

ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ ПРИ ФОТОРАЗРУШЕНИИ ОТРИЦАТЕЛЬНЫХ ИОНОВ АТОМОВ ВОДОРОДА В ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

П. А. Головинский

*Воронежская государственная архитектурно-строительная академия
394680, Воронеж, Россия*

Поступила в редакцию 27 марта 1997 г.

Рассмотрена квантовая интерференция электронных волн при фоторазрушении отрицательного иона атома водорода в присутствии внешнего однородного электрического поля. Обсуждается структура амплитуд фотоотрыва. Для распределения электронного потока получено простое аналитическое выражение. Показано отображение угловой зависимости волновой функции в структуре электронного потока.

1. ВВЕДЕНИЕ

Фоторазрушение атомов и отрицательных ионов в присутствии постоянного однородного электрического поля изучалось в целом ряде теоретических и экспериментальных работ, в основном концентрирующихся на определении полного сечения процесса в зависимости от напряженности поля и частоты фотона. Отличительной характеристикой фотоионизации нейтральных атомов является наличие особенностей в надпороговой области [1–7]. В противоположность этому фоторазрушение отрицательных ионов в присутствии постоянного электрического поля не приводит к образованию каких-либо резонансных структур, а имеет характер сечения с плавно модулированной зависимостью от напряженности электрического поля [8–13].

Полное сечение разрушения отрицательных ионов в s -состоянии детально изучено в приближении свободного электрона в конечном состоянии [8–13]. Это приближение основано на том факте, что в отсутствие внешнего электрического поля одноэлектронный отрыв первоначально связанного s -электрона приводит к его переходу в конечное p -состояние, которое слабо искажается атомным потенциалом.

Иная ситуация возникает в случае отрицательных ионов галогенов с основным p -состоянием. Одним из основных каналов фотоотрыва при этом является канал p - s -перехода. Следовательно, приближение нулевого потенциала уже несправедливо даже без внешнего электрического поля [14–19], и приближение свободного электрона [20] является неудовлетворительным [21, 22]. Для решения задачи в этом случае используется переразложение амплитуды перехода в цилиндрической системе координат [5, 6, 23, 24], что дает возможность осуществить переход от внутриатомной области в область свободного движения в постоянном однородном электрическом поле и рассчитать сечение процесса.

Фоторазрушение отрицательного иона в присутствии постоянного электрического поля позволяет фиксировать волновые свойства электрона в конечном состоянии. Классические траектории электрона в таком поле становятся двузначными, что приводит к интерференции соответствующих квантовых амплитуд. В работе [25] впер-

вые была сформулирована принципиальная идея «фотоионизационного микроскопа». Недавние эксперименты [26] показали наличие соответствующей кольцевой структуры для Vg^- .

Теория эффекта развивалась ранее в серии работ [1–4, 25, 27–29] и позволяет, в принципе, вычислять распределение электронов, а следовательно и интерференционную картину. В то же время следует отметить, что приближения [25, 28, 29] носили квазиклассический характер и могут быть использованы только в классически доступной области. Квантовомеханическое рассмотрение было проведено для отрицательного иона атома водорода [30]. Результатом явилось выражение для волновой функции в виде интеграла от быстро осциллирующей функции, которое малоприспособно для проведения численных расчетов в области экспериментальных параметров и лишает результат наглядности. Аналитическая формула, применимая на любых расстояниях от центра интерференционной картины, была получена ранее [4] только вблизи порога процесса для отрицательных ионов галогенов с начальным p -электроном.

В данной работе получена простая аналитическая формула, применимая при любых расстояниях от центра интерференции для случая, когда источником является отрицательный ион атома водорода.

2. АМПЛИТУДА ФОТОРАЗРУШЕНИЯ

Образование интерференционной картины фотоэлектронами в электрическом поле является результатом двух физически различных процессов: фоторазрушения и распространения электронной волны в присутствии внешнего поля. Мы начнем с рассмотрения амплитуды фоторазрушения, следуя методу, изложенному в работе [8].

Будем предполагать, что лазерное поле, вызывающее фоторазрушение, является слабым, и взаимодействие электрона со светом будем рассматривать как возмущение. Для учета влияния статического электрического поля воспользуемся функциями Эйри при построении полного ортогонального набора конечных состояний.

