

Пороговый эффект при фотоэмиссии составных наномантенн под воздействием мощных фемтосекундных лазерных импульсов

А. Д. Кондорский¹⁾

Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 27 сентября 2020 г.

После переработки 29 октября 2020 г.

Принята к публикации 30 октября 2020 г.

Предложен новый механизм формирования энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии составных наномантенн с малыми зазорами между элементами под воздействием фемтосекундных лазерных импульсов. Механизм состоит в том, что при определенных условиях фотоэлектрон может перерассеиваться не только на “родительском” элементе составной наномантенны, но и на соседнем элементе. Это приводит к существенному повышению верхней границы области “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов. Установлены зависимости между параметрами, определяющими эффективность протекания процесса. Использование предлагаемого механизма представляется перспективным для создания эффективных компактных источников высокоэнергетических аттосекундных электронных пучков и ультракоротких импульсов рентгеновского диапазона.

DOI: 10.31857/S1234567820230044

Введение. Одно из интенсивно развиваемых направлений современной лазерной физики связано с изучением эффектов сильного поля, возникающих при воздействии интенсивных фемтосекундных лазерных импульсов на атомно-молекулярные системы в газе и плазме [1–5]. Принципиально важным для практического применения эффектом сильного поля является формирование широкого “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов в процессе надпороговой фотоионизации [1–3]. Такой спектр состоит из трех областей: (1) низкоэнергетической области резкого убывания функции распределения фотоэлектронов по энергиям, $w(E)$, (2) следующего затем широкого “плато” – области энергий, при которых $w(E)$ изменяется относительно мало, и (3) ее резкого обрыва. Формирование области “плато” сопровождается генерацией высоких гармоник с максимальной частотой, определяемой положением верхней энергетической границы области “плато” [1]. Особенно важным является то, что излучение генерируемых высоких гармоник оказывается сфазированным, что приводит к формированию рентгеновских импульсов аттосекундной длительности [2–5].

Теоретическое описание надпороговой фотоионизации было дано Коркумом [1]. Процесс происходит в три этапа: электрон ионизируется, разгоняется во внешнем лазерном поле и возвращается к родительскому иону в результате смены знака напряжен-

ности внешнего поля, а затем упруго отражается от иона и приобретает дополнительный разгон. Фотоэлектроны, испытавшие такое упругое отражение на последнем этапе, и формируют область “плато”. Когда вместо упругого отражения происходит рекомбинация фотоэлектрона с родительским ионом, возникает излучение высоких гармоник в широком диапазоне частот, включающим рентгеновский диапазон.

Аналогично надпороговой фотоионизации атомов, при облучении фемтосекундными импульсами наноразмерных объектов наблюдается надпороговая фотоэмиссия. Этот процесс изучен для одиночных металлических наностроек [6–8], составных наномантенн типа “галстук-бабочка” с большим зазором [9–11], металлических и диэлектрических наночастиц [11–14], а совсем недавно и крупных кластеров [15]. Полученные данные свидетельствуют о том, что при интенсивностях света $\sim 10^{10} \div 10^{12}$ Вт/см² в энергетических фотоэмиссионных спектрах таких наноразмерных объектов также формируются широкие (несколько десятков эВ) области “плато”.

Надпороговая фотоэмиссия с поверхности наномантенн имеет ряд существенных отличий от надпороговой фотоионизации атомов. Благодаря плазмонному усилению поля имеется возможность наблюдать такие процессы при значительно меньшей интенсивности фемтосекундных лазерных импульсов. При этом наибольшая локализация электромагнитного поля достигается в зазоре между двумя наноструктурами, составляющими составную наномантен-

¹⁾e-mail: kondorskiy@lebedev.ru

ну [9, 10, 16]. Пространственные распределения электромагнитных полей в ближней зоне наноструктуры существенно зависят от ее формы, размеров и свойств материала. Это позволяет управлять процессом фотоэмиссии путем подбора формы нанополосы.

