

СТОЛКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ИОНАМИ В ЛАЗЕРНЫХ ПОЛЯХ С РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ИНТЕНСИВНОСТЬЮ

П.А.Головинский

В приближении заданной классической траектории для электрона в поле лазерной волны с релятивистской интенсивностью рассмотрено столкновение электронов с ионами. Методом эквивалентных фотонов найдено сечение тормозного излучения, а также сечение возбуждения иона.

В настоящее время интенсивность лазерных источников достигла величины $I_1 = 10^{17}$ Вт/см²¹. В ближайшем будущем, по-видимому, будут превышены значения $I_2 = 10^{19}$ Вт/см²². В таких полях в оптическом диапазоне частот возможно эффективное возбуждение многозарядных ионов электронами, электростимулированное деление ядер³, а также рождение электрон-позитронных пар в плазме при столкновении электронов с атомными ядрами⁴. Эти процессы, как показывают теоретические оценки, могут идти с достаточно высокой для их регистрации вероятностью.

Полный квантовомеханический расчет таких процессов в настоящее время отсутствует. Существующие оценки опираются на качественные представления о том, что основные характеристики высокоэнергетических процессов с участием ультрарелятивистских электронов определяются полной энергией электрона в поле волны.

Настоящая работа посвящена обоснованию подхода с использованием приближения заданной классической траектории, а также расчету сечений резонансного тормозного излучения и возбуждения мишени при рассеянии ультрарелятивистских электронов в сверхсильных полях с интенсивностью $I > I_2$.

Рассмотрим процессы, в которых полная энергия электрона в поле электромагнитной волны меняется на малую величину ΔE , так что $\Delta E/E \ll 1$. При этом траекторию движения электрона можно считать заданной. Если степень нелинейности процесса $n = \Delta E / \hbar \omega \gg 1$ (ω — частота внешнего поля), то поле, в котором движется электрон, можно считать изменяющимся адиабатически медленно. Поэтому при полуклассическом рассмотрении задачи можно положить, что в каждый момент времени взаимодействие электрона с мишенью зависит от текущего значения его энергии в поле волны. Кроме того, траектория движения электрона существенно меняет свое направление на макроскопических расстояниях не меньших величины длины волны внешнего поля λ . Поскольку $\lambda \gg (\hbar/m\omega)^{1/2} \gg (\hbar^2/m\Delta E)^{1/2}$, то область взаимодействия, характеризующая рассматриваемые процессы такова, что на ее протяжении движение электрона может считаться прямолинейным.

При выполнении указанных выше условий вероятность в единицу времени осуществления какого-либо процесса, стимулированного ударом релятивистских электронов в сверхсильном электромагнитном поле, может быть найдена по формуле

$$W(t) = j(t)\sigma(t)n_0, \quad (1)$$

где $j(t) = v(t)n_e$ — плотность потока электронов с концентрацией n_e и скоростью $v(t)$, $\sigma(t)$ — сечение процесса, n_0 — концентрация частиц мишени. Сечение $\sigma(t)$ зависит только от энергии электрона $E(t)$ во внешнем поле в данный момент времени.

Сечения различных процессов могут быть найдены с помощью метода эквивалентных фотонов. В условиях данной задачи это означает, что мгновенное значение сечения процесса определяется спектром эквивалентных фотонов электрона с данной текущей энергией $E(t)$, которая адиабатически медленно меняется во времени. Как известно⁵, спектр эквивалентных фотонов электрона имеет вид

$$n(\omega)d\omega = \frac{2\alpha}{\pi} \ln(E(t)/\hbar\omega) \frac{d\omega}{\omega}. \quad (2)$$

Сечения $d\sigma_3$ процессов, стимулированных электронным ударом, легко вычисляются по соответствующим сечениям $d\sigma_\phi$ процессов с реальными фотонами

$$d\sigma_3 = \int d\omega_1 n(\omega_1) d\sigma_\phi(\omega, \omega_1). \quad (3)$$

