

УДК 535.3

*В. А. Астапенко¹, Ю. А. Кротов^{1,2}, С. В. Сахно¹, А. В. Яковец¹*¹Московский физико-технический институт (государственный университет)²АО «НИИ «Полюс им. Ф. М. Стельмаха»

Рассеяние ультракоротких электромагнитных импульсов на атоме водорода с возбуждением атома в дискретном спектре

В работе рассчитывается и анализируется рассеяние ультракоротких электромагнитных импульсов на атоме водорода, сопровождающееся возбуждением связанного электрона в состояния дискретного спектра (рамановское рассеяние). Расчет проведен в высокочастотном приближении для импульса излучения скорректированной гауссовской формы. Показано, что при отрицательных отстройках частоты рассеянного излучения от несущей частоты импульса вероятность рассеяния как функция длительности импульса имеет максимум в фемтосекундном диапазоне длительностей.

Ключевые слова: ультракороткий импульс, рамановское рассеяние, атом водорода.

*V. A. Astapenko¹, Yu. A. Krotov², S. V. Sakhno¹, A. V. Yakovets¹*¹Moscow Institute of Physics and Technology (State University)²Stelmakh Joint Stock Company. Polyus Research Institute

Scattering of ultrashort electromagnetic pulses on a hydrogen atom exciting an atom in the discrete spectrum

The work is devoted to the calculation and analysis of the scattering of ultrashort electromagnetic pulses on a hydrogen atom accompanied by the excitation of a bound electron to the states of a discrete spectrum (Raman scattering). The calculation is carried out in the high frequency approximation for a radiation pulse of the corrected Gaussian shape. It is shown that for negative frequency detunings of the scattered radiation due to the carrier frequency of a pulse, a scattering probability as a function of the pulse duration has a maximum in the femtosecond range of durations.

Key words: ultrashort pulse, Raman scattering, hydrogen atom.

Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию особенностей неупругого рассеяния ультракоротких импульсов излучения (УКИ) на атоме водорода с возбуждением атома в состояние дискретного спектра. Этот тип рассеяния мы в дальнейшем для краткости (и в соответствии с англоязычной традицией) будем называть рамановским рассеянием.

Комптоновское рассеяние аттосекундных рентгеновских импульсов на атоме водорода рассматривалось в статье [1]. В цитируемой работе было показано, что максимум в вероятности комптоновского рассеяния при определенных значениях параметров задачи приходится на длительность импульса порядка 10 аттосекунд, а величина спектрально-угловой вероятности в максимуме весьма мала — порядка 10^{-7} а.е. при амплитуде электрического поля 10^2 а.е.

© Астапенко В. А., Кротов Ю. А., Сахно С. В., Яковец А. В., 2018

© Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования «Московский физико-технический институт (государственный университет)», 2018

Дифференциальная по углу и частоте вероятность рамановского рассеяния с возбуждением атома в состояние с главным квантовым числом n за все время действия ультракороткого электромагнитного импульса дается следующей формулой [2] (в настоящей статье используем атомные единицы $e = m_e = \hbar = 1$):

$$\frac{d^2 W_n}{d\Omega' d\omega'} = \frac{c}{4\pi^2} \int_0^\infty \frac{d^2 \sigma_n(\omega, \omega', \theta)}{d\Omega' d\omega'} \frac{|E(\omega, \omega_c, \tau)|^2}{\omega} d\omega, \quad (1)$$

где $E(\omega, \omega_c, \tau)$ — фурье-образ напряженности электрического поля в импульсе, ω — текущая частота, ω_c — несущая частота импульса, τ — длительность импульса, c — скорость света, ω' — частота рассеянного излучения, θ — угол рассеяния, $d\Omega'$ — элемент телесного угла рассеяния излучения, n — главное квантовое число состояния атома водорода в дискретном спектре в результате рассеяния.

Предполагается, что атом водорода до рассеяния на нем УКИ находился в основном $1s$ -состоянии.

Спектрально-угловое сечение рассеяния фотона на связанном электроны с возбуждением атома водорода в состояние с главным квантовым числом n , в высокочастотном приближении ($\omega \gg I_H$ — потенциал ионизации атома водорода) можно представить в виде [3]

$$\frac{d^2 \sigma_n(\omega, \omega', \theta)}{d\Omega' d\omega'} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th} \frac{2^8}{3} \frac{q^2}{n^3} \left[3q^2 + \frac{n^2 - 1}{n^2} \right] \frac{\left[\frac{(n-1)^2}{n^2 + q^2} \right]^{n-3}}{\left[\frac{(n+1)^2}{n^2 + q^2} \right]^{n+3}} G_n(\Delta\omega), \quad (2)$$

где $q(\omega, \omega', \theta) = \sqrt{\omega^2 + \omega'^2 - 2\omega\omega' \cos\theta} / c$ — модуль изменения волнового вектора эквивалентного фотона поля УКИ в ходе рассеяния, $G_n(\Delta\omega_n)$ — спектральная функция возбуждаемого перехода, $\Delta\omega_n = \omega' - \omega + \omega_n$, $\omega_n = (1 - n^{-2})/2$.