Физический механизм. В настоящей работе предложен механизм, дополняющий и существенно модифицирующий обычный процесс перерасеяния фотоэлектрона [1], и возникающий при фотоэмиссии двух близко расположенных металлических наноструктур. Механизм основан на возможности преодолеть в таких системах одно из ключевых ограничений модели Коркума, накладываемых на максимальную энергию перерасеиваемого фотоэлектрона – необходимость фотоэлектрона после разгона вернуться к точечному родительскому иону, т.е. двигаться по замкнутой траектории. Если нанополоса состоит из двух элементов, то при определенных условиях фотоэлектрон может рассеиваться не только на “родительской” наноструктуре, но и на соседнем элементе нанополосы. Это существенно расширяет число возможных траекторий фотоэлектрона, приводящих к его ускорению за счет процесса перерасеяния. Тем самым повышается верхняя граница “плато” в спектре фотоэмиссии без увеличения интенсивности лазерного импульса.

Недавно близкий механизм увеличения верхней энергетической границы “плато” был экспериментально продемонстрирован для случая фотоионизации кластеров [15]. Показано, что при увеличении размеров кластеров до величин, сравнимых с радиусом кривизны траектории фотоэлектрона происходит увеличение верхнего порога приобретаемой фотоэлектроном энергии, что связано с его перерасеянием на соседних атомах кластера. Хотя при теоретических исследованиях надпороговой фотоэмиссии и ранее учитывалось влияние размеров наноструктур на формирование спектров (см., например, обзор [8] и приведенные там ссылки), в работе [15] это влияние изучено подробно. Установлено, что величина верхней энергетической границы “плато” не только пропорциональна интенсивности лазерного излучения, но и растет с увеличением размеров кластера как квадратичная функция.

В настоящей работе исследована другая система, в которой влияние различия между положениями точек фотоэмиссии и перерасеяния фотоэлектрона на спектр фотоэлектронов оказывается более значительным. Более того, в отличие от [15], в изучаемых системах наблюдается пороговый характер зависимости верхней энергетической границы “плато” как от интенсивности лазерного импульса, так и

от размеров системы. Рассмотрена составная нанополоса, состоящая из двух расположенных друг напротив друга элементов, положение которых в пространстве фиксировано. В этой системе часть электронов по-прежнему может перерасеиваться на “родительском” элементе нанополосы, двигаясь по “замкнутой” траекториям. Вместе с тем, если элементы нанополосы расположены достаточно близко, часть электронов может получить достаточное ускорение лазерным полем, достигнуть другого элемента и преотразиться от него, получив дополнительное ускорение. Этот последний механизм будем называть “открытым” перерасеянием, в отличие от стандартного сценария перерасеяния [1], который предполагает замкнутость траекторий электронов.

Возможность “открытого” перерасеяния повышает верхнюю границу области “плато” в энергетических спектрах электронов. Действительно, при замкнутой траектории поле замедляет и разворачивает электрон в дальней от наноструктуры точке траектории. В случае “открытого” перерасеяния электрон может изменять направление своего движения не только под воздействием поля, но и в результате отражения от соседнего элемента. Таким образом, возможна реализация режима, при котором направление движения электрона достаточно долго совпадает с изменяющимся во времени направлением поля лазерного импульса, увеличивая эффективность разгона фотоэлектрона.

Теоретическая модель. В данной работе выполнено компьютерное моделирование и теоретический анализ динамики надпороговой фотоэмиссии и разгона фотоэлектронов в ближнем поле составной нанополосы типа “галстук-бабочка” при ее облучении фемтосекундными лазерными импульсами. Использовалась квазиклассическая модель, которая является стандартной при компьютерном моделировании надпороговых процессов [1–14] и доказавшая свою надежность при описании как надпороговой ионизации атомов [1–5], так и надпороговой фотоэмиссии наноструктур [6–11]. Моделирование включало количественное описание следующих процессов: (1) формирование пространственно-временных распределений напряженности электромагнитных полей в ближней зоне нанополосы; (2) выход электронов из поверхности нанополосы; и (3) классическое движение эмитированных фотоэлектронов в ближней зоне нанополосы с учетом возможности их упругого рассеяния на ее поверхности.

