

ВОЗДЕЙСТВИЕ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ВЕЩЕСТВО. ЛАЗЕРНАЯ ПЛАЗМА

PACS 32.80.Rm; 52.25.Os; 52.50.Jm

Плазменный канал, создаваемый импульсом фемтосекундного лазера, как среда для усиления электромагнитного излучения субтерагерцевого диапазона частот

А.В.Богацкая, Е.А.Волкова, А.М.Попов

Рассмотрена эволюция функции распределения электронов по энергиям в плазменном канале, созданном излучением фемтосекундного лазерного импульса с длиной волны 248 нм в газах атмосферного давления. Определены условия, при выполнении которых возможно использование такого канала для усиления электромагнитных волн вплоть до терагерцевого диапазона частот на временах релаксации энергетического спектра $\sim 10^{-7}$ с. Рассчитаны коэффициенты усиления в зависимости от времени и частоты излучения. Исследовано влияние межэлектронных соударений на скорость релаксационных процессов в плазме и на ее способность усиливать электромагнитное излучение.

Ключевые слова: многофотонная ионизация, плазменный канал, усиление электромагнитного излучения, функция распределения электронов по энергиям.

1. Введение

Важной особенностью плазменных образований, возникающих в поле лазерного импульса фемтосекундной длительности, является их сильная неравновесность. Эта неравновесность может быть использована для ряда практических приложений, в частности для генерации импульсов ВУФ и мягкого рентгеновского излучения аттосекундной длительности [1, 2]. Энергетический спектр фотоэлектронов, образующихся при многофотонной ионизации газа, в условиях, когда длительность импульса оказывается меньше или порядка обратной частоты атомных столкновений, состоит из набора пиков, соответствующих поглощению определенного числа фотонов при надпороговой ионизации. Такая функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) имеет диапазоны энергий, фактически характеризующиеся инверсной населенностью, что, как известно, может быть использовано для усиления электромагнитного излучения в плазме [3–5]. При этом в [4] отмечалось, что эффект усиления может возникать прежде всего в газах, характеризующихся диапазоном энергий электронов, в котором транспортное сечение рассеяния возрастает с энергией электрона. В [6] было показано, что такое усиление излучения возможно в радиочастотном диапазоне в ксеноновой плазме, созданной излучением с длиной волны 248 нм ($\hbar\Omega = 5$ эВ) на временах релаксации энергетического спектра. Эти времена при атмосферном давлении газа и отсутствии

электрон-электронных соударений были оценены в 100 – 200 нс.

В настоящей работе всесторонне проанализирована возможность использования плазменного канала, созданного мощным УКИ видимого или УФ диапазона частот в различных газах атмосферного давления, для усиления радиочастотного излучения. На основе кинетического уравнения Больцмана проведен анализ эволюции энергетического спектра электронов в релаксирующей плазме, созданной лазерным импульсом, в том числе с учетом электрон-электронных столкновений. Рассчитаны коэффициенты усиления электромагнитного излучения в плазменном канале как функции времени и частоты усиливаемого излучения. Определены условия, при выполнении которых такая релаксирующая плазма может использоваться как эффективная усиливающая среда для импульсов радиочастотного излучения, в том числе субтерагерцевого диапазона частот.

2. Постановка задачи

При анализе свойств и эволюции плазменного канала, созданного излучением мощного фемтосекундного лазера, существенно, что его образование происходит только в результате многофотонной или туннельной ионизации атомов или молекул, в то время как процессом лавинной ионизации можно пренебречь. Более того, оказывается возможным пренебречь и упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) среды во время действия импульса. Действительно, оценим характерное время столкновений электронов с атомами (молекулами) как $T_c \approx 1/(N\sigma v)$, где $N \approx 3 \times 10^{19}$ см⁻³ – концентрация частиц при атмосферном давлении, $\sigma \approx 10^{-15}$ см² – сечение столкновения, $v \sim 10^8$ см/с – скорость электронов, образующихся в результате фотоионизации. В таких условиях T_c оказывается равным $\sim 3 \times 10^{-13}$ с. Это означает, что энергетический спектр фотоэлектронов для лазерного импульса длительностью не более 300 фс определяется лишь динамикой процесса фотоионизации атомов (молекул) газа и

