

Модифицированный метод ВСС в задачах о передаче мюона с водорода на лёгкие ядра

С.В. Романов

Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт»

В данной работе рассматривается реакция прямой передачи отрицательного мюона μ из основного состояния $1s$ мезоатома водорода $\mu\text{H}(1s)$ на ядро химического элемента с атомным номером $Z \geq 6$:



H – ядро мезоатома водорода (протон или дейтрон), μZ^* – мезоатом элемента Z в возбуждённом состоянии. Одним из методов расчёта сечения реакция (1) при малых энергиях столкновения является метод возмущённых стационарных состояний (сокращённо ВСС). При его стандартной реализации [1] конфигурация трёх частиц определяется координатами Якоби \mathbf{R}_1 и \mathbf{r}_1 , где вектор \mathbf{R}_1 соединяет ядра H и Z , а вектор \mathbf{r}_1 задаёт положение мюона относительно центра масс пары ядер. Волновая функция трёхчастичной системы строится в виде разложения по базисным функциям, которые являются решениями задачи о движении мюона в поле двух неподвижных кулоновских центров H и Z . Межъядерное расстояние R_1 входит в эти функции в качестве параметра. Такой подход не позволяет асимптотически правильно описать входной и выходной каналы реакции (1), поскольку координаты \mathbf{R}_1 и \mathbf{r}_1 не совпадают с координатами Якоби этих каналов. В работе [2] был предложен модифицированный вариант метода ВСС, более подходящий для расчёта сечения реакции (1). Этот метод основан на существенной разнице энергий относительного движения в каналах реакции. Реакция (1) является экзоэнергетической с энерговыделением порядка 1 кэВ. Поэтому при малых энергиях столкновения во входном канале (например, тепловых или несколько эВ) энергия разлёта продуктов реакции также порядка 1 кэВ. Очевидно, что в этом случае необходимо в первую очередь асимптотически правильно описать входной канал. Соответственно, гамильтониан трёх частиц записывался в координатах Якоби входного канала. Этими координатами являются вектор \mathbf{R}_2 , соединяющий центр масс мезоатома водорода с ядром Z , и вектор \mathbf{r}_2 , задающий положение мюона относительно ядра H . В гамильтониане выделялась задача о движении мюона в поле двух кулоновских центров. Центры расположены на концах вектора \mathbf{R}_2 ; его длина играет роль межатомного расстояния. Один из центров имеет единичный заряд и находится в центре масс мезоатома водорода. Второй центр находится в той же точке, что и ядро Z . Его заряд равен $Z' = Z/m$, где m – приведённая масса мезоатома водорода в единицах массы мюона. Решения двухцентровой задачи образуют базис, по которому разлагается трёхчастичная волновая функция. Учёт в разложении только одной базисной функции, переходящей при $R_2 \rightarrow \infty$ в состояние $1s$ мезоатома водорода, уже обеспечивает правильное значение предела диссоциации во входном канале. Кроме того, при больших межатомных расстояниях естественным образом возникает поляризационное притяжение между мезоатомом водорода и ядром Z , причём значение дипольной поляризуемости мезоатома воспроизводится с точностью 1 %. Кроме того, нетрудно включить в расчёт электронное экранирование во входном канале, учёт которого оказывается важным при тепловых энергиях столкновения. Недостатком рассматриваемого подхода является тот факт, что координаты Якоби входного канала используются и для описания конечного состояния реакции. По этой причине базисные двухцентровые функции, локализованные вблизи ядра Z при $R_2 \rightarrow \infty$, соответствуют не реальному мезоатому μZ , а мезоатому с бесконечно тяжёлым ядром, несущим заряд Z' . Очевидно, что в этом случае невозможно вычислить сечения передачи мюона в отдельные состояния конечного мезоатома. Тем не менее, поскольку отмеченные выше базисные функции локализованы вблизи ядра Z , включение некоторой их группы в разложение трёхчастичной волновой функции позволяет описать перетекание зарядового облака мюона с водорода на ядро Z и

вычислить полное сечение реакции. Таким образом, метод расчёта, предложенный в работе [2], обеспечивает асимптотически правильное описание входного канала реакции с малой энергией столкновения, перенося дефекты описания в выходной канал. Влияние этих дефектов ожидается не слишком существенным из-за большой энергии разлёта продуктов реакции.

В работах [2,3] метод, описанный выше, был применён к расчёту сечения передачи мюона с протона на неон. Вместо сечения обычно рассматривается приведённая скорость передачи q , отнесённая к атомной плотности жидкого водорода $N_H = 4.25 \times 10^{22} \text{ см}^{-3}$:

$$q = N_H v \sigma, \quad (2)$$

$v = \sqrt{2E/M}$ – скорость относительного движения во входном канале, E – энергия столкновения, M – приведённая масса, σ – полное сечение реакции, просуммированное по всем возможным состояниям конечного мезоатома. Скорость q является функцией энергии столкновения или относительной скорости v . Экспериментально реакции типа (1) изучаются в жидких или плотных газовых смесях. В этом случае измеряется скорость λ передачи мюона с термализованных мезоатомов. Она получается в результате усреднения скорости q по распределению скоростей относительного движения во входном канале и является функцией температуры смеси T . Скорость λ передачи мюона с протона на неон измерялась в жидких водородо-неоновых смесях при температуре около 20 К [4] и в плотных газовых смесях при комнатной температуре (около 300 К) [5]. Экспериментальные значения λ_{exp} приведены в таблице. Особенностью реакции передачи на неон является аномально малое значение её скорости при комнатной температуре. Оно на порядок меньше скоростей реакций передачи на другие химические элементы с атомным номером $Z \geq 6$ [4]. Расчётные значения λ_{th} , полученные в работе [3], также приведены в таблице. Как видно, согласие с экспериментальными значениями неплохое. Интересная особенность была выявлена в энергетической зависимости скорости q . Расчёт предсказывает существование резонансного пика при энергии столкновения $E \approx 0.5$ эВ, обусловленного квазистационарным состоянием в d -волне. Этот результат представляет интерес в связи с обсуждаемой в литературе возможностью прецизионного измерения сверхтонкого расщепления основного состояния мезоатома водорода методами лазерной спектроскопии [6].

$T, \text{ K}$	$\lambda_{exp}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$	$\lambda_{th}, 10^{10} \text{ с}^{-1}$
20	3.00 ± 1.00	2.00
300	0.849 ± 0.018	1.25

Литература

1. Винуцкий С.И., Пономарёв Л.И. Адиабатическое представление в задаче трёх тел с кулоновским взаимодействием // ЭЧАЯ 1982, Т. 13, № 6, С. 1336–1418.
2. Romanov S.V. On the muon transfer from protium to neon // Eur. Phys. J. D 2004, V. 28, N 1, P. 11–38.
3. Романов С.В. Расчёт скорости передачи мюона с протона на неон на основе двухцентрового кулоновского базиса // ЯФ 2014, Т. 77, № 1, С. 3–14.
4. Schellenberg L. Muon transfer in gas mixtures with hydrogen // Muon Catalyzed Fusion 1990/91, V. 5/6, P. 73–85 and references therein.
5. Jacot-Guillarmod R. Muon transfer from hydrogen and deuterium atoms to neon // Phys. Rev. A 1995, V. 51, N 3, P. 2179–2185.
6. Bakalov D. [et al.] Theoretical and computational study of the energy dependence of the muon transfer rate from hydrogen to higher-Z gases // Phys. Lett. A 2015, V. 379, N 3, P. 151–156.