Программа для проведения компьютерного моделирования была подготовлена на основе извест-

ного программного обеспечения с открытым исходным кодом [17] и апробированных ранее собственных разработок в области квазиклассического моделирования молекулярной динамики [18–20]. Расчет электромагнитных полей в ближней зоне наноантенны осуществлялся путем численного решения уравнений Максвелла методом конечных разностей во временной области (FDTD) [21] с помощью пакета МЕЕР [17]. Для моделирования процесса выхода фотоэлектрона из металла поверхность наноантенны была разбита на большое число малых элементов. Для согласования размеров элементов с пространственным шагом разностной схемы метода FDTD был использован следующий алгоритм: определялись узлы пространственной сетки, которые находятся внутри наноструктуры, но имеют хотя бы один соседний узел, находящийся вне наноструктуры. Для каждого такого узла определялась наиболее близкая к нему точка на поверхности наноструктуры. Элементы поверхности представляли собой сильно сплюснутые многогранные пирамиды, вершины которых находились в указанных точках поверхности, а вершинами оснований являлись середины отрезков, соединяющих вершины соседних элементов. Площадь элемента определялась как сумма площадей граней, примыкающих к вершине.

На каждом шаге интегрирования уравнений Максвелла по времени для вершины каждого элемента поверхности определялась вероятность эмиссии электрона в соответствии с текущим значением локального электрического поля. Для элемента поверхности i она равна

$$w_i = \Theta(F(\mathbf{r}_i, t)) \cdot j(F(\mathbf{r}_i, t)) \cdot \Delta s_i \Delta t, \quad (1)$$

где $j(F)$ – плотность тока фотоэмиссии, Δs_i – площадь элемента поверхности, Δt – величина шага по времени, $F(\mathbf{r}_i, t)$ – проекция электрической силы, действующей на электрон вдоль нормали к поверхности, направленной наружу. $\Theta(x)$ – функция Хевисайда. Плотность тока фотоэмиссии, $j(F)$, вычислялась по формуле Фаулера–Нордхейма [22], применимость которой для описания фотоэмиссии в сильном лазерном поле подробно обсуждалась в [23] и подтверждена сравнениями с различными экспериментальными данными [6–8, 11].

Количество электронов, эмитируемых с поверхности наноструктуры на определенном шаге по времени, определялось как $N = \sum_i w_i / \rho$, где ρ – вероятность эмиссии в расчете на одну траекторию. Этот параметр определяет общую величину выборки траекторий электронов, которые рассчитываются в процессе компьютерного моделирования. Конкрет-

ные элементы поверхности, из которых эмитируют электроны определялись применением N раз следующего алгоритма: генерировалось случайное число ζ ($0 < \zeta < 1$) и, если выполнялось условие

$$\sum_{l'=1}^{l-1} P_{l'} < \zeta \leq \sum_{l'=1}^{l-1} P_{l'} + P_l, \quad P_l = w_l / \sum_i w_i, \quad (2)$$

то электрон считался испущенным элементом поверхности с индексом l .

Дальнейшее движение эмитированных электронов описывалось классическими траекториями. При этом начальные координаты траекторий соответствовали координатам вершин, откуда эмитировали электроны. В соответствии с физической картиной туннельного режима фотоэмиссии предполагалось, что электроны испускаются с нулевой начальной скоростью. Дальнейший расчет траекторий движения электронов осуществлялся путем численного решения уравнений Ньютона с помощью скоростного метода Верле [24]. Шаг интегрирования по времени траекторий электронов был согласован с шагом интегрирования уравнений Максвелла. При столкновении электрона с поверхностью наноструктуры его отражение рассматривалось как упругое, в соответствии с работами [6–11].