А.В.Богацкая, А.М.Попов. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; Московский государственный университет им. М.В.Ломоносова, физический факультет, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы; e-mail: alexander.m.popov@gmail.com
Е.А.Волкова. НИИ ядерной физики им. Д.В.Скобельцына МГУ им. М.В.Ломоносова, Россия, 119991 Москва, Воробьевы горы

Поступила в редакцию 23 мая 2013 г., после доработки – 21 июля 2013 г.

может быть получен на основе решения задачи об ионизации отдельного атома (молекулы) в сильном лазерном поле. Эволюция спектра электронов, описываемая кинетическим уравнением Больцмана и обусловленная упругими и неупругими столкновениями с атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными столкновениями, происходит уже в постимпульсном режиме. Поэтому в рассматриваемых условиях задачи об ионизации газа лазерным излучением и об эволюции спектра фотоэлектронов могут рассматриваться независимо друг от друга, причем решение первой из них выступает в качестве начального условия для второй.

В настоящей работе исследование динамики спектра фотоэлектронов, созданных излучением на длине волны $\lambda = 248$ нм, соответствующей энергии кванта излучения эксимерного KrF-лазера $\hbar\Omega = 5$ эВ, проведено для инертных газов (аргон, ксенон) и молекулярного азота при атмосферном давлении. При этом наличие минимума Рамзауэра для транспортного сечения рассеяния на атомах инертных газов может обеспечить условия, необходимые для возникновения эффекта усиления электромагнитного излучения в газе. Сечение рассеяния электронов на молекуле азота также характеризуется участком, на котором оно возрастает с ростом энергии электрона. Однако наличие низколежащих колебательных состояний делает эволюцию ФРЭЭ качественно отличной от ее эволюции в инертных газах.

Расчеты динамики фотоионизации проводились методом численного интегрирования уравнения Шредингера для модельных одноэлектронных атомов с потенциалами ионизации $I_i = 12.13$ и 15.76 эВ, равными потенциалам ионизации атомов ксенона и аргона. Одноэлектронная модель атома ксенона аналогична использовавшейся в [7]. В рамках этой модели движение валентного электрона в атоме ксенона определяется потенциалом

$$V(r) = -\frac{e^2}{\sqrt{\beta^2 + r^2}}, \quad (1)$$

где параметр сглаживания $\beta = 0.0943$ Å выбран таким, чтобы потенциал ионизации был равен потенциалу ионизации атома ксенона. Аналогично атом аргона моделировался потенциалом

$$V(r) = -\frac{e^2}{\sqrt{\beta^2 + r^2}}[1 + a \exp(-br)], \quad (2)$$

где $\beta = 0.0265$ Å; $a = 0.1$; $b = 0.2$ Å⁻¹. Основное состояние в потенциале (2) характеризуется энергией связи $I_i = 15.76$ эВ, что соответствует потенциалу ионизации атома аргона. Потенциал ионизации молекулы азота ($I_i = 15.58$ эВ) близок к потенциалу ионизации атома аргона. Поэтому предполагалось, что вероятности фотоионизации атомов аргона и молекул азота примерно одинаковы, а положения пиков в спектре фотоэлектронов различаются на величину, равную разности потенциалов ионизации Ag и N₂.

Мы полагали, что огибающая лазерного импульса имеет сглаженную \sin^2 -форму с длительностями фронтов t_f :

$$E_0(t) = E_0 \sin^2 \frac{\pi t}{2t_f}, \quad 0 \leq t \leq 2t_f, \quad (3)$$

где амплитуда напряженности поля E_0 связана с интенсивностью излучения, используемой далее, соотношением $P = cE_0^2/(8\pi)$. В расчетах полагалось, что $t_f = 50T$ ($T = 2\pi/\Omega$ – период оптических колебаний), для $\hbar\Omega = 5$ эВ длительность импульса $t_p = 2t_f \approx 75$ фс.