Взаимодействие электрона со светом имеет вид (мы используем атомную систему единиц $e = m_e = \hbar = 1$)

$$W = -i(A/c) \exp(i\mathbf{k}_{ph}\mathbf{r})(\mathbf{e}\nabla), \quad (1)$$

где A — амплитуда векторного потенциала лазерного поля, c — скорость света в вакууме, \mathbf{k}_{ph} — импульс фотона, \mathbf{e} — вектор поляризации, ω — частота фотона. Выражение для сечения имеет вид [20]

$$\sigma = \frac{4\pi^2}{c\omega} \int |M_{fi}|^2 \delta(E_i + \omega - E) dq_x dq_y d\eta, \quad (2)$$

где $E = (q_x^2 + q_y^2) + \eta$ — энергия электрона в конечном состоянии, η — энергия z -составляющей движения электрона в континууме. Матричный элемент между начальным состоянием $|i\rangle$ и конечным состоянием $|f\rangle$ в непрерывном спектре можно записать в виде

$$M_{fi} = \langle \psi_f(\eta) | -i \exp(i\mathbf{k}_{ph}\mathbf{r})(\mathbf{e}\nabla) | \psi_i \rangle. \quad (3)$$

Конечное состояние ψ_f выражается через функции Эйри:

$$\psi_f = \frac{\exp(iq_x x)}{\sqrt{2\pi}} \frac{\exp(iq_y y)}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{4}{F}\right)^{1/6} \text{Ai}(\xi), \quad (4)$$

где

$$\xi = -(a + z)b, \quad a = \eta/F, \quad b = (2F)^{1/3}, \quad (5)$$

F — напряженность постоянного однородного поля, направление которого выбрано противоположным направлению оси z .

Начальное состояние отрицательного иона атома водорода может быть представлено с хорошей точностью в виде [31, 32]

$$\psi_i(\mathbf{r}) = B \frac{e^{-\kappa r} - e^{-\beta r}}{r}, \quad \kappa = 0.236, \quad \beta = 0.75, \quad B = 0.325. \quad (6)$$

Для расчета матричного элемента M_{fi} в уравнении (3) удобно перейти к преобразованию Фурье начальной волновой функции (6) и волновой функции конечного состояния (4):

$$\psi_i(\mathbf{p}) = B \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \alpha(p), \quad \alpha(p) = \left(\frac{1}{\kappa^2 + p^2} - \frac{1}{\beta^2 + p^2}\right), \quad (7)$$

$$\psi_f(\mathbf{p}) = \delta(q_x - p_x)\delta(q_y - p_y) \frac{1}{\sqrt{2\pi F}} \exp\left[\frac{i}{F} \left(\frac{p_z^3}{6} - \eta p_z\right)\right]. \quad (8)$$

Запишем выражение (3) для матричного элемента M_{fi} в интегральной форме:

$$M_{fi} = M(\kappa) - M(\beta),$$

$$M(\kappa) = \frac{B}{\pi F^{1/2}} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{\mathbf{q}\mathbf{e} + e_z p_z}{\kappa^2 + (q_x - k_{ph,x})^2 + (q_y - k_{ph,y})^2 + (p_z - k_{ph,z})^2} \times \\ \times \exp\left[\frac{i}{F} \left(\frac{p_z^3}{6} - \eta p_z\right)\right], \quad \mathbf{q} = (q_x, q_y). \quad (9)$$

Наибольший вклад в интеграл дает область вблизи точки стационарной фазы p_z , удовлетворяющей уравнению [8]

$$p_z^2/2 = \eta. \quad (10)$$

Поскольку начальное состояние описывается функцией $\psi_i(\mathbf{p})$, медленно меняющейся в окрестности стационарной точки, ее значение в этой точке можно вынести за знак интеграла. Тогда получим выражение

$$M(\kappa) = iB \cdot 2^{4/3} F^{5/6} \frac{-i(\mathbf{q}\mathbf{e})/F + e_z \partial/\partial \eta}{\kappa^2 + (q_x - k_{ph,x})^2 + (q_y - k_{ph,y})^2 + (p_z - k_{ph,z})^2} \text{Ai}\left[-\left(\frac{2}{F^2}\right)^{1/3} \eta\right], \quad (11)$$

которое определяет величину дифференциального сечения рассеяния.