В рассматриваемом случае ширина спектра УКИ много больше спектральной ширины возбуждаемого перехода, поэтому можно положить

$$G_n(\Delta\omega_n) \cong \delta(\Delta\omega_n), \quad (3)$$

где $\delta(\omega)$ — дельта-функция Дирака. Дифференциальное по углу сечение томсоновского рассеяния монохроматического излучения на свободном электроны в нерелятивистском приближении равно

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th} = \frac{1}{c^4} \frac{1 + \cos^2\theta}{2} \left(\frac{\omega'}{\omega} \right)^2. \quad (4)$$

С помощью соотношения (3) интеграл в правой части формулы (1) легко берется и мы имеем

$$\frac{d^2 W_n}{d\Omega' d\omega'} = \frac{c}{4\pi^2} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega'} \right)_{Th} M_n^2(q(\omega, \omega', \theta)) \frac{|E(\omega, \omega_c, \tau)|^2}{\omega}, \quad (5)$$

где

$$M_n^2(q(\omega, \omega', \theta)) = \frac{2^8}{3} \frac{q^2}{n^3} \left[3q^2 + \frac{n^2 - 1}{n^2} \right] \frac{\left[\frac{(n-1)^2}{n^2 + q^2} \right]^{n-3}}{\left[\frac{(n+1)^2}{n^2 + q^2} \right]^{n+3}} \quad (6)$$

— квадрат матричного элемента, описывающего рамановское рассеяние с возбуждением электрона в n -тое состояние дискретного спектра, вычисленное в высокочастотном пределе, при этом выполняется соотношение

$$\omega = \omega' + \omega_n. \quad (7)$$

Равенство (7) выражает собой закон сохранения энергии при рамановском рассеянии эквивалентного фотона на частоте ω в реальный фотон с частотой ω' с возбуждением атома в n -тое состояние дискретного спектра.

Как следует из формулы (5), зависимость вероятности рамановского рассеяния УКИ от длительности импульса зависит только от фурье-образа напряженности электрического поля в отличие от комптоновского рассеяния УКИ [1].

Суммарная вероятность рамановского рассеяния дается очевидным равенством:

$$\frac{d^2 W_{tot}}{d\Omega' d\omega'} = \sum_{n=2}^{\infty} \frac{d^2 W_n}{d\Omega' d\omega'}. \quad (8)$$

В формуле (8) суммирование производится по всем возбужденным состояниям дискретного спектра атома.

Рассмотрим рассеяние на атоме водорода скорректированного гауссовского импульса (СГИ) [4], фурье-образ которого равен

$$E_{CGP}(\omega, \omega_c, \tau, \varphi) = i E_0 \tau \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{\omega^2 \tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \left\{ e^{-i\varphi - (\omega - \omega_c)^2 \tau^2 / 2} - e^{i\varphi - (\omega + \omega_c)^2 \tau^2 / 2} \right\}, \quad (9)$$

где E_0 — амплитуда напряженности электрического поля в СГИ, которую мы в дальнейшем полагаем равной 10^2 а.е., φ — фаза несущей по отношению к огибающей, влияние которой на вероятность рассеяния в рассматриваемом случае пренебрежимо мало.

На рис. 1 представлены зависимости вероятности рамановского рассеяния УКИ с возбуждением атома водорода в различные состояния дискретного спектра от длительности импульса. Видно, что для заданных значений параметров ($\omega_c = 15$ а.е., $\omega' = 14.5$ а.е., $\theta = \pi$) данные функции представляют собой кривые с максимумом, который смещается в область больших длительностей с увеличением главного квантового числа возбужденного состояния. Заметим, что с уменьшением частотной отстройки $\Delta\omega_{cn} = \omega' - \omega_c + \omega_n$ вероятность рассеяния в максимуме увеличивается, а положение максимума смещается в область больших длительностей τ . В резонансном случае $\omega' - \omega_c + \omega_n = 0$ вероятность рамановского рассеяния квадратично (как τ^2) возрастает с ростом длительности импульса. Это является следствием принятого здесь предположения (3), т.е. случаю, когда ширина спектра импульса много больше спектральной ширины сечения рамановского рассеяния.

