривых $\nu_1(R)$, ибо они отвечают более глубоким потенциальным ямам. Реальная зависимость $\nu_1(R \sim d)$ должна выглядеть примерно так, как это показано пунктиром, попадая в интервал $10^{12} \div 10^{11} \text{ цз}$.

Обсудим возможность наблюдения диэлектрических уровней. Прежде всего нужно указать на возможность существования диэлектрических ионов в космической среде, состоящей на $\sim 90\%$ из Н (и на $\sim 10\%$ из Не — по числу атомов) и содержащей космическую пыль с размерами частиц от атомных до $\sim 10^{-4} \text{ см}$. Наличие диэлектрических уровней должно обнаруживаться по излучению (и поглощению) в диапазоне от оптического до $10^{12} \div 10^{11} \text{ цз}$ с максимумом в области низкочастотной границы, обусловленным экстремумом и горизонтальной ветвью кривой $\nu_1(R)$ (см. рисунок). Конечно, эта область должна быть размыта вследствие различий формы и поляризуемости (материала) пылинок. Изложенной картине вполне соответствует существующее космическое излучение в широкой полосе в области $\sim 10^{12} \text{ цз}$, особенно интенсивное от пылевых облаков, происхождение которого еще не выяснено [8]. Очевидно, нужен

детальный анализ возможной связи этого излучения с диэлектрическими уровнями.

Постановка лабораторного эксперимента по обнаружению диэлектрических уровней близ малых частиц, несомненно, заслуживает внимания; при этом в качестве частиц следует использовать микрокапли (туман) гелия, а в качестве метода обнаружения — измерение поглощения в характерной области частот.

П.Л.Капице автор благодарен за внимание к работе, Н.С.Кардашеву и В.С.Эдельману — за полезное обсуждение.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 мая 1978 г.

Литература

- [1] В.Б.Шикин, Ю.П.Монарха. ФНТ, 1, 957, 1975.
 - [2] M.W.Cole. Phys. Rev., B2, 4239, 1970.
 - [3] А.П.Володин, М.С.Хайкин, В.С.Эдельман. Письма в ЖЭТФ, 26, 707 1977.
 - [4] В.Б.Шикин. Письма в ЖЭТФ, 27, 44, 1978.
 - [5] В.С.Эдельман. Письма в ЖЭТФ, 24, 510, 1976.
 - [6] M.Barn, W.Heisenberg. Zs. f. Phys., 23, 388, 1924.
 - [7] J.G.Kirkwood. Phys. Zs., 33, 57, 1932.
 - [8] М.Гринберг. "Межзвездная пыль", М., изд. Мир, 1970.
-