Энергетические спектры строились по принципу гистограммы для большого набора значений энергии фотоэлектронов. Для корректного вычисления величин плотности вероятности при проведении расчетов с различными размерами выборки траекторий, результирующая гистограмма умножалась на величину параметра ρ (вероятность фотоэмиссии в расчете на одну траекторию). При проведении вычислений использовались следующие параметры: число интервалов гистограммы 100, размер выборки траекторий определялся подбором параметра ρ и поддерживался на уровне $1 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^5$.

На рисунке 1 представлены сравнения результатов проведенного описанным методом расчета энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии одиночного наноострия с экспериментальными данными [7]. Видно, что имеет место хорошее согласие результатов теории и эксперимента. Особенно важно, что результаты моделирования достаточно точно описывают зависимости положения верхней границы “плато” от интенсивности лазерного импульса.

Были рассмотрены две конфигурации вольфрамовых наноантенн типа “галстук-бабочка” с конечными элементами (см. рис. 2): (а) – “симметричная” антенна с одинаковыми радиусами кривизны нако-

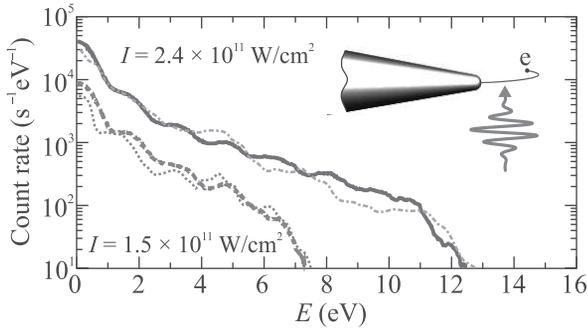


Рис. 1. (Цветной онлайн) Сравнение результатов расчета энергетических спектров фотоэлектронов при надпороговой фотоэмиссии одиночного наноострия с экспериментальными данными [7]. Фиолетовая сплошная линия и оранжевый штрих-пунктир – экспериментальные данные и результаты расчетов для $I = 2.4 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ соответственно. Зеленый длинный пунктир и красные точки – аналогичные данные для $I = 1.5 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Единицы оси ординат соответствуют скоростям отсчета электронов, измеренным в работе [7]. Поскольку число лазерных импульсов в эксперименте неизвестно, теоретические результаты умножены на коэффициент, устанавливающий соответствие единицам оси ординат

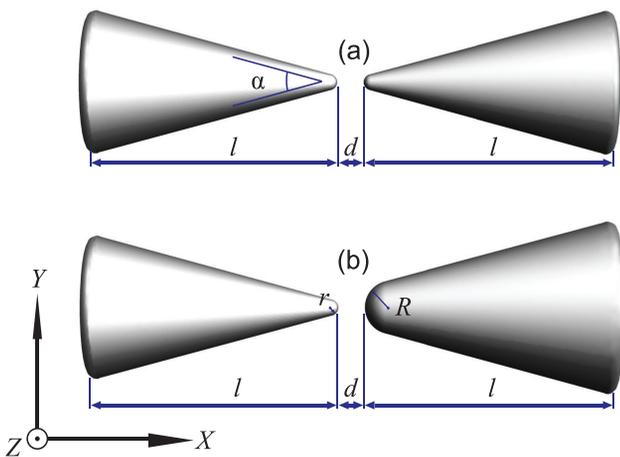


Рис. 2. (Цветной онлайн) Схематическое изображение исследуемых наноантенн: (а) – “симметричная”; (б) – “асимметричная”

нечников $r = 6 \text{ нм}$ (диаметр 12 нм) и (б) – “асимметричная” антенна с различными радиусами кривизны наконечников $r = 6 \text{ нм}$, что соответствует случаю симметричной антенны, и большего радиуса кривизны $R = 18 \text{ нм}$ (диаметр 36 нм). Длины конусов и углы раствора для элементов обоих типов наноантенн были выбраны одинаковыми: $l = 100 \text{ нм}$ и $\alpha = 30^\circ$ соответственно. Расстояние между наконечниками, d ,

изменялось от 5 до 7 нм. Диэлектрическая функция вольфрама была взята из [25].

