

МНОГОФОТОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПОД ДЕЙСТВИЕМ МОЩНОГО ИНТЕНСИВНОГО СВЕТА В ПРИСУТСТВИИ ВНЕШНИХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ПОЛЕЙ. ВЫЯВЛЕНИЕ ИОНОВ В СРЕДАХ

И.Н. Арутюнян, Г.А. Аскарьян

В данной статье рассмотрено влияние внешних полей на многофотонные процессы и оценены условия, при которых внешние поля могут существенно повлиять на их вероятность, уменьшив необходимое число квантов. Указаны практические применения рассмотренных процессов.

Известно [1], что ионизация атома в интенсивном световом поле $E_1 \sin \omega t$, энергия кванта которого гораздо меньше потенциала ионизации $h\omega \ll I$, протекает по разному в двух характерных случаях.

1. Если $\omega\tau \ll 1$; где $\tau \sim I/eE_1v_0$ - время "пролета барьера" длиной I/eE_1 электроном с атомной скоростью $v_0 = \sqrt{I/m}$ то процесс квазистатичен и аналогичен обычному туннельному эффекту, для которого вероятность $w \sim \exp(-E_0/E)$, где величина E_0 , близка к внутриатомному полю. При наличии внешнего постоянного поля E_0 эффективным полем, вызывающим тунелирование будет $E = |E_1 \sin \omega t + E_0|$, что для оптимальных условий ($E_1 \parallel E_0$) дает отношение вероятностей с полем E_0 и без него:

$$w_0 / w = \exp \left\{ -E_0 \left(\frac{1}{E_1 + E_0} - \frac{1}{E_1} \right) \right\} = \exp (E_0 E_0 / E_1^2)$$

при $E_1 \gg E_0$. Таким образом, условие заметного изменения вероятности процесса: $E_0 > E_1^2 / E_0$. При $E_1 \sim 10^5$ CGSE (сфокусированный луч лазера мощностью ~ 300 Мвт) и для $E_0 \sim 10^7$ CGSE получим $E_0 > 10^3$ CGSE $\sim 3 \cdot 10^5$ в/см.

2. В случае $\omega\tau \gg 1$, когда за время пролета барьера электроном поле успевает измениться, имеем чисто многоквантовый эффект, для которого [1] $w \sim (e^2 E_1^2 / 8\pi\omega^2 I)^k$; $k = \langle I / \hbar\omega + 1 \rangle$ - число квантов, необходимое для ионизации. В этом случае наложение постоянного поля может уменьшить число квантов.

Расчет, выполненный в квазиклассическом приближении дает при $E_1 \parallel F_0$ (для плоского случая локализованной ямы)

$$w \sim (e^2 E_1^2 / 8\pi\omega^2 I)^{I(1 - 3eE_0 / \omega\sqrt{2\pi I}) / \hbar\omega}$$

при $E_0 < E_1$ т. е. присутствие электрического поля приводит как бы к уменьшению потенциала ионизации на величину $\Delta I \approx 3eE_0(I/h\omega)(h/\sqrt{2\pi I}) \approx 3eE_0 ka \sim 3eE_0 v_0 / \omega$, где $a = h/\sqrt{2\pi I}$ - размер основной области локализации электрона, $v_0 = \sqrt{I/2m}$ и ka - путь проходимый электроном до "освобождения" порядка пути, проходимого электроном за период поля: $ka = v_0 / \omega$.

Оценим величину внешнего поля, понижающего число необходимых квантов на единицу $\Delta l = \hbar\omega$, т. е. $E_0 \approx \hbar\omega^2 / 3ev_0 \approx 3 \cdot 10^4 \text{ CGSE} \approx 10 \text{ Me/cm}$, для $v_0 = 2 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$. Однако, часто $l/\hbar\omega$ есть целое число с небольшой добавкой ($l/\hbar\omega - \langle l/\hbar\omega \rangle \ll 1$), поэтому понижение квантовости на единицу можно ожидать и при меньших внешних полях порядка Me/cm . Возможно облегчение настройки на резонанс при многоквантовом возбуждении.

Отметим, что уменьшение числа необходимых квантов обычно резко увеличивает вероятность процесса, так как возводимая в степень величина $x = e^2 E_1^2 / 8\pi\omega^2 l \ll 1$ для большинства практически интересных случаев (например, при $E_1 \approx 10^3 \text{ CGSE}$ и $\omega \approx 10^{15} \text{ рад/сек}$, $x \approx 10^{-2}$).

Рассмотренные эффекты практически интересны также для фотоионизации возбужденных атомов, атомов на поверхностях сред, в случае диссоциации, так как в этих случаях работа выхода в несколько раз меньше энергии ионизации атомов.

Отметим другие возможности понижения потенциала атома [2] ($\Delta l = 2\sqrt{e^3 E_0}$) и сдвига края поглощения [3] под действием поля, которые могут дополнять действие рассмотренных эффектов.

