

ТРЕХФОТОННАЯ ИОНИЗАЦИЯ АТОМА ГЕЛИЯ, НАХОДЯЩЕГОСЯ В ВОЗБУЖДЕННОМ СОСТОЯНИИ $2s$

И.Бакош¹⁾, И.Кантор¹⁾, А.Ким¹⁾

В последние годы широко изучается процесс многофотонной ионизации атомов, находящихся в основном состоянии. В этой работе получены экспериментальные данные о многофотонной ионизации атома He, находящегося в возбужденном состоянии. О наблюдении такого процесса сообщалось в работе [1]. Кроме самостоятельного интереса исследование процесса многофотонной ионизации атома, находящегося в возбужденном состоянии, может дать существенный вклад в понимание процесса многофотонной ионизации атома, идущего из основного состояния через резонансное промежуточное возбужденное состояние. В большом числе случаев переход из промежуточного состояния в непрерывный спектр носит многофотонный характер.

Эксперимент заключался в следующем. Атомы He, находящиеся в плазме послесвечения разряда в возбужденных метастабильных состояниях 2^1S и 2^3S , облучались сфокусированным излучением рубинового лазера с модуляцией добротности (рис. 1). Ионы, созданные в плазме лазерным излучением регистрировались зондом [1]. Для ионизации из обоих состояний необходимо поглощение трех квантов излучения рубинового лазера. Однако, можно предполагать, что вероятность ионизации из состояния 2^1S значительно больше, так как энергия двух квантов близка к энергии уровня 6^1S (расстройка $\sim 30 \text{ см}^{-3}$). При ионизации из состояния 2^3S расстройки имеют величину порядка нескольких сотен см^{-1} .

¹⁾ Сотрудник Центрального физического института Академии наук Венгерской Народной республики.

Вероятность W процесса ионизации, происходящего в результате поглощения K -квантов связана с интенсивностью излучения F соотношением $W = \alpha F^k$, где α — сечение k -квантовой ионизации. При неравномерном пространственно-временном распределении излучения амплитуда ионного сигнала на зонде следующим образом связана с величиной сечения:

$$A = c J_0(y_3) N_I = c J_0(y_3) N_m \alpha F_{max}^k \int G_1^k(x, y, z) dx dy dz \int G_2^k(t) dt. \quad (1)$$

В формуле (1) — c — эффективность зонда, N_m — плотность метастабильных атомов; N_I — интегральная плотность ионов; $J_0(y_3)$ — бесселевская функция (аргумент которой определяется координатой зонда y_3), учитывающая процесс диффузии ионов от места образования к зонду; $G_1(x, y, z)$ и $G_2(t)$ — нормированные функции пространственного и временного распределений излучения. Максимальная интенсивность излучения

$$F = E / \int G_1(x, y, z = 0) dx dy \int G_2(t) dt,$$

где E — энергия излучения в импульсе.

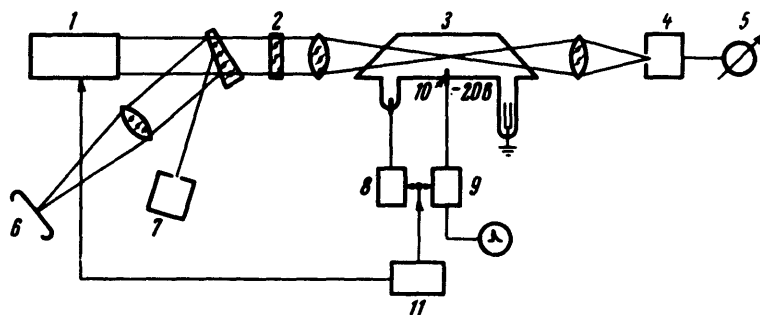


Рис. 1. Схема эксперимента: 1 — лазер; 2 — аттенуатор излучения; 3 — разрядная трубка; 4 — калориметр; 5 — гальванометр; 6 — фотопленка; 7 — фотоэлемент; 8 — схема, создающая разряд в трубке; 9 — усилитель; 10 — зонд; 11 — схема синхронизации выключения разряда с импульсом лазера