Для оценки поправки на запаздывание к полному сечению рассеяния вблизи порога выберем вектор поляризации \mathbf{e} параллельно постоянному полю \mathbf{F} ($q\mathbf{e} = 0$) и используем асимптотику (6) в виде $B \exp(-\kappa r)/r$. Тогда

$$M(\kappa) = \frac{C}{\kappa^2 + (\mathbf{q} - \mathbf{k}_{ph})^2 + 2\eta} \frac{\partial}{\partial \eta} \text{Ai} \left[- \left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right], \quad (12)$$

где $C = iB \cdot 2^{1/3} F^{5/6}$.

После подстановки (12) в (2) получим

$$\sigma = \frac{4\pi^2 |C|^2}{c\omega(p^2 + k_{ph}^2 + \kappa^2)^2} \int_{-\infty}^F d\eta \int_0^{2\pi} d\varphi \left| \frac{\partial}{\partial \eta} \text{Ai} \left[- \left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right] \right|^2 \times \\ \times \left(1 - \frac{2k_{ph}q \cos \varphi}{p^2 + k_{ph}^2 + \kappa^2} \right)^{-2}. \quad (13)$$

Воспользуемся соотношением

$$\int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{(1 - \varepsilon \cos \varphi)^2} = \frac{2\pi}{(1 - \varepsilon^2)^{3/2}} \quad (14)$$

и перепишем (13) в виде

$$\sigma = \frac{64\pi^3}{c\omega} \frac{B^2 F}{(p^2 + k_{ph}^2 + \kappa^2)^2} D^r \left(\frac{2^{1/3} E}{F^{2/3}} \right), \quad (15)$$

где

$$D^r(u) = \int_{-\infty}^u \frac{1}{(1 - \varepsilon^2)^{3/2}} \left| \frac{d}{dv} \text{Ai}(-v) \right|^2 dv, \\ \varepsilon = \frac{2k_{ph}q}{p^2 + k_{ph}^2 + \kappa^2}, \quad q^2 = 2 \left[E - \left(\frac{F^2}{2} \right)^{1/3} v \right]. \quad (16)$$

При $\varepsilon = 0$, т. е. пренебрегая эффектами запаздывания, мы получим результат дипольного приближения [8].

Два первых члена разложения в ряд Тейлора $(1 - \varepsilon^2)^{-3/2} \approx 1 + 3\varepsilon^2/2$ позволяют выделить вклад эффектов запаздывания. Оценка дает значение $\varepsilon^2 \approx \omega/c^2 \approx 10^{-5}$ для процессов вблизи порога. На рис. 1 показана функция $D(u) = D^r(u)|_{\varepsilon=0}$ без учета запаздывания [8] и поправка к ней $D^r(u) - D(u)$. Значение поправки мало в соответствии с приведенной выше оценкой.

Полное сечение при совпадении направления электрического поля с направлением поляризации света с учетом более точной волновой функции (6) имеет вид

$$\sigma = \frac{64\pi^3}{c\omega} \alpha^2(p) B^2 D \left(\frac{2^{1/3} E}{F^{2/3}} \right). \quad (17)$$

Вблизи порога поправка к результату, полученному в работе [8], составляет $\approx (\kappa/\beta)^4 \approx \approx 0.01$, но увеличивается с ростом энергии фотона [21].

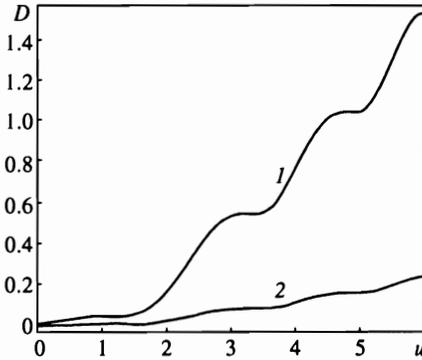


Рис. 1. Модулирующий множитель $D(u)$ (кривая 1) и поправка к нему вследствие эффекта запаздывания, умноженная на 10^5 (кривая 2)

3. ИНТЕРФЕРЕНЦИОННАЯ КАРТИНА

Рассмотрим теперь задачу об интерференции электронных волн в конечном состоянии при фоторазрушении отрицательного иона атома водорода, пренебрегая эффектами запаздывания и используя асимптотическое выражение для начальной волновой функции. Исходным является уравнение для волновой функции в конечном состоянии:

$$(\nabla^2/2 + Fz + E)\psi = W\psi_i. \tag{18}$$

Оператор W взят здесь в дипольном приближении: $W \approx -i(A/c)(e\nabla)$ ($\mathbf{k}_{ph} \rightarrow 0$, $\exp(i\mathbf{k}_{ph}\mathbf{r}) \approx 1$).

