

УДК 530.145

МНОГОФОТОННАЯ НАДПороГОВАЯ ИОНИЗАЦИЯ ВОДОРОДОПОДОБНОГО АТОМА ИЗ ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ

А.Г. МАРКОСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 22 апреля 2006 г.)

На основе численного исследования изучен многофотонный процесс надпороговой ионизации водородоподобного атома в сверхинтенсивном лазерном поле из произвольного начального возбужденного состояния. Показано, что в поле сильной электромагнитной волны вероятность многофотонной ионизации электрона из более сильно связанного с кулоновским полем ядра состояния больше, чем из слабо связанного состояния, в отличие от случая надпороговой ионизации атома в поле слабой электромагнитной волны.

Исследования процесса многофотонной надпороговой ионизации (НПИ) атома, индуцированного сильным полем электромагнитной волны (ЭМВ), ограничены, в основном, рассмотрением перехода водородоподобного атома из основного состояния [1]. Первой работой в рамках нерелятивистской теории многофотонной НПИ в поле ЭМВ, которая в дальнейшем позволила объяснить качественные особенности энергетического спектра фотоэлектронов в экспериментах по НПИ [2], была работа Келдыша [3]. Аналогичный результат в калибровке векторного потенциала был получен в дальнейшем Файсалом и Рейсом [4] и поэтому в литературе этот механизм НПИ известен как модель Келдыша-Файсала-Рейса (КФР) [1].

Исторически многофотонная ионизация атома из возбужденного состояния в слабом поле ЭМВ или при сравнительно высоких частотах, когда параметр адиабатичности Келдыша $\gamma \gg 1$, была рассмотрена для щелочных металлов [5] с хорошим соответствием с экспериментально наблюдаемыми особенностями процесса ионизации. В другом предельном случае теории КФР – туннельной ионизации, когда $\gamma \ll 1$, рассмотрен многофотонный фотототрыв электрона от отрицательного иона водорода и галогенов, где связанное состояние атома описывается приближенно [6]. Рассмотрены также НПИ из ридберговских состояний атома с большими угловыми моментами в рамках классической теории [1].

Целью настоящей работы является рассмотрение НПИ водородоподобного атома в сильном поле ЭМВ из произвольного возбужденного со-

стояния. Перерассеяние фотоэлектрона в поле атомного остатка в случае НПИ нейтрального атома в сильном поле ЭМВ, как показано нами ранее [7], качественно не изменяет особенности энергетического спектра фотоэлектрона в сравнительно простом для численных расчетов случае циркулярно-поляризованного излучения ЭМВ, а увеличивает количественно вероятность НПИ. Поэтому для численного рассмотрения энергетического и углового распределений фотоэлектрона мы воспользовались наиболее компактной формулой, полученной в работе [7] для вероятности индуцированного процесса НПИ водородоподобного атома в сильном поле ЭМВ, обобщенной для переходов из произвольного возбужденного состояния электрона без учета процесса перерассеяния клейн-гордоновского фотоэлектрона в кулоновском потенциале остаточного иона.

Для водородоподобного атома в поле ЭМВ циркулярной поляризации с вектор-потенциалом

$$\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{e}_1 A_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) + \mathbf{e}_2 \sin(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}), \quad (1)$$

($\mathbf{e}_1, \mathbf{e}_2$ – единичные векторы; $\mathbf{e}_1 \perp \mathbf{e}_2 \perp \mathbf{k}$) дифференциальная вероятность НПИ в телесный угол $d\Omega$ ($\hbar = c = 1$) дается формулой [7]

$$\frac{dW_{i \rightarrow f}}{d\Omega} = A_{nLM} \frac{(P_M^L(\cos \Theta))^2 (N - 2Z)^2 (k\Pi)^2 |\Pi|}{g^{2(L+4)}} \times J_N^2(\alpha), \quad (2)$$

где $J_N(x)$ – функция Бесселя, $P_M^L(\cos \Theta)$ – полиномы Лежандра, $\Pi = (\Pi_0, \Pi)$ – усредненный четырехмерный квазиимпульс электрона в плоской ЭМВ: $\Pi = p + k\Pi$, $p = (\varepsilon, \mathbf{p})$ – 4-импульс свободного электрона, $Z = e^2 A_0^2 / (4kp)$, $k = (\omega, \mathbf{k})$ – волновой 4-вектор, $kp = \omega\varepsilon - \mathbf{k}\mathbf{p}$. Величины $\alpha, g, |\Pi|, \cos \Theta$ имеют вид

$$\alpha = eA\Pi / (kp), \quad g = \Pi - Nk, \quad |\Pi| = \sqrt{(\varepsilon_0 + \omega N)^2 - m_*^2}, \quad \cos \Theta = \frac{gA}{|g||A|}, \quad (3)$$

где $m_* = m\sqrt{1 + \xi^2}$ – эффективная масса релятивистского электрона в ЭМВ, $\xi = eA_0 / m$ – релятивистский инвариантный параметр интенсивности волны, $\varepsilon_0 = m - E_n$, E_n – энергия связанного состояния водородоподобного атома с квантовым числом n , $a = a_0 / Z_a$, $a_0 = 1/(me^2)$ – боровский радиус.