В качестве внешних полей могут быть использованы лучи более длинноволновых лазеров, импульсы радиоизлучения.

3. Рассмотрим влияние заряженных частиц на процессы многоквантовой ионизации и практическое использование этого влияния.

Присутствие или появление заряженных частиц может существенно повысить вероятность многоквантовой ионизации атомов, находящихся в сфере радиуса

$$r_{\text{кр}} \approx \sqrt{e/E_{\text{кр}}} = 10^7 + 10^{-6} \text{ см.}$$

Поэтому ионы могут быть катализаторами образования островков фотоионизации среды в интенсивном световом поле, что может быть использовано, например, для выявления ионов, для создания трековых камер. Действительно, в ряде случаев для выявления ионов в плотных средах (например, по образованию пузырьков) необходима большая начальная концентрация образования ионов или выделения тепла (при фотоионизации островка выделяется энергия $\xi \sim 4\pi n r^3 \epsilon_1 / 3 \approx 10 \text{ кэВ}$, при концентрации $n \approx 3 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и энергии фотоэлектронов $\epsilon_1 \sim 2\theta$, причем такое увеличение концентрации энергодонора позволяет значительно снизить метастабильность и увеличить время чувствительности среды. Островки фотоионизации могут также быть зарегистрированы по свечению. Возможно усиление свечения наложением электрического поля.

Наличие возбужденных атомов, образованных частицей вблизи трека может увеличить число ионов при облучении трека мощным светом ввиду очень большой вероятности одно-, многоквантовой или туннельной фотоионизации возбужденных атомов.

Для электронов условия квазистатичности воздействия, на атом соблюдаются до скоростей $v < r_E \omega \sim 10^8 \text{ см/сек}$ и в этом случае можно применять приведенные выше формулы.

Существенно, что в присутствии интенсивного светового поля возможна ионизация атома даже при малых энергиях электрона. Этот процесс при больших энергиях можно считать также увеличением сечения ионизации атома электроном в присутствии интенсивного поля (условие равенства скоростей ионизации $\pi(e/E_{\text{кр}}) w(E_1 E_{\text{кр}}) / \omega \sim \sigma_s f$ где $\pi(e/E_{\text{кр}})$ — "сечение достаточного сближения", w/ω — вероятность фотоионизации за время пролета, σ_s — сечение столк-

новения с атомом, f — вероятность ионизации ударом. Такие процессы особенно существенны для пикосекундных вспышек лазеров, дающих большие напряженности поля и имеющих малые длительности, недостаточные для развития лавины.

Большие сечения достаточного сближения $\sigma_E \sim \pi r_E^2 \sim 10^{-14} + 10^{-12} \text{ см}^2$ делают частоту ν повторения воздействия достаточно большой даже в не очень плотной плазме. Суммарная доля времени воздействия $a \sim \nu \pi n_e r^3 \approx 0,3$ при концентрациях $n_e \sim 0,1/r^3 \sim 10^{17} \text{ см}^{-3}$, при которых дебаевский радиус $\delta_D \sim v_e / \omega_p \sim 10^{-5} \text{ см}$ достаточно велик и экранировки поля не происходит. Роль внешнего поля может играть также плазменное поле $E_p \sim ne\delta_D$ или коллективные поля в плазме. Такая плазма может образовываться в малых объемах (объемы трека дельта-электронов, объемы фокусировки мод и горячих точек в фокусе лазера и т. п.) и ее следует учитывать при оценке эффектов. Возможна также лавинная многофотонная ионизация и распространение фронта многофотонной ионизации.

Интенсивное световое поле может изменить также удельную ионизацию быстрых частиц, добавляя свои кванты к импульсу поля частицы, пролетающей мимо атомов, и создавая вспышки многофотонной ионизации в моменты пересечения частицей максимумов поля световой волны, что приведет к маркировке удельной ионизации трека с пространственным периодом $L = \pi v / (\omega - kv)$, по которому можно оценить скорость частицы; ввиду близости скорости ультрарелятивистской частицы к скорости света в газе период $L_{max} = \lambda/2(1 - \beta^2)$ может во много раз превосходить длину световой волны и быть легко наблюдаемым. Этот способ отличается от маркировки трека вспышками СВЧ пробоя [4] не только тем, что в нашем случае используется для маркировки не пробой, а многофотонная ионизация, но и тем, что переход к свету с малой длиной волны позволяет измерять скорости ультрарелятивистских частиц на небольших участках среды.

Авторы выражают благодарность чл.-корр. Л.В.Келдышу за интерес к работе и полезные обсуждения.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
14 августа 1970 г.

Литература

- [1] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 1945, 1964.
- [2] Я.И.Френкель. ЖЭТФ, 8, 1292, 1938.
- [3] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 34, 1138, 1958.
- [4] D.Gabor, B.Hampton. Nature, 180, 746, 1957.