Для решения неоднородного уравнения (18) воспользуемся функцией Грина, являющейся решением уравнения

$$(\nabla^2/2 + Fz + E)G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \delta(z - z')\delta(x - x')\delta(y - y'). \tag{19}$$

Будем искать решение (19) в виде

$$G_E(\mathbf{r}, \mathbf{r}') = \frac{1}{(2\pi)^2} \int \exp(i\mathbf{q}(\mathbf{r}_\perp - \mathbf{r}'_\perp)) g_E(\mathbf{q}, z, z') d^2q, \tag{20}$$

где $\mathbf{r}_\perp = (x, y)$ — компонента вектора \mathbf{r} , перпендикулярная оси z . Относительное расположение векторов \mathbf{e} , \mathbf{q} и \mathbf{r}_\perp показано на рис. 2.

Функция $g_E(\mathbf{q}, z, z')$ удовлетворяет следующему уравнению:

$$\left(\frac{1}{2} \frac{d^2}{dz^2} + Fz + \eta\right) g_E(\mathbf{q}, z, z') = \delta(z - z'). \tag{21}$$

Используя линейную замену переменных (5), представим функцию Грина через функции Эйри в виде [33–35]

$$g_E(\mathbf{q}, z, z') = -\frac{2\pi}{b} \text{Ci}(\xi_<) \text{Ai}(\xi_>), \tag{22}$$

где $\xi_{><} = (\xi + \xi' \pm |\xi - \xi'|)/2$, $\text{Ci}(\xi) = \text{Bi}(\xi) + i\text{Ai}(\xi)$, функции Ai и Bi имеют асимптотическое поведение ($\xi \rightarrow -\infty$) [36]

$$\begin{aligned} \text{Ai}(\xi) &\simeq \pi^{-1/2} |\xi|^{-1/4} \sin(\phi + \pi/4), \\ \text{Bi}(\xi) &\simeq \pi^{-1/2} |\xi|^{-1/4} \cos(\phi + \pi/4), \quad \phi = 2|\xi|^{3/2}/3. \end{aligned} \tag{23}$$

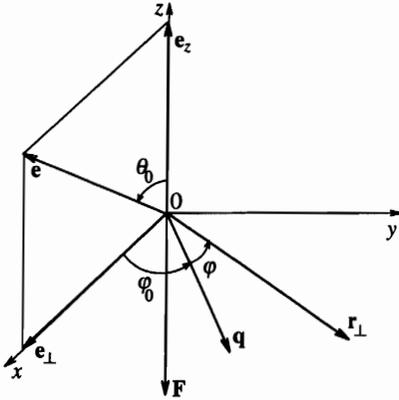


Рис. 2. Относительное положение вектора напряженности электрического поля F , поляризованного вектора e , поперечной проекции радиусавектора r_{\perp} и поперечной проекции момента электрона q

Эти асимптотики верны вдали от классической точки поворота $z = -\eta/F$.

При расчете электронного потока нас будут интересовать большие расстояния от иона, на которых большие и малые аргументы функции Грина в (22) фактически разделяются и уравнение (18) принимает вид

$$\psi \simeq -\frac{2iABF\alpha(p)}{bc} \int_0^{\infty} \int_0^{2\pi} \text{Ci}(-(a+z)b) \exp(iq\mathbf{r}_{\perp}) \left(e_z \frac{\partial}{\partial \eta} - i \frac{q\mathbf{e}}{F} \right) \times \\ \times \text{Ai} \left[-\left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right] d\varphi q dq, \tag{24}$$

где матричный элемент M_{fi} взят из (9), (11) при $k_{ph} = 0$.