Согласно закону сохранения энергии, в процессе НПИ суммирование начинается с числа $N_0 = \langle (m_* - \varepsilon_0) / \omega \rangle$. Численные коэффициенты A_{nLM} определены согласно [8]:

$$A_{nLM} = \frac{2^{4L+5} (2L+1)(L-M)!(n+L)!}{n^{2L+4} (L+M)!(n-L-1)!((2L+1)!)}, \quad (4)$$

где n, M – главное и магнитное квантовые числа, L – полный угловой момент.

Так как дальнейшее исследование формулы (2) аналитически затруд-

няется, ниже произведем численный анализ, где функция Бесселя заменена на функцию Эйри $Ai(x)$, что оправдано для случая с $N \gg 1$, $x \approx N$ [7]:

$$J_N(x) \approx \left(\frac{1}{N}\right)^{1/3} Ai\left(\left(\frac{N}{2}\right)^{2/3} \left(1 - \frac{x^2}{N^2}\right)\right). \quad (5)$$

Для численных расчетов рассматривается ионизация атома водорода ($Z_a=1$) из связанного состояния с энергией $E_n \approx 0.5/n^2$ а.е. при излучении лазера с частотой $\omega=1/8$ а.е. и релятивистском параметре интенсивности $\xi=1$. На рис.1 (сплошная линия) приведена парциальная вероятность НПИ $W(N)$ как функция числа поглощенных фотонов N , необходимых для процесса ионизации, при $n=1$, $L=0$, $M=0$, найденная с помощью (2), где интегрирование по углу рассеяния конечного электрона φ произведено точно, по углу θ – численно в системе координат с осью Z , направленной по вектору распространения ЭМВ. Для сравнения на том же рис.1 приведены парциальные вероятности НПИ из состояний с наборами квантовых чисел $n=2$, $L=0$, $M=0$ $W_{n=2L=0M=0}(N)$ (пунктирная линия) и $n=3$, $L=0$, $M=0$ $W_{n=3L=0M=0}(N)$ (точечная линия). Варьирование квантовыми числами n , L , M показало, что вероятность НПИ определяется главным квантовым числом состояния n . Как видно из рис.1, вероятность индуцированного процесса ионизации атома из более сильно связанного состояния больше, чем из слабо связанного состояния. Отметим, что для циркулярной поляризации ЭМВ вклад перерасеяния

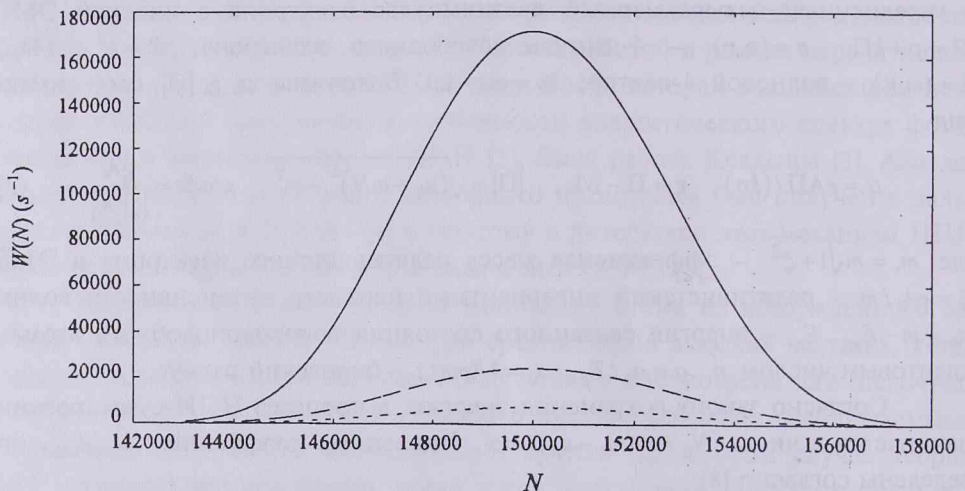


Рис.1. Парциальная вероятность ионизации $W(N)$ атома водорода как функция числа фотонов N , необходимых для процесса ионизации при частоте $\omega=1/8$ а.е. и релятивистском параметре интенсивности $\xi=1$ циркулярно-поляризованного лазерного поля в логарифмическом масштабе. Сплошная, пунктирная и точечная линии суть парциальные вероятности из состояний с наборами квантовых чисел $n=1$, $L=0$, $M=0$, $n=2$, $L=0$, $M=0$ и $n=3$, $L=0$, $M=0$, соответственно.

