

К возможности управления скоростью распада низколежащих ядерных уровней при возбуждении в фемтосекундной лазерной плазме

А.В.Андреев*, В.М.Гордиенко*, А.Б.Савельев*, Е.В.Ткаля**, О.В.Чутко*

Показано, что в фемтосекундной лазерной плазме возможно управление скоростью распада низколежащих ядерных состояний. В частности, при длительности лазерного импульса $\sim 100 - 500$ фс с интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² возможно наблюдение полного подавления конверсионного канала распада в части плазмы ²⁰¹Hg, разлетающейся в вакуум.

Ключевые слова: фемтосекундная лазерная плазма, возбуждение низколежащих ядерных уровней, внутренняя электронная конверсия.

В плазме, формируемой при воздействии на поверхность мишени фемтосекундного лазерного импульса с «умеренной» интенсивностью $\sim 10^{16} - 10^{17}$ Вт/см², температура электронов достигает 1 кэВ, а средняя энергия «горячих» электронов составляет 5–20 кэВ [1], что оказывается достаточным для эффективного возбуждения низколежащих ядерных уровней с энергией менее 20 кэВ [2]. Результаты проведенных экспериментов по возбуждению низколежащих ядерных уровней в так называемой фемтосекундной лазерной плазме (ФЛП) опубликованы в наших работах [3, 4]. В настоящей работе обсуждается новый способ управления скоростью распада низколежащих ядерных состояний, возбуждаемых в ФЛП. По сравнению с методикой, приведенной в [5], где для получения сильно ионизованных атомов с возбужденным состоянием ядра применялся ускоритель ионов, использование ФЛП делает получение этих атомов более доступным и, кроме того, позволяет управлять скоростью распада ядерных состояний.

Наиболее вероятными каналами распада возбужденных ядер являются γ -распад и внутренняя электронная конверсия (ВЭК), причем вероятность последней в зависимости от энергии ядерного перехода и его мультипольности на порядок и более превышает вероятность радиационного процесса. Период полураспада возбужденного ядерного уровня обычно рассчитывается из соотношения

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{(1 + \alpha)\Gamma_\gamma}, \quad \alpha = \sum_{k=k_1}^{k=k_2} \alpha_k, \quad (1)$$

где Γ_γ – радиационная ширина уровня; α и α_k – полный и парциальные на соответствующие атомные оболочки коэффициенты ВЭК. Следовательно, опустошение электронных оболочек атома в плазме должно приводить к

уменьшению полного коэффициента ВЭК α и увеличению времени жизни изомерного ядерного состояния.

Численный анализ зависимостей коэффициентов конверсии на различные электронные оболочки от кратности ионизации проводился с помощью программного пакета [6] на примере изотопа ²⁰¹Hg (энергия первого ядерного уровня $E = 1.565$ кэВ, $T_{1/2} \approx 1 - 10$ нс, $\alpha \approx 10^4$, содержание изотопа $\xi = 13\%$). До определенного момента парциальные коэффициенты слабо меняются с ростом кратности ионизации атома Z (см. рис.1.). Поскольку вследствие увеличения энергии связи оболочек с ростом Z фазовый объем в импульсном пространстве для покидающего атом электрона уменьшается, а из-за приближения указанных оболочек к ядру возрастают амплитуды волновых функций электронов вблизи ядра, то взаимная компенсация этих механизмов приводит к практически «горизонтальному» ходу кривых.

Анализ также показывает, что для ²⁰¹Hg наибольший вклад в ВЭК дает конверсия на оболочки N1, N2, N3, O1 и O2. При этом уменьшение парциальных коэффициентов конверсии при достижении определенной кратности ионизации атома происходит вследствие ионизации и за счет увеличения энергии связи электрона. Так, конверсия

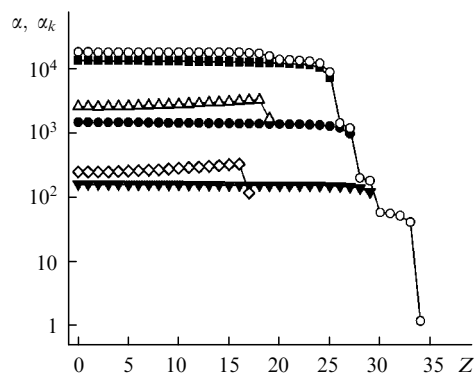


Рис.1. Зависимости от кратности ионизации атома ртути Z полного коэффициента конверсии α (○) и парциальных коэффициентов конверсии α_k с первого возбужденного состояния ядра на оболочку N1 (■), оболочку N2 (●), оболочку N3 (▼), оболочку O1 (△) и оболочку O2 (◇).

*Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

**НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына при МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119899 Москва, Воробьевы горы

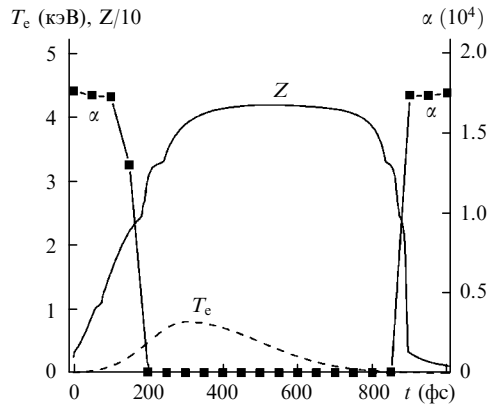


Рис.2. Зависимости температуры электронов T_e , кратности ионизации лазерной плазмы ртути Z и полного коэффициента конверсии α от времени при длительности лазерного импульса 200 фс.

на оболочку N1 прекращается в силу того, что энергия связи возрастает с 834 эВ при $Z = 0$ до 1590 эВ при $Z = 26$. Таким образом, для заметного подавления конверсионного канала распада необходимо ионизовать атомы ртути до $Z \approx 26 - 35$.

Оценим параметры плазмы и лазерного импульса, при которых возможно получение такой кратности ионизации атомов ртути. Кинетика ионизации ФЛП рассчитывалась нами в приближении среднего заряда [7] для лазерного импульса с длительностью 200 фс и интенсивностью $2 \cdot 10^{16}$ Вт/см². Температура тепловых электронов в этом случае достигает, согласно оценке, 800 эВ [1]. Анализ рис.2 показывает, что в течение ~ 1 пс кратность ионизации атомов ($Z > 35$) достаточно велика для полного подавления конверсии. С другой стороны, быстрая трехчастичная рекомбинация ионов плазмы приводит к уменьшению Z ниже 20 за время, существенно меньшее ожидаемого периода полураспада ядерного состояния (1–10 нс).

Наблюдение указанного эффекта, тем не менее, возможно для части многозарядных ионов, быстро покидающих плотную плазму вследствие ее разлета в вакуум. Действительно, для таких ионов возникает эффект за-

калки ионизационного состава [8]. Оценки показывают, что для плазмы ^{201}Hg с начальными параметрами $Z \approx 41$ и температурой электронов $T_e \approx 400$ эВ адиабатический разлет приводит к «замораживанию» Z на уровне $Z \sim 35$ при $t < 100$ нс. Следует также отметить, что ионы с большим зарядом покидают плазму быстрее, увеличивая тем самым вероятность сохранения ядерного изомера в возбужденном состоянии.

Отметим, что кроме ВЭК в сильно ионизованных атомах возможны квазирезонансные процессы типа «электронного мостика» [9]. Эти процессы имеют значительно более низкую вероятность, чем ВЭК, однако подавление канала ВЭК позволяет надеяться и на их экспериментальное наблюдение.

В соответствии с [2] полное число возбужденных ядер ртути в части плазмы объемом $\sim 10^{-12}$ см³, подвергающейся разлету в вакуум, оказывается равным ~ 100 ядрам за лазерный импульс, что является достаточным для наблюдения эффекта подавления ВЭК.

Таким образом, при длительности лазерного импульса $\sim 100 - 500$ фс с интенсивностью $\sim 2 \cdot 10^{16}$ Вт/см² возможно управление такой фундаментальной характеристикой как скорость распада ядерных состояний. В частности, для ^{201}Hg должно наблюдаться полное подавление конверсионного канала распада в части плазмы, разлетающейся в вакуум.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность И.М.Банд за предоставленный пакет программ расчета ВЭК и ценные консультации. Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты № 00-02-17320 и 01-02-16199, а также № 00-15-96651 и 01-02-06459).

1. Gibbon P., Forster E. *Plasma Phys. Control. Fusion*, **38**, 769 (1996).
2. Андреев А.В., Гордиенко В.М. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **66**, 312 (1997).
3. Андреев А.В., Волков Р.В. и др. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 343 (1999).
4. Андреев А.В., Волков Р.В. и др. *ЖЭТФ*, **118**, 1343 (2000).
5. Attallah F., Aiche M. et al. *Phys. Rev. C*, **55**, 1665 (1997).
6. Банд И.М., Фомичев В.И. *Препринт ЛИЯФ № 498* (Л., 1979).
7. Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. *Структура и характеристики ионов в горячей плазме* (М., Наука, 1986).
8. Басов Н.Г., Захаренков Ю.А. и др. *Диагностика плотной плазмы* (М., Наука, 1989).
9. Стризов В.Ф., Ткаля Е.В. *ДАН*, **325**, 284 (1992).