Проинтегрируем в (24) сначала по углам φ в плоскости перпендикулярной направлению электрического поля. Скалярное произведение $q\mathbf{e} = \sin \theta_0 (\cos \varphi \cos \varphi_0 - \sin \varphi \sin \varphi_0)$, $e_z = \cos \theta_0$, где φ и φ_0 — углы в плоскости xy , θ_0 — угол между осью z и направлением вектора поляризации e . Интегрирование по φ в уравнении (24) сводится к вычислению интеграла вида

$$I_n = \int_{-\pi}^{\pi} \exp(iqr \cos \varphi) s_n(\varphi) d\varphi, \tag{25}$$

где $s_0 = 1$, $s_1 = \cos \varphi$ и $s_2 = \sin \varphi$. Интегралы с $n = 0, 1$ приводят к функциям Бесселя нулевого и целого порядка и их производным [36]:

$$I_0 = 2\pi J_0(qr), \quad I_1 = -2i\pi J'_0(qr). \tag{26}$$

Интеграл с $n = 2$ равен нулю в силу нечетности подынтегральной функции. С учетом этого

$$\psi \simeq -\frac{4i\pi ABF\alpha(p)}{bc} \int_0^{\infty} \text{Ci}(-(a+z)b) \times \\ \times \left[\mu_0 J_0(q\rho) \frac{\partial}{\partial \eta} - \frac{\mu_1}{F} \frac{\partial J_0(\rho r)}{\partial \rho} \right] \text{Ai} \left[-\left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right] q dq, \tag{27}$$

где $\mu_0 = \cos \theta_0$, $\mu_1 = \sin \theta_0 \cos \varphi_0$, $\rho = |\mathbf{r}_\perp|$.

Вычислим интеграл по q , используя асимптотическое выражение для S_i при больших положительных значениях z . В соответствии с (23) запишем результат в виде

$$\psi \simeq Q \int_0^\infty \exp\left(-i \frac{tq^2}{2}\right) \times \\ \times \left(\mu_0 J_0(q\rho) \frac{\partial}{\partial \eta} - \frac{\mu_1}{F} \frac{\partial J_0(\rho r)}{\partial \rho} \right) \text{Ai} \left[- \left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right] q dq, \quad (28)$$

где

$$Q = - \frac{4i\pi^{1/2} AB F \alpha(p)}{bc(zb)^{1/4}} \exp(i\bar{\phi}), \quad \bar{\phi} = t \left(\frac{2z}{3} + \frac{E}{F} \right) + \frac{\pi}{4},$$

$t = (2z/F)^{1/2}$ — классическое время движения электрона от источника до экрана.

Функции Бесселя имеют при больших значениях аргумента асимптотику

$$J_n(u) \simeq \left(\frac{2}{\pi u} \right)^{-1/2} \cos \left(u - \frac{n\pi}{2} - \frac{\pi}{4} \right)$$

[36], и подынтегральная функция в (28) имеет стационарную точку, соответствующую классическому значению поперечной компоненты импульса $q_c = \rho/t$. Следовательно, мы можем подставить значение функции Эйри в стационарной точке. Остающийся интеграл вычисляется точно. Для $n = 0$ [37]

$$\mathcal{F}(\rho) = \int_0^\infty \exp\left(-i \frac{tq^2}{2}\right) J_0(\rho q) q dq = \frac{1}{t} \exp\left(\frac{i\rho^2}{2t}\right). \quad (29)$$

Производная от этого выражения дает член с $n = 1$:

$$\frac{\partial}{\partial \rho} \int_0^\infty \exp\left(-i \frac{tq^2}{2}\right) J_0(\rho q) q dq = \frac{i\rho}{t} \mathcal{F}(\rho). \quad (30)$$

Таким образом, окончательно в точке регистрации электрона на экране

$$\psi \simeq Q \mathcal{F}(\rho) \left[\mu_0 \frac{\partial}{\partial \eta} - \mu_1 \frac{i\rho}{tF} \right] \text{Ai} \left[- \left(\frac{2}{F^2} \right)^{1/3} \eta \right] \Bigg|_{q=q_c}. \quad (31)$$

Аналитическое выражение (31) для волновой функции конечного состояния содержит всю информацию для расчета электронного тока j_z в направлении оси z : $j_z \simeq -i(\psi^* \partial \psi / \partial z - \text{с.с.})$, и определяет детали интерференционной картины. Для расчета электронного тока требуется вычисление производных по z . Однако для удаленного от источника экрана движение электрона в однородном электрическом поле становится квазиклассическим. Тогда можно положить $\psi \simeq \exp(iS)$ [38], где S — классическое действие. Следовательно $j_z \simeq p_z(z, \rho) |\psi|^2$ с точностью квазиклассического приближения,