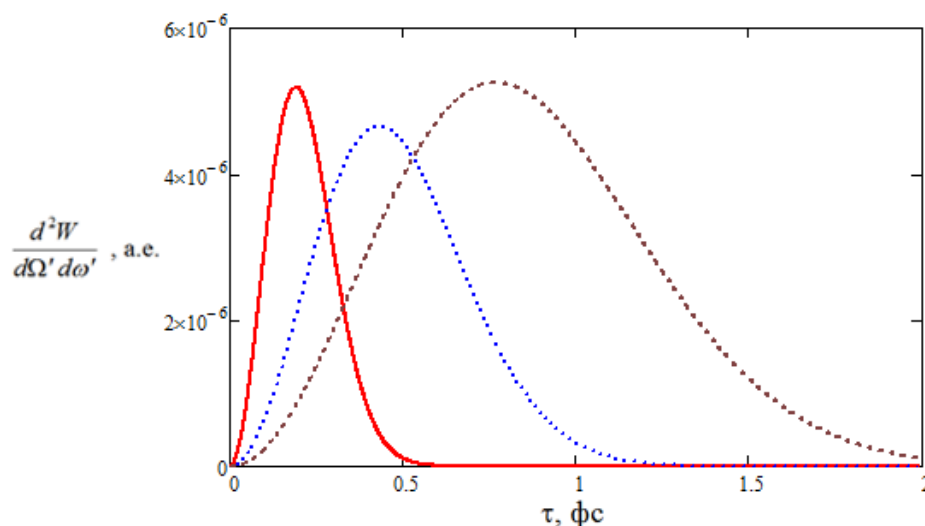


Рис. 1. Рамановское рассеяние УКИ на атоме водорода с возбуждением в состоянии $n = 2$ (сплошная линия), $n = 3$ (пунктир), $n = 4$ (штриховая линия); $\omega_c = 15$ а.е., $\omega' = 14.5$ а.е., $\theta = \pi$

Из рис. 1 следует, что максимум вероятности рамановского рассеяния смещается в сторону больших длительностей импульса с ростом главного квантового числа n конечного состояния атома. При этом величина τ_{max} приходится на фемтосекундный диапазон длительностей.

На рис. 2 представлена зависимость суммарной вероятности рамановского рассеяния УКИ на атоме водорода от длительности импульса для фиксированной несущей частоты и различных частот рассеяния, для которых конечное состояние атома отвечает дискретному спектру. Видно, что с приближением частоты рассеянного излучения к несущей частоте УКИ максимум вероятности смещается в область больших длительностей и возрастает по величине.

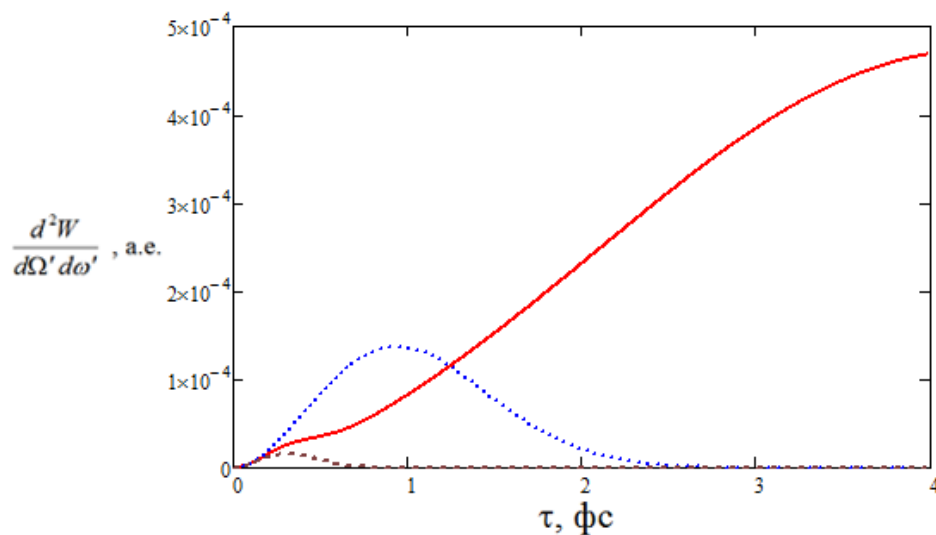


Рис. 2. Суммарная вероятность рамановского рассеяния УКИ на атоме водорода как функция длительности импульса для различных частот рассеяния ω' : сплошная кривая — $\omega' = 14.55$ а.е., пунктир — $\omega' = 14.6$ а.е., штриховая кривая — $\omega' = 14.7$ а.е.; несущая частота $\omega_c = 15$ а.е., угол рассеяния $\theta = \pi$

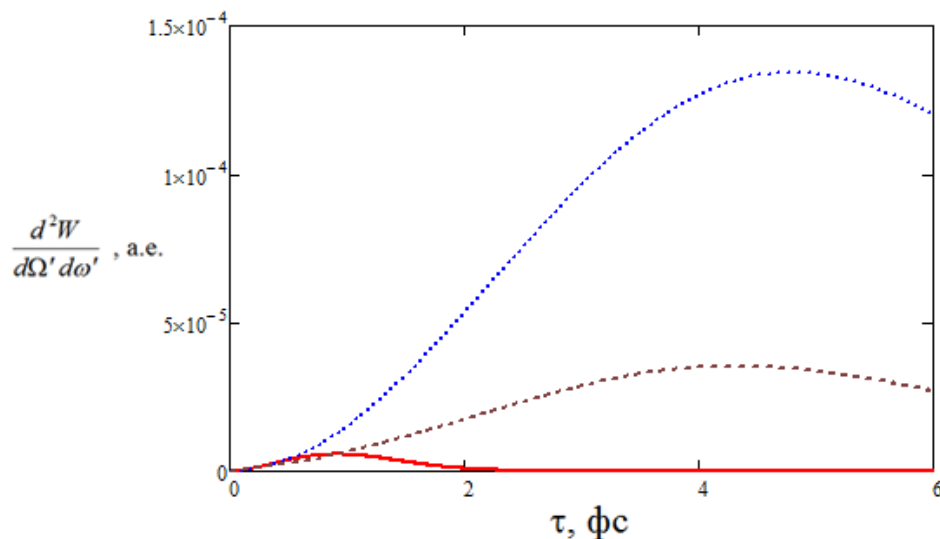


Рис. 3. Суммарная вероятность рамановского рассеяния УКИ на атоме водорода как функция длительности импульса для различных частот рассеяния ω' : сплошная кривая — $\omega' = 149.6$ а.е., пунктир — $\omega' = 149.62$ а.е., штриховая кривая — $\omega' = 149.55$ а.е.; несущая частота $\omega_c = 150$ а.е., угол рассеяния $\theta = \pi$

Важно подчеркнуть, что максимумы в приведенных на рис. 1 и 2 зависимостях отвечают фемтосекундному диапазону длительностей УКИ в отличие от комптоновского рассеяния, рассмотренного в статье [1].

Зависимость вероятности рамановского рассеяния УКИ от длительности импульса для частот на порядок больших представлена на рис. 3.

Видно, что приведенные на рис. 3 зависимости имеют тот же характер, что и для меньших частот (рис. 2), как с точки зрения положения максимума, так и величины вероятности рассеяния в нем.

Таким образом, в настоящей работе показано, что вероятность рамановского рассеяния УКИ на атоме водорода при отрицательных отстройках частоты рассеянного излучения от несущей частоты импульса имеет максимум как функция длительности импульса в фемтосекундном диапазоне в отличие от комптоновского рассеяния, максимум вероятности которого достигается для аттосекундных длительностей.

Работа выполнена в рамках Государственного задания Министерства науки и образования РФ (задание №3.9890.2017/8.9).

Литература

1. *Астапенко В.А., Мороз Н.Н., Мутафян М.И.* Комптоновское рассеяние аттосекундных рентгеновских импульсов на атоме водорода // Письма в ЖЭТФ. 2018. Т. 108, вып. 3. С. 165–169.
2. *Астапенко В.А.* Рассеяние ультракороткого импульса электромагнитного излучения на атоме в широком спектральном диапазоне // ЖЭТФ. 2011. Т. 139, вып. 2. С. 228–234.
3. *Eisenberg P., Platzman P.M.* Compton Scattering of X-Rays from Bound Electrons // Phys. Rev. A. 1970. V. 2, N 2. P. 415–423.
4. *Lin Q., Zheng J., Becker W.* Subcycle pulsed focused vector beams // Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. 253902-1–253902-4.

References

1. *Astapenko V.A., Moroz N.N., Mutafyan I.M.* Compton scattering of attosecond X-Ray pulses on a hydrogen atom. JETP Letters. 2018. V. 108, N 3. P. 165–169.
2. *Astapenko V.A.* Scattering of an ultrashort electromagnetic pulse by an atom in a wide spectral range. ZhETF. 2011. V. 139, N 2. P. 228–234.
3. *Eisenberg P., Platzman P.M.* Compton Scattering of X-Rays from Bound Electrons. Phys. Rev. A. 1970. V. 2, N 2. P. 415–423.
4. *Lin Q., Zheng J., Becker W.* Subcycle pulsed focused vector beams. Phys. Rev. Lett. 2006. V. 97. 253902–253902-4.

Поступила в редакцию 12.09.2018