Электрическое поле лазерного импульса линейно поляризовано вдоль оси вращения наноантенн (ось X на рис. 2). Параметры импульса: длина волны $\lambda = 805 \text{ нм}$, длительность (FWHM) $\tau = 6 \text{ фс}$ (спектральная ширина импульса $\sim 150 \text{ нм}$), фаза импульса в максимуме огибающей, $\Phi_{\text{СЕР}} = 0$, что соответствует случаю, когда при пиковой интенсивности эмиссия происходит из левого элемента антенны (см. рис. 2). Опубликованные ранее в [8] оценки пороговых величин интенсивности поля вблизи поверхности, при которых начинает происходить разрушение наноострий, составляют несколько десятков $\text{ТВт}/\text{см}^2$ при длительностях импульса в несколько десятков фемтосекунд. В настоящей работе рассматривались интенсивности меньше указанных в [8] пороговых значений при значительно меньших длительностях импульса.

Для оценки эффективности предлагаемого механизма “открытого” перерасеяния также проводились дополнительные расчеты в режиме “замкнутого перерасеяния”. В этом режиме электроны могут отражаться лишь от родительских элементов. Если же электроны столкнутся с соседними элементами, то проходят сквозь них, не испытывая рассеяния. Напротив, режим “полного перерасеяния” подразумевает отсутствие описанных ограничений.

Результаты и обсуждение. На рисунках 3 и 4 представлены результаты расчетов спектров фотоэмиссии симметричных и асимметричных вольфрамовых антенн “галстук-бабочка” при различных расстояниях между остриями и интенсивностях лазерного импульса. Видно, что учет предлагаемого механизма “открытого” перерасеяния приводит к значительному (в $1.5 \div 2$ раза) расширению области “плато” в энергетических спектрах. Вклад исследуемого механизма зависит от расстояния между остриями и носит пороговый характер. Так, для симметричной антенны (см. рис. 3) при интенсивности поля $1 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ увеличение расстояния d с 5 до 6 нм приводит к тому, что высокоэнергетическая часть “плато”, связанная с перерасеянием на соседнем острие, пропадает. Однако при увеличении интенсивности до $3 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ эффект “открытого” перерасеяния проявляется и при $d = 6 \text{ нм}$ (см. нижнюю панель рис. 3). Расчеты показывают, что при увеличении d до 7 нм эффект “открытого” перерасеяния для симметричной антенны исчезает и при интенсивности $3 \cdot 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Возникновение “открытого” перерасеяния определяется не только интенсивностью лазерного им-

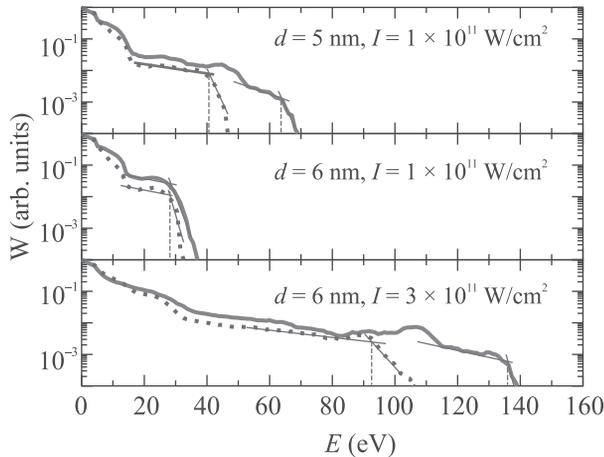


Рис. 3. (Цветной онлайн) Энергетические спектры фотоэлектронов, полученные в режимах “замкнутого” и “полного” перерасеяния для симметричных наноантенн. Верхний рисунок: $d = 5$ нм, $I = 1 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$; средний рисунок: $d = 6$ нм, $I = 1 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$; нижний рисунок: $d = 6$ нм, $I = 3 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$. Красная сплошная линия – учитывались вклады и “замкнутого” и “открытого” перерасеяния. Синий короткий пунктир – учитывался вклад только “замкнутого” перерасеяния. Для удобства сравнения все спектры нормализованы так, что их максимум равен 1