электрона того же порядка [7], что и результат Рейса, в котором не учтено перерассеяние [1]. Исследования при больших значениях параметра ξ показали, что с ростом поля скорость ионизации уменьшается на несколько порядков, что позволяет при сравнении с рис.1 увидеть процесс стабилизации [1].

Проведены также исследования пространственного распределения фотоэлектронов. На рис.2 приведен график зависимости дифференциальной вероятности $dW(\theta)/\sin\theta d\theta$ надпороговой ионизации (после суммирования по числу поглощенных фотонов N) от угла рассеяния θ конечного электрона в системе координат с осью Z , направленной по вектору $\mathbf{k}$ ЭМВ при остальных одинаковых параметрах задачи из состояния с наборами квантовых чисел $n = 1, L = 0, M = 0$ $W_{n=2L=0M=0}(N)$ (гладкая линия), $n = 2, L = 0, M = 0$ $W_{n=2L=0M=0}(N)$ (пунктирная линия) и $n = 3, L = 0, M = 0$ $W_{n=2L=0M=0}(N)$ (точечная линия), соответственно.

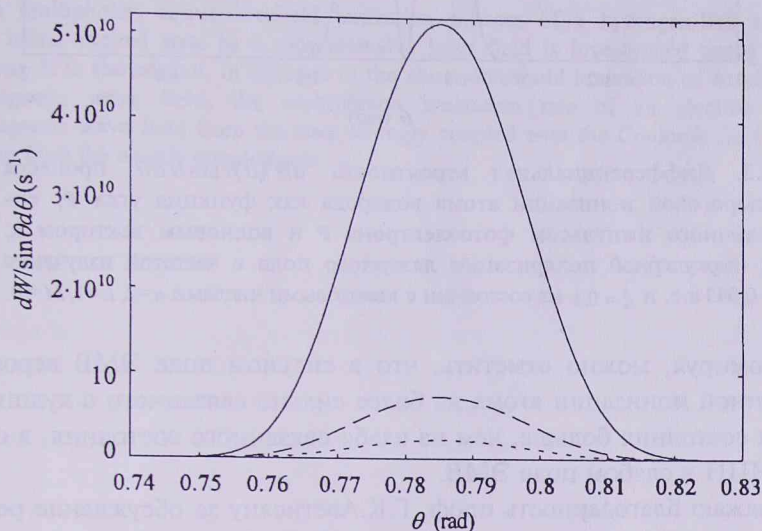


Рис.2. Дифференциальная вероятность $dW(\theta)/\sin\theta d\theta$ процесса надпороговой ионизации атома водорода как функция угла рассеяния θ , составленного импульсом фотоэлектрона $\mathbf{P}$ и волновым вектором $\mathbf{k}$, при циркулярной поляризации лазерного поля с вектором поляризации $\mathbf{A}$ и частотой излучения $\omega = 1/8$ а.е. и $\xi = 1$. Гладкая, пунктирная и точечная линии суть парциальные вероятности из состояния с наборами квантовых чисел $n=1, L=0, M=0$, $n=2, L=0, M=0$ и $n=3, L=0, M=0$, соответственно. Максимумы вероятности соответствуют периодическим значениям $\theta = 0.785$ rad.

Интересная особенность выявлена при ионизации из состояния $n \neq 1$, когда наблюдается более одного пика. Два пика кривой $dW(\theta)/\sin\theta d\theta$ вместо одного при НПИ из основного состояния атома при угле рассеяния $\theta = 0.785$ rad (вероятность НПИ равна $5.143934 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$) показаны на рис.3: при $\theta = 1.4$ rad ($2.206571 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$) и при $\theta = 1.55$ rad ($2.171632 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$).