Непосредственный результат эксперимента заключался в измерении зависимости амплитуды ионного сигнала A от энергии излучения в импульсе E (рис. 2). Данные эксперимента в соответствии с (1) аппроксимировались соотношением $A = \beta E^k$ по методу наименьших квадратов с весом отдельных точек $\sim 1/A^2$. Получены величины $k = 2,9 \pm 0,1$ и $\beta = (3,0 \pm 0,1) \cdot 10^4 \text{ с} \cdot \text{дж}^{-3}$ для интервала изменения напряженности поля от $(1 + 3) \cdot 10^5 \text{ в/см}$.

Были измерены функции распределения G_1 и G_2 , а также другие параметры, входящие в формулу (1). Из этих величин и β определена величина сечения трехфотонной ионизации $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-71} \pm 1 \text{ см}^6 \cdot \text{сек}^2 \cdot \text{фотон}^{-3}$. В настоящее время у нас нет экспериментальных данных о том, ионизация какого состояния, синглетного или триплетного дает основной вклад в наблюдаемый выход ионов. Мы проводим в настоящее время ряд опытов с целью выяснить этот вопрос.

Расчет вероятности ионизации атома гелия, находящегося в возбужденных $2S$ -состояниях, в поле излучения рубинового лазера [2], проведенный с использованием полуфеноменологической функции Грина для оптического электрона [3], дал для ионизации из синглетного состояния $\alpha(2^1S) = 5 \cdot 10^{-77}$, а для триплетного состояния $\alpha(2^3S) = 5 \cdot 10^{-80}$.

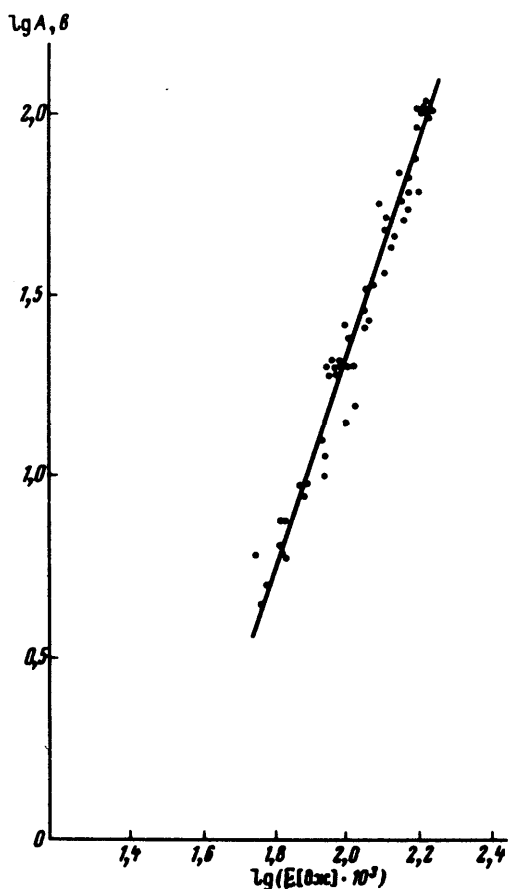


Рис. 2. Зависимость амплитуды зондового сигнала A от энергии E излучения, прошедшей через плазму послесвечения разряда

В настоящее время мы не видим причины, почему расчет дает величину гораздо меньшую, наблюдаемой на эксперименте.

Авторь благодарнь проф. М.Рабиновичу за постоянное внимание к работе, Г.А.Делоне, Е.Б.Делоне и Н.Л.Манакову за ценные обсуждения, а Т.У.Арсламбекову за помощь в проведении эксперимента.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
9 сентября 1970 г.

Литература

- [1] В.Бакош, В.Кантор, А.Киш. краткие сообщения по физике, 10, 1970.
- [2] Б.А.Зон, Н.Л.Манаков, Л.П.Рапопорт. Препринт ФИАН №178, 1970.
- [3] Б.А.Зон, Н.Л.Манаков, Л.П.Рапопорт. ДАН СССР, 188, 560, 1969.