пульса, но и конфигурацией составной наноантенны. На рисунке 4 представлены спектры энергии фотоэлектронов, полученные для случая асимметричной антенны. Сравнение рисунков 4 и 3 показывает, что у асимметричной наноантенны “открытое” перерасеяние начинает играть существенную роль при больших размерах зазора и меньших интенсивностях, чем у симметричной антенны. Это вызвано тем, что в этом случае электроны, формирующие высокоэнергетическую часть спектра, эмитируются из левого (малого) элемента наноантенны. Увеличение размеров правого элемента приводит к дополнительному усилению напряженности поля, наводимого вблизи левого элемента. Аналогичное поведение было ранее продемонстрировано нами в [26] для наноантенн с большими зазорами между элементами, в которых вклад механизма “открытого” перерасеяния не проявляется. Кроме того, для асимметричной наноантенны учет механизма “открытого” перерасеяния приводит к большему, по сравнению с симметричными антеннами, увеличению верхней границы “плато”. Это связано с тем, что больше электронов может перерасеяться на более крупном элементе наноантенны, чем на элементе меньшего размера. Асимметрия наноантенны приводит и к сильной зависимости положения верхней границы “плато” от фазы импульса

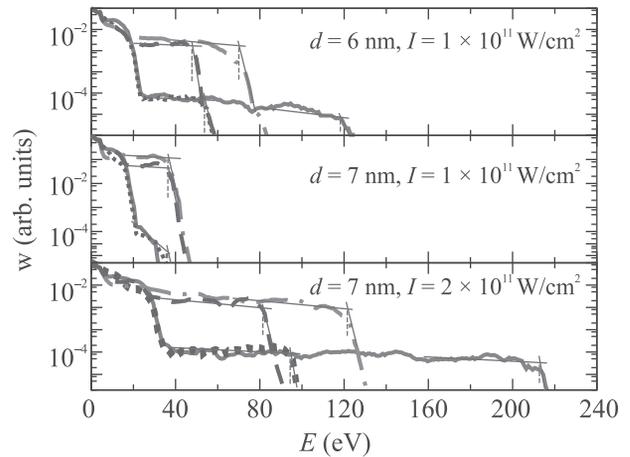


Рис. 4. (Цветной онлайн) То же, что и на рис. 3, но для асимметричных наноантенн. Верхний рисунок: $d = 6$ нм, $I = 1 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$; средний рисунок: $d = 7$ нм, $I = 1 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$; нижний рисунок: $d = 7$ нм, $I = 2 \cdot 10^{11}$ Вт · см $^{-2}$. На рисунках добавлены кривые для случая $\Phi_{\text{СЕР}} = \pi$: темно-желтый штрих-пунктир – учитывались вклады и “замкнутого” и “открытого” перерасеяния; фиолетовый длинный пунктир – учитывался вклад только “замкнутого” перерасеяния

в максимуме огибающей, $\Phi_{\text{СЕР}}$. При этом вклад механизма “открытого” перерасеяния проявляется как при $\Phi_{\text{СЕР}} = 0$, так и при $\Phi_{\text{СЕР}} = \pi$.