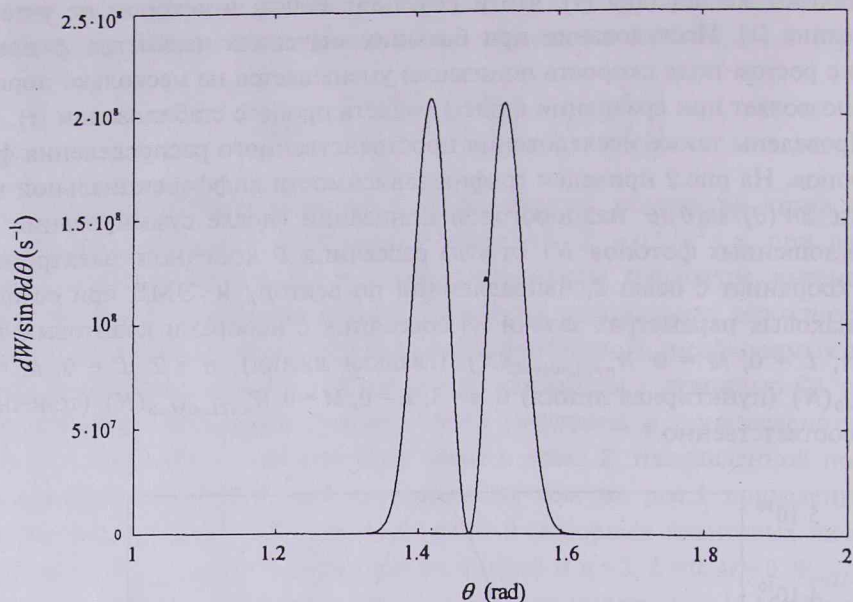


Рис.3. Дифференциальная вероятность $dW(\theta)/\sin\theta d\theta$ процесса надпороговой ионизации атома водорода как функция угла θ , составленного импульсом фотоэлектрона P и волновым вектором k , при циркулярной поляризации лазерного поля с частотой излучения $\omega = 0.043$ а.е. и $\xi = 0.1$ из состояния с квантовыми числами $n=2, L=1, M=0$.

Резюмируя, можно отметить, что в сильном поле ЭМВ вероятность многофотонной ионизации атома из более сильно связанного с кулоновским полем ядра состояния больше, чем из слабо связанного состояния, в отличие от случая НПИ в слабом поле ЭМВ.

Выражаю благодарность проф. Г.К.Аветисяну за обсуждение результатов и постоянный интерес к работе, а также Г.Ф.Мкртчяну за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. М.Н.Мittleman. Introduction to the Theory of Laser-Atom Interactions. Plenum, New York, 1993; М.В.Федоров. Atomic and Free Electrons in a Strong Light Field. World Scientific, Singapore, 1997; F.Ehlotzky et al. Phys. Reports, 297, 63 (1998).
2. P.Agostini et al. Phys. Rev. Lett., 42, 2778 (1979); P.H.Buckbaum et al. Phys. Rev. Lett., 56, 2590 (1986); U.Mohideen et al. Phys. Rev. Lett., 71, 509 (1993).
3. Л.Д.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945 (1964).
4. F.Faisal. J. Phys B, 6, L89 (1973); H.R.Reiss. Phys. Rev. A, 22, 1786 (1980).
5. А.Л.Никишов, В.Л.Ригус. Труды ФИАН, 111, 218 (1979).
6. G.F.Gribakin, М.Ю.Кучев. Phys. Rev. A, 55, 3760 (1997); М.В.Фролов et al. Phys. Rev. Lett., 91, 053003 (2003).
7. Н.К.Аветисян et al. Phys. Rev. A, 64, 053404 (2001).
8. B.Podolsky, L.Pauling. Phys. Rev. A, 34, 109 (1929).

ՋՐԱԾՆԱՆՄԱՆ ԱՏՈՄԵՐԻ ԲԱԶՄԱՖՈՏՈՆ ՎԵՐՇԵՄԱՅԻՆ
ԻՈՆԻԶԱՑՈՒՄԸ ԳՐԳՈՎԱԾ ՎԻՃԱԿԻՑ

Ա.Գ. ՄԱՐԿՈՍՅԱՆ

Թվային հաշվարկի հիման վրա ուսումնասիրված է գերհզոր լազերային դաշտում ջրածնանման ատոմի բազմաֆոտոն վերշեմային իոնիզացումը կամայական սկզբնական զրգռված վիճակից: Ցույց է տրված, որ ի տարբերություն քույլ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտի, ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում էլեկտրոնի բազմաֆոտոն վերշեմային իոնիզացման հավանականությունը միջուկի դաշտում ուժեղ կապված վիճակից ավելի մեծ է, քան քույլ կապված վիճակից:

MULTIPHOTON ABOVE-THRESHOLD IONIZATION
OF A HYDROGEN-LIKE ATOM FROM AN EXCITED STATE

A.G. MARKOSSIAN

The multiphoton above-threshold ionization process of a hydrogen-like atom from an arbitrary initial excited state in a superintensive laser field is investigated based on numerical simulations. It is shown that, in contrast to the above-threshold ionization of an atom in a weak electromagnetic wave field, the multiphoton ionization rate of an electron in a strong electromagnetic wave field from the state strongly coupled with the Coulomb field of nucleus is larger than from the weakly coupled one.