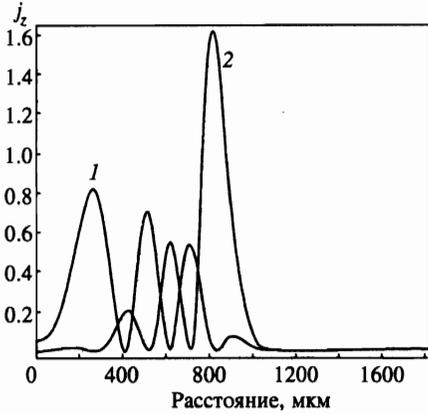


Рис. 3. Картина квантовой интерференции для H⁻: кривая 1 соответствует случаю e || F, кривая 2 соответствует e ⊥ F и φ₀ = 0. Энергия электрона в непрерывном спектре 0.4 см⁻¹, напряженность электрического поля 100 В/м, расстояние z = 0.5 м [26]

определяемой параметром $d(p^{-1}(z, \rho))/dz \ll 1$ при $F^2 t^3 \gg 1$. Фактически квазиклассическая формула для электронного потока оказывается верной с высокой точностью.

Это позволяет записать окончательный результат для двух характерных поляризаций. Для поляризации вдоль внешнего поля

$$j_z^{\parallel}(\rho) \simeq j_0 \left(\frac{2}{tF^2} \right)^{2/3} \left| \frac{d}{dx} \text{Ai}(-x) \right|^2, \tag{32}$$

для поперечной поляризации

$$j_z^{\perp}(\rho) \simeq j_0 \left(\frac{\cos \varphi_0}{tF} \right)^2 \left| \frac{\rho \text{Ai}(-x)}{t} \right|^2, \tag{33}$$

где $j_0 = p_z |Q|^2$, $x = (\nu/2)^{2/3} (1 - \rho^2/\rho_{max}^2)$, $\nu = p^3/F$, $\rho_{max} = pt$ — классический размер картины. Для произвольной ориентации вектора поляризации

$$j_z(\rho) = j_z^{\parallel}(\rho) \cos^2 \theta_0 + j_z^{\perp}(\rho) \sin^2 \theta_0. \tag{34}$$

На рис. 3 представлены результаты расчета интерференционной картины для H⁻ при двух различных поляризациях. Для нормировки выбрано значение $j_0 = 1$. Картина имеет цилиндрическую симметрию при поляризации вдоль F, в то время как для поперечной поляризации угловая структура электронного тока соответствует угловой структуре волновой функции электрона в континууме сразу после вылета из иона. Мы видим, что в отличие от того, что утверждается в работе [29], минимумы потока достигают точного нуля, как и в работах [25, 28, 30]. Мы относим это к тому, что в работе [29] для расчета проводилась квазиклассическая сшивка решений в разных областях пространства без учета фазы квантовой амплитуды.

Рассмотрение интерференции при фоторазрушении отрицательных ионов галогенов, для которой имеются первые экспериментальные данные [26], требует учета конечности длины рассеяния s-волны, а также сверхтонкой структуры атома. Эта задача существенно выходит за рамки настоящей работы и будет предметом отдельного исследования.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Интерференционная картина, возникающая при движении фотоэлектронов в однородном электрическом поле, отражает как интенсивность, так и фазовую структуру волны. Центральная часть картины может быть получена в квазиклассическом приближении. Однако вблизи классической точки поворота это приближение имеет нефизическую сингулярность. Предложенное нами квантовое описание позволило получить аналитическое решение на больших расстояниях от отрицательного иона атома водорода во всей области поперечного распределения, в том числе и за классической точкой поворота. Тем самым построено квантовое отображение микроскопической волновой функции фотоэлектрона на макроскопическую картину интерференции. Это подтверждает принципиальный вывод работы [25] о возможности создания «фотоионизационного микроскопа», а также позволяет ставить эксперименты по прямому наблюдению подбарьерного проникновения волновой функции.