Пороговое поведение вклада “открытого” перерасеяния объясняется тем, что ключевым параметром, определяющим эффективность этого процесса, является максимальное расстояние s , на которое электрон может переместиться за один период лазерного импульса. При $s \gtrsim d$ изучаемый эффект проявляется наиболее ярко, а при $s \ll d$ доминирует стандартный механизм перерасеяния на родительском элементе наноантенны. Для определения характера зависимости величины пороговой интенсивности, выше которой вклад “открытого” перерасеяния становится существенным, воспользуемся простой классической одномерной моделью [1]. Уравнения движения фотоэлектрона в поле лазера (в атомных единицах) $\ddot{x} = -F \cos(\omega t + \varphi)$, где x – координата электрона, F – амплитуда электрического поля, ω – его частота, φ – фаза поля в момент отрыва электрона от поверхности элемента антенны. Интегрируя по времени, можно получить выражения для зависимости скорости и координаты от времени. Условие того, что электрон в момент τ достиг другого элемента, находящегося на расстоянии d , можно записать в виде:

$$d \frac{\omega^2}{F} - \omega \tau \sin \varphi = \cos(\omega \tau + \varphi) - \cos \varphi. \quad (3)$$

Решая это трансцендентное уравнение, можно найти $\tau(\varphi)$. Кинетическая энергия электрона в момент достижения другого элемента зависит от φ ,

$$E(\varphi) = \frac{F^2}{2\omega^2} [\sin(\omega\tau(\varphi) + \varphi) - \sin\varphi]^2. \quad (4)$$

Максимум этой функции определяет верхний порог плато однократного “открытого” перерассеяния.

Модель дает зависимость пороговых интенсивностей, при которых начинает работать механизм открытого перерассеяния от расстояния между элементами наноантенны в виде

$$I_{\text{open}} = \alpha d^2 / \beta^2(d), \quad (5)$$

где α – параметр, определяемый одномерной моделью, $\beta(d)$ – коэффициент плазмонного усиления напряженности ближнего поля наноантенны. В соответствии с данными [27], зависимость коэффициента плазмонного усиления от d имеет вид $\beta^2 \approx A/d$. Таким образом, пороговые значения интенсивности оказываются кубически зависящими от d ,

$$I_{\text{open}} = \eta d^3. \quad (6)$$

Эта зависимость неплохо описывает результаты проведенного в работе компьютерного моделирования для рассмотренных наноантенн. Найдены значения коэффициента $\eta \approx 1 \cdot 10^9$ Вт · см⁻² · нм⁻³ для симметричной и $\eta \approx 4 \cdot 10^8$ Вт · см⁻² · нм⁻³ для асимметричной наноантенны.

Выводы. Предложен эффективный механизм надпороговой фотоэмиссии составных наноантенн с малыми зазорами, приводящий к существенному уширению энергетических спектров фотоэлектронов и состоящий в том, что в таких системах фотоэлектрон может перерассеиваться не только на “родительском”, но и на соседнем элементе. Проведен теоретический анализ надпороговой фотоэмиссии вольфрамовых наноантенн типа “галстук-бабочка” с двумя коническими элементами для случаев одинаковых и различных радиусов кривизны наконечников. Показано, что вклад исследуемого механизма носит пороговый характер и зависит от расстояния между остриями и интенсивности лазерного импульса. Установлена зависимость между этими параметрами. Исследуемый процесс приводит к полутора-двукратному увеличению верхней границы “плато” в энергетических спектрах фотоэлектронов без необходимости повышения интенсивности лазерного импульса. Использование предложенного в работе механизма представляется перспективным для создания эффективных компактных источников высокоэнергетических аттосекундных электронных пучков и ультракоротких импульсов рентгеновского диапазона.

Автор благодарен В. С. Лебедеву, К. С. Кислову и А. А. Нарицу за ценные замечания и обсуждение.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (грант # 19-79-30086).