Так, сечение тормозного эффекта в области частот, соответствующей резонансной поляризации мишени, имеет вид

$$\frac{d\sigma_T}{d\omega} = \frac{2\omega^3\alpha}{\Gamma_n} \sum_{\rho=1,2} \int |(\mathbf{d}_{2n} \mathbf{e}'_\mu)^* (\mathbf{d}_{n1} \mathbf{e}_\rho)|^2 d\omega \ln(E(t)/\hbar\omega), \quad (4)$$

где n — резонансный уровень, Γ_n — его ширина, \mathbf{d}_{n1} — матричный элемент дипольного момента для перехода из основного состояния $|1\rangle$ в резонансное состояние $|n\rangle$, \mathbf{d}_{2n} — матричный элемент для перехода $|n\rangle \rightarrow |2\rangle$ в конечное состояние, \mathbf{e}_ρ — вектор поляризации эквивалентного фотона, \mathbf{e}'_μ — вектор поляризации тормозного излучения. В формуле (4) произведено усреднение по направлениям поляризации эквивалентных фотонов и интегрирование по возможным направлениям поляризации тормозного фотона. При ее выводе мы воспользовались также известным выражением для сечения резонансного рассеяния фотонов⁵.

Аналогичным образом сечение возбуждения состояния $|2\rangle$ (без учета прямого многофотонного возбуждения) можно найти как сечение поглощения эквивалентных фотонов с час-

тотой близкой к частоте перехода ω_{21} :

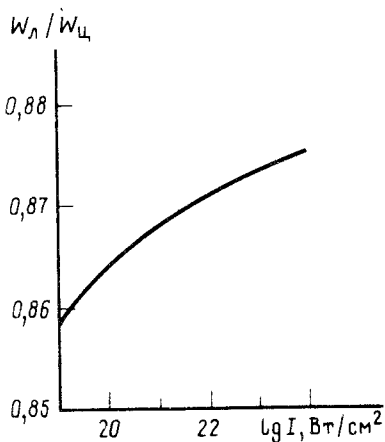
$$\sigma_{21} = \frac{64\pi^2\alpha}{3} |d_{21}|^2 \ln(E(t)/\hbar\omega_{21}). \quad (5)$$

Зависимость энергии электрона от частоты и величины поля плоской электромагнитной волны с произвольной поляризацией известна ⁶. Для электрона, который в среднем покоится, т. е. энергия которого определяется полностью внешним полем в данный момент времени, энергия

$$E = c\gamma + \frac{e^2}{2\gamma c} (\mathbf{a}^2 - \overline{\mathbf{a}^2}), \quad (6)$$

$$\gamma^2 = m^2c^2 + \frac{e^2}{c^2} \overline{\mathbf{a}^2},$$

где \mathbf{a} — вектор потенциал поля волны, зависящий от величины $\xi = ct - x$ при распространении волны вдоль оси x , $\overline{\mathbf{a}^2}$ — среднее по периоду колебаний значение квадрата вектора потенциала. Вероятности процессов зависят от поляризации внешнего поля. На рисунке показано отношение средней за период вероятности возбуждения в единицу времени резонансного перехода водородоподобного иона Са при линейной поляризации (W_L) к соответствующей величине при циркулярной поляризации (W_C) в зависимости от интенсивности внешнего поля излучения неодимового лазера ($\omega = 9440 \text{ см}^{-1}$).



Отношение средних за период вероятностей возбуждения резонансного перехода водородоподобного иона Са при столкновении с электронами в линейно и циркулярно поляризованном поле излучения неодимового лазера в зависимости от интенсивности

Предлагаемый в работе подход может быть применен к задачам о рождении γ -квантов, электрон-позитронных пар, а также к задаче об электростимулированных ядерных реакциях.

Автор благодарит М.В.Федорова и А.Е.Казакова за полезные замечания.

Литература

1. Lee P.H.Y. et al. Conf. on super-intense laser-atom phys. Abstracts, Rochester N. Y., 1989.
2. Ахманов С.А. и др. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
3. Boyer K. et al. Phys. Rev. Lett., 1988, 60, 557.
4. Бункин Ф.В., Казаков А.Е. ДАН СССР, 1970, 173, 1274.
5. Берестецкий В.Б. и др. Релятивистская квантовая теория. Ч. 1, М.: Наука, 1968.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Теория поля. М.: Наука, 1967.

Поступила в редакцию
12 февраля 1990 г.