Работа выполнена в координации с К. Блонделем и К. Дельсартом из Лаборатории атомной и молекулярной физики Эми Коттон в Орсе (Франция). Я благодарен Ю. Н. Демкову за поддержку и помощь в постановке задачи, а И. Ю. Кияну за обсуждения.

Литература

1. V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17**, 1981 (1984).
2. V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **17**, 2011 (1984).
3. V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **23**, 21 (1990).
4. V. D. Kondratovich and V. N. Ostrovsky, *J. Phys. B: At. Mol. Phys.* **23**, 3785 (1990).
5. D. A. Harmin, *Phys. Rev. A* **26**, 2656 (1982).
6. D. A. Harmin, in *Atoms in Strong Fields*, ed. by C. A. Nicolaides, Ch. W. Clark, M. H. Nayfeh, Plenum Press, New York (1990), p. 61.
7. В. В. Колосов, *Письма в ЖЭТФ* **44**, 588 (1986).
8. M. L. Du and J. B. Delos, *Phys. Rev. A* **38**, 5609 (1988).
9. Du Ning-Yi, I. I. Fabrikant, and A. F. Starace, *Phys. Rev. A* **48**, 2968 (1993).
10. Gao Bo and A. Starace, *Phys. Rev. A* **42**, 5580 (1990).
11. Q. Wang and A. Starace, *Phys. Rev. A* **51**, 1260 (1995).
12. N. D. Gibson, B. J. Davies, and D. J. Larson, *Phys. Rev. A* **48**, 1948 (1993).
13. M. L. Du, *Phys. Rev. A* **51**, 1955 (1995).
14. T. J. Robinson and S. Geltman, *Phys. Rev.* **153**, 4 (1967).
15. J. Cooper and R. N. Zare, *J. Chem. Phys.* **48**, 942 (1968).
16. J. Cooper and J. B. Martin, *Phys. Phys.* **126**, 1482 (1962).
17. D. H. Lee et al., *Phys. Rev. A* **51**, 4284 (1995).
18. H. Hanstorp, C. Bengtson, and D. J. Larson, *Phys. Rev. A* **40**, 670 (1989).
19. V. Radojevič, H. P. Kelly, and W. R. Jonson, *Phys. Rev. A* **35**, 2117 (1987).
20. N. D. Gibson, B. J. Davies, and D. J. Larson, *Phys. Rev. A* **48**, 310 (1993).
21. П. А. Головинский, И. Ю. Киян, *УФН* **160**, 97 (1990).
22. P. A. Golovinski, I. Yu. Kiyani, and V. S. Rostovtsev, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **23**, 2743 (1990).
23. Wong Hin-Yiu, A. R. P. Rau, and C. H. Green, *Phys. Rev. A* **33**, 2393 (1988).
24. I. I. Fabrikant, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **27**, 4545 (1994).

25. Ю. Н. Демков, В. Д. Кондратович, В. Н. Островский, Письма в ЖЭТФ **34**, 425 (1981).
26. F. Dulieu, *Photodétachement d'ion négatif d'halogènes*, Thèse, Université de Paris-Sud, Centre d'Orsay (1996).
27. В. Д. Кондратович, В. Н. Островский, ЖЭТФ **79**, 395 (1980).
28. И. И. Фабрикант, ЖЭТФ **79**, 2070 (1980).
29. M. L. Du, Phys. Rev. A **40**, 4983 (1989).
30. I. I. Fabrikant, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **23**, 1139 (1990).
31. Б. М. Смирнов, *Атомные столкновения и элементарные процессы в плазме*, Атомиздат, Москва (1968), с. 211.
32. П. А. Головинский, Б. А. Зон, Изв. АН СССР. Сер. физич. **41**, 2305 (1991).
33. Ю. Н. Демков, Г. Ф. Друкарев, ЖЭТФ **47**, 918 (1964).
34. I. I. Fabrikant, Phys. Rev. A **40**, 2373 (1989).
35. M. Kleber, Phys. Reports **236**, 331 (1994).
36. *Handbook of Mathematical Functions*, ed. by M. Abramovitz, I. A. Stegun, NBS, USA (1984).
37. V. A. Ditkin and A. P. Prudnikov, *Integral Transforms and Operational Calculus*, Pergamon Press, Oxford (1965).
38. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика*, Наука, Москва (1989), с. 202.