Методика численного интегрирования нестационарного уравнения Шредингера подробно обсуждалась в [8].

3. Фотоионизация газов лазерным УКИ

Остановимся сначала на результатах расчетов вероятности фотоионизации и спектров фотоэлектронов, созданных фемтосекундным лазерным импульсом. На рис. 1 представлены вероятности ионизации (за импульс) атомов аргона и ксенона. При интенсивностях вплоть до $P \sim 10^{14}$ Вт/см² ионизация атомов ксенона описывается кубической зависимостью от интенсивности излучения, что соответствует третьему порядку теории возмущений. Что касается атомов аргона, то ионизация является четырехфотонной и вплоть до $P < 3 \times 10^{13}$ Вт/см² описывается зависимостью $w_i \sim P^4$. В более сильных полях наблюдается тенденция к насыщению вероятности ионизации на уровне, существенно меньшем единицы, обусловленная удержанием атомов в высоковозбужденных состояниях вблизи границы континуума, заселяемых в результате наличия трехфотонного резонанса между основным состоянием и группой ридберговских состояний (более подробно см. в [9]). В случае ионизации атомов ксенона подобный резонанс отсутствует, и особенностей в зависимости $w_i(P)$ не наблюдается. Типичные спектры фотоэлектронов, образующихся при фотоионизации атомов ксенона и аргона, приведены на рис. 2. При $P < 10^{13}$ Вт/см² штарковским сдвигом границы континуума можно пренебречь, поэтому положение первого пика в спектре фотоэлектронов для ксенона будет соответствовать энергии $\epsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87$ эВ, при этом вероятность надпорогового поглощения пренебрежимо мала. Аналогичная ситуация реализуется и для атомов аргона. В спектре фотоэлектронов доминирует пик, отвечающий четырехфотонному поглощению с энергией $\epsilon_0 = 4\hbar\Omega - I_i \approx 4.24$ эВ, а пики, соответствующие надпороговому поглощению, малы.

Таким образом, анализ расчетных данных показывает, что в рассматриваемом диапазоне интенсивностей для длительности лазерного импульса $\tau_p \sim 75$ фс и концентрации атомов $N \simeq 3 \times 10^{19}$ см⁻³ к концу лазерного импульса в объеме, определяемом параметрами оптической системы, образуется плазменный канал, характеризующийся пиковой структурой энергетического спектра, со степенью ионизации $\alpha = N_e/N \approx 10^{-7} - 10^{-4}$ (N_e – концен-

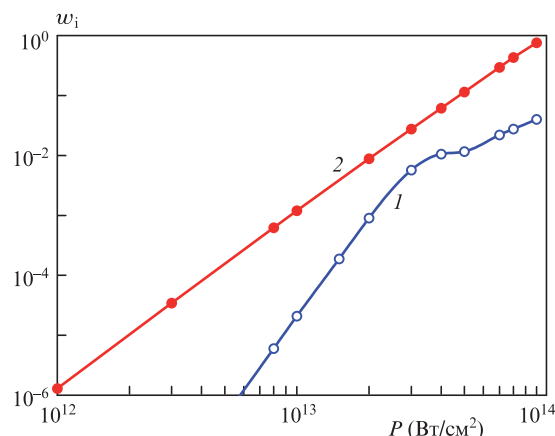


Рис. 1. Зависимости вероятности ионизации w_i атомов аргона (1) и ксенона (2) за импульс от интенсивности P лазерного излучения с $\lambda = 248$ нм.

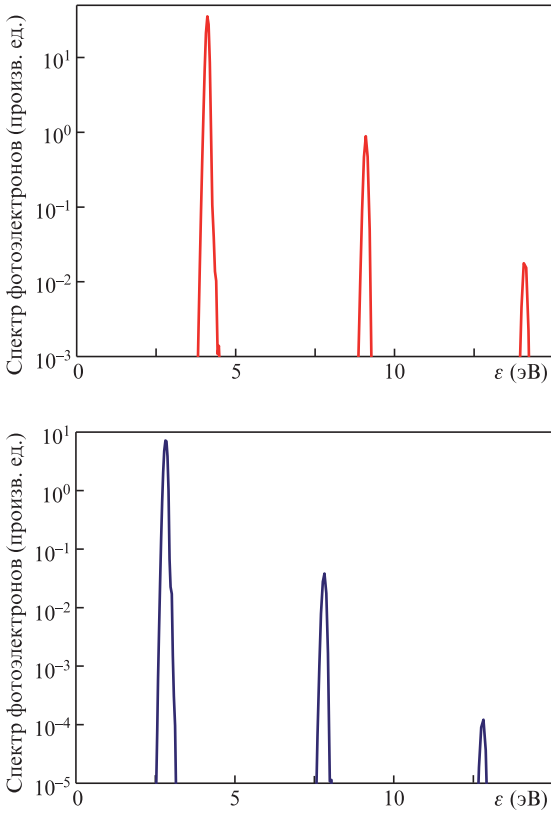


Рис.2. Спектры фотоэлектронов в аргоне для интенсивности излучения $P = 3 \times 10^{13}$ Вт/см² (а) и в ксеноне для $P = 10^{13}$ Вт/см² (б).

трация электронов) и выше. При этом ширина пика $\Delta\varepsilon$ в спектре фотоэлектронов определяется длительностью импульса и для спектрально ограниченного импульса составляет ~ 0.2 эВ.

4. Кинетическое уравнение Больцмана для энергетического спектра фотоэлектронов

Временная эволюция плазменного образования, созданного фемтосекундным импульсом, исследовалась на основе кинетического уравнения Больцмана для функции распределения электронов по скоростям $f(\mathbf{v}, t)$:

$$\frac{\partial f(\mathbf{v}, t)}{\partial t} - \frac{e\mathbf{E}}{m} \frac{\partial f}{\partial \mathbf{v}} = \text{St}(f), \quad (4)$$

где $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ – напряженность электрического поля, распространяющегося в плазменном канале радиочастотного излучения, а $\text{St}(f)$ – интеграл столкновений. В рамках полиномиального разложения функция распределения $f(\mathbf{v}, t)$ может быть представлена в виде

$$f(\mathbf{v}, t) = \sum_n f_n(\mathbf{v}, t) P_n(\cos \theta), \quad (5)$$

где $P_n(\cos \theta)$ – полином Лежандра, а θ – угол между векторами скорости и напряженности электрического поля \mathbf{E} , направленного вдоль оси z . Обычно анизотропия распределения по скоростям является слабой (более подробно см. в [3, 5]), и в (5) ограничиваются всего двумя членами разложения:

$$f(\mathbf{v}, t) = f_0(v, t) + f_1(v, t) \cos \theta, \quad (6)$$

где изотропная часть функции распределения $f_0(v, t)$ описывает распределение электронов по модулю скорости, а малая анизотропная добавка $f_1(v, t)$ позволяет вычислить возникающий в плазме электрический ток (направленный вдоль оси z):

$$j_z(t) = -\frac{4\pi}{3} e N_e \int v^3 f_1(v, t) dv. \quad (7)$$

Подставляя разложение (6) в уравнение (4), нетрудно получить систему уравнений для гармоник функции распределения $f_0(v, t)$ и $f_1(v, t)$:

$$\frac{\partial f_0(v, t)}{\partial t} = \frac{eE(t)}{3mv^2} \frac{\partial}{\partial v} [v^2 f_1(v, t)] + Q, \quad (8)$$

$$\frac{\partial f_1(v, t)}{\partial t} + v_{\text{tr}} f_1(v, t) = \frac{eE(t)}{m} \frac{\partial f_0}{\partial v}.$$

Здесь $v_{\text{tr}}(v) = N\sigma_{\text{tr}}v$ и σ_{tr} – транспортные частота и сечение рассеяния;

$$Q = \frac{1}{4\pi} \int \text{St}(f) d\Omega;$$

функция $f_0(v, t)$ нормирована согласно условию

$$4\pi \int f_0(v, t) v^2 dv = 1. \quad (9)$$

Из (8) нетрудно получить [3] следующее уравнение для ФРЭЭ $n(\varepsilon, t)$:

$$\frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left[\frac{e^2 E_0^2 v_{\text{tr}}(\varepsilon)}{3m(\omega^2 + v_{\text{tr}}^2)} \varepsilon^{3/2} \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] + \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ v_{\text{tr}}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left[n(\varepsilon, t) + T_g \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right] \right\} + Q_{\text{ee}}(n) + Q^*(n), \quad (10)$$

которое фактически представляет собой уравнение диффузии электронов в энергетическом пространстве [3, 5]. Здесь $\varepsilon = mv^2/2$; T_g – газовая температура (в дальнейшем мы полагаем, что $T_g \approx 0.03$ эВ); m – масса электрона; M – масса атома (или молекулы) газа; $Q_{\text{ee}}(n)$ и $Q^*(n)$ – интегралы межэлектронных и неупругих столкновений. Интеграл межэлектронных столкновений записывается в виде (см., напр., [3])

$$Q_{\text{ee}}(n) = \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ v_{\text{ee}}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left[A_1(\varepsilon, t) + A_2(\varepsilon, t) \frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right] \right\}, \quad (11)$$

где v_{ee} – частота электрон-электронных столкновений, а интегральные выражения для $A_1(\varepsilon, t)$ и $A_2(\varepsilon, t)$ имеют следующий вид:

$$A_1(\varepsilon, t) = \int_0^\varepsilon n(\varepsilon', t) \sqrt{\varepsilon'} d\varepsilon',$$

$$A_2(\varepsilon, t) = \frac{3}{2} \left[\int_0^\varepsilon n(\varepsilon', t) \varepsilon'^{3/2} d\varepsilon' + \varepsilon^{3/2} \int_\varepsilon^\infty n(\varepsilon', t) d\varepsilon' \right].$$

Интеграл неупругих столкновений

$$Q^*(n) = \sum_i \left[-v_i^*(\varepsilon) n(\varepsilon, t) \sqrt{\varepsilon} + v_i^*(\varepsilon + I_i^*) n(\varepsilon + I_i^*, t) \sqrt{\varepsilon + I_i^*} \right], \quad (12)$$

где $v_i^* = N\sigma_i^*(\varepsilon) \sqrt{2\varepsilon/m}$ и σ_i^* – частота и сечение возбуждения i -го неупругого состояния с порогом возбуждения I_i^* ,

а суммирование в (12) проводится по всем неупругим процессам.

При анализе эволюции энергетического спектра будем считать, что в начальный (нулевой) момент времени, соответствующий моменту окончания лазерного импульса, образуется плазменный канал с заданной степенью ионизации и сильно неравновесной ФРЭЭ, которую мы в дальнейшем аппроксимируем гауссовой функцией:

$$n(\epsilon, t = 0) = \frac{1}{\Delta\epsilon \sqrt{\pi\epsilon}} \exp\left[-\frac{(\epsilon - \epsilon_0)^2}{\Delta\epsilon^2}\right]. \quad (13)$$

Заданная ФРЭЭ нормирована согласно условию

$$\int_0^\infty n(\epsilon, t = 0) \sqrt{\epsilon} d\epsilon = 1, \quad (14)$$

а величина $n(\epsilon, t) \sqrt{\epsilon}$ – плотность вероятности обнаружