

ПОНДЕРМОТОРНЫЙ ЭФФЕКТ В НАДПОРОГОВОЙ ИОНИЗАЦИИ

С.П.Гореславский, Н.Б.Нарожный, В.П.Яковлев

Получены "искаженные волковские решения" (ИВР), единым квантовым образом учитывающие колебательное и поступательное движение электрона в неоднородном световом поле. С этими решениями обсуждается форма спектра надпороговой ионизации.

В опытах¹ впервые непосредственно наблюдалось рассеяние электронов пондермоторным потенциалом, возникающим из-за неоднородности амплитуды рассеивающего светового поля. Ранее ряд авторов указывали на важность пондермоторного эффекта для объяснения нелинейных явлений, возникающих при взаимодействии электронов и атомов с сильным полем². В настоящей статье приводится решение одномерного уравнения Шредингера для электрона в неоднородном электрическом поле $E(x,t) = E(x)\cos\omega t$, направленном вдоль оси x . Если длина волны электрона λ_e мала по сравнению с размером неоднородности R , то применимо квазиклассическое приближение, и с точностью до членов $\sim \lambda_e/R$ волновая функция электрона есть ИВР ($\hbar = m_e = e = 1$)

$$\psi_e(x,t) = \exp\{-i\epsilon t + i\int^x p(x') dx'\} \exp\left\{i \frac{U(x)}{2\omega} \sin 2\omega t + i \frac{E(x,t)}{\omega^2} p(x)\right\}, \quad (1)$$

где ϵ — квазиэнергия, $U(x) = E^2(x)/4\omega^2$ — пондермоторный потенциал, $p(x) = \sqrt{2(\epsilon - U(x))}$ — квазиклассический импульс. Первый множитель в (1) связан с поступательным движением в потенциале U , а второй описывает колебания с частотой поля, подстраивающиеся под изменяющиеся при поступательном движении условия.

Применительно к задачам с фокусированным излучением, R представляет собой поперечный размер фокуса, вне которого $E(x)$ стремится к нулю. Вне фокуса $x \gg R$ решение (1) переходит в волновую функцию свободной частицы с импульсом $p(\infty) = \sqrt{2\epsilon}$. Если устремить $R \rightarrow \infty$ и рассматривать конечные расстояния x то $U(x) = \text{const}$ и (1) превращается в волковское решение в однородном поле с постоянным импульсом $\tilde{p} = \sqrt{2(\epsilon - U)}$.

Подчеркнем, что ИВР нумеруются квантовыми числами электрона, покинувшего фокус. Это обстоятельство делает их особенно удобными для описания взаимодействия электронов с ограниченными в пространстве фотонными пучками. Пространственная неоднородность оказывается существенной для эффектов излучения фотона электроном в световом поле, вынужденного многофотонного тормозного излучения на атомах, надпороговой ионизации и т.п. Очевидно, что (1) естественным образом описывает наблюдавшееся отражение электронов с $\epsilon < U$ от светового луча¹.

В качестве примера рассмотрим надпороговую ионизацию. Импульсное ионизирующее поле длительностью τ_i моделируется полем выбранного вида, если выполнено условие $R/v_e \ll \tau_i$ (v_e — характерная скорость электрона) и за время включения поля не происходит заметной ионизации. Кроме того мы будем предполагать, что за время τ_i не достигается насыщения ионизации. Ход вычисления вероятности перехода из связанного состояния с энергией ϵ_0 в состояние (1) такой же, как в работах ^{4,5}. При этом для перехода с поглощением n -фотонов получается закон сохранения

$$\epsilon_n = \epsilon_0 + n\omega, \quad (2)$$

который приводит к экспериментально наблюдаемому положению пиков в спектре фотоэлектронов. Эмпирические соображения в пользу (2) рассмотрены в работах ⁶. Вероятность n -фотонной ионизации $w_n(x_0)$ зависит от точки x_0 , в которой находится ионизуемый атом (тепловым движением пренебрегаем), и может быть получена из выражения, относящегося к однородному полю, заменой $p \rightarrow p(x_0)$. Канал ионизации с рождением электрона, имеющего надбарьерную энергию $\epsilon_n > U_{max}$ открыт для атомов, находящихся в любом месте фокуса. Канал с $\epsilon_n < U_{max}$ оказывается частично закрытым, так как матричный элемент ионизации для атомов, находящихся между точками поворота, определяемыми условиями $U(x_n) = \epsilon_n$ экспоненциально мал из-за затухания ψ -функции конечного состояния под барьером.

Приведем результаты расчета ионизации из δ -ямы (ср. ⁵) ограничившись предельным случаем, когда $N = |e_0|/\omega \gg 1$ и режим ионизации во всех точках фокуса многофотонный $s_0 = U_{max}/\omega \ll N$. Если обозначить через n_0 пороговое число фотонов, необходимое для ионизации в слабом поле, а через $n_0 + k_0$ число фотонов, поглощение которых обеспечивает попадание в первый полностью открытый канал, то выход из фокуса в единицу времени электронов с энергией $\epsilon = \epsilon_0 + (n_0 + k_0 + m)\omega$, $m \geq 0$ записывается в виде

$$W_{n_0 + k_0 + m} = c_m \left(\frac{es_0}{2N} \right)^N \left(\frac{e^2 s_0}{2N} \right)^{\delta + m}, \quad (3)$$

где $\delta = \Delta + k_0 - s_0 < 1$, $\Delta = n_0 - N < 1$, $e = 2, 71$ и c_m множитель, слабо зависящий от m . С ростом m выход (3) сравнительно медленно убывает, высоты соседних пиков отличаются на величину $e^2 s_0 / 2N$. Заметим, что показатель степени, определяющий зависимость $W_{n_0 + k_0 + m}$ от интенсивности поля, на величину s_0 меньше, чем можно было ожидать из теории возмущений.

Относительный выход для частично закрытых каналов с энергией $\epsilon = \epsilon_0 + (n_0 + k)\omega$, $0 \leq k < k_0$ в основном определяется отношением энергии канала к высоте барьера

$$\frac{W_{n_0 + k}}{W_{n_0 + k_0}} \approx \left(\frac{\Delta + k}{s_0} \right)^N \quad (4)$$

и из-за условия $N \gg 1$ быстро убывает с уменьшением k . Слабая зависимость абсолютной величины $W_{n_0 + k}$ от интенсивности определяется формой пространственной огибающей поля. В частности для гауссовой огибающей эта зависимость логарифмическая.

Таким образом в изложенном подходе простая одномерная модель качественно передает основные наблюдаемые ³ закономерности надпороговой ионизации: положение пиков в спектре не зависит от интенсивности, огибающая пиков имеет асимметричный максимум около $\epsilon \approx U_{max}$, число относительно подавленных каналов порядка U_{max}/ω , зависимость выхода от интенсивности ослаблена по сравнению с предсказанием теории возмущений. Выяснена причина относительного подавления каналов ионизации с энергией электронов $\epsilon_n < U_{max}$. Это происходит из-за экспоненциальной малости матричного элемента ионизации с рождением электрона в классически недоступной для него области фокуса.

В заключение авторы выражают благодарность Н.Б.Делоне и М.В.Федорову за полезное обсуждение результатов.

Литература

1. *Bucksbaum P.H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1987, 58, 349.
2. *Гапонов А.В., Муллер М.А.* ЖЭТФ, 1958, 34, 242; *Аскарьян Г.А.* ЖЭТФ, 1962, 42, 1567.
3. *Yergeau F. et al.* J.Phys. B, 1986, 19, L663; *Bucksbaum P.H. et al.* Phys. Rev. Lett., 1986, 56, 2590.
4. *Келдыш Л.В.* ЖЭТФ, 1962, 47, 1945.
5. *Переломов А.М. и др.* ЖЭТФ, 1966, 50, 1393.
6. *Muller et al.* J.Phys. B, 1983, 16, L679. *Fiordilino E., Mittleman M.H.* Ibid, 1985, 18, 4425. *Szöke A.* Ibid, 1985, 18, L427.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
16 июля 1987 г.