1. P. B. Corkum, Phys. Rev. Lett. **71**, 1994 (1993).
2. R. Kienberger, Z. Chang, and C. H. Nam, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **45**, 070201 (2012).
3. F. Krausz and M. I. Stockman, Nat. Photonics **8**, 205 (2014).
4. S. Chatziathanasiou, S. Kahaly, E. Skantzakis, G. Sansone, R. Lopez-Martens, S. Haessler, K. Varju, G. D. Tsakiris, D. Charalambidis, and P. Tzallas, Photonics **4**, 26 (2017).
5. P. Peng, C. Marceau, and D. M. Villeneuve, Nat. Rev. Phys. **1**, 144 (2019).
6. M. Krüger, M. Schenk, and P. Hommelhoff, Nature **475**, 78 (2011).
7. G. Wachter, S. Kahaly, E. Skantzakis, G. Sansone, R. Lopez-Martens, S. Haessler, K. Varju, G. D. Tsakiris, D. Charalambidis, and P. Tzallas, Phys. Rev. B **86**, 035402 (2012).
8. M. Krüger, C. Lemell, J. Burgdörfer, M. Schenk, M. Krüger, and P. Hommelhoff, J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. **51** 172001 (2018).
9. P. Dombi, A. Hörl, P. Rácz, I. Márton, A. Trügler, J. R. Krenn, and U. Hohenester, Nano Lett. **13**, 674 (2013).
10. P. Rácz, Z. Pápa, I. Márton, J. Budai, P. Wróbel, T. Stefaniuk, C. Prietl, J. R. Krenn, and P. Dombi, Nano Lett. **17**, 1181 (2017).
11. P. Hommelhoff, M. F. Kling (editors), *Attosecond Nanophysics. From Basic Science to Applications*, Wiley-VCH Verlag GmbH & Co., Weinheim, Germany (2015).
12. M. F. Ciappina, J. A. Pérez-Hernández, A. S. Landsman et al. (Collaboration), Rep. Prog. Phys. **80**, 054401 (2017).
13. F. Süßmann, L. Seiffert, S. Zherebtsov et al. (Collaboration), Nat. Commun. **6**, 7944 (2015).
14. S. Zherebtsov, T. Fennel, J. Plenge et al. (Collaboration), Nat. Phys. **7**, 656 (2011).
15. Z. Wang, A. C. Garibay, H. Park, U. Saalman, P. Agostini, J. M. Rost, and L. F. DiMauro, Phys. Rev. Lett. **124** 173201 (2020).
16. А. Е. Краснок, И. С. Максимов, А. И. Денисюк, П. А. Белов, А. Е. Мирошниченко, К. Р. Симовский, Ю. С. Кившарь, УФН **183**, 561 (2013).
17. <https://meep.readthedocs.io>.
18. A. D. Kondorskiy and S. Nanbu, J. Chem. Phys. **143**, 114103 (2015).
19. A. Kondorskiy, S. Nanbu, Y. Teranishi, and H. Nakamura, J. Phys. Chem. A **114**, 6171 (2010).

20. T. Murakami, M. Nakazono, A. Kondorskiy, T. Ishida, and S. Nanbu, *Phys. Chem. Chem. Phys.* **14**, 11546 (2012).
21. A. Taflove and S. Hagness, *Computational Electrodynamics: The Finite-Difference Time-Domain Method*, 2nd ed., Artech House, Boston (2000).
22. R. H. Fowler and Dr. L. Nordheim, *Proc. Royal Soc. A* **119**, 173 (1928).
23. S. V. Yalunin, M. Gulde, and C. Ropers, *Phys. Rev. B* **84**, 195426 (2011).
24. W. C. Swope, H. C. Andersen, P. H. Berens, and K. R. Wilson, *J. Chem. Phys.* **76**, 648(Appendix) (1982).
25. *Handbook of Optical Constants of Solids II*, ed. by E. D. Palik, Academic Press, San Diego, USA (1991).
26. К. С. Кислов, А. А. Наритц, А. Д. Кондорский, *КСФ* **7**, 11 (2017) [K. S. Kislov, A. A. Narits, and A. D. Kondorskii, *Bull. Lebedev Phys. Inst.* **44**, 192 (2017)].
27. M. Agio and A. Alù (editors), *Optical Antennas*, Cambridge University Press, N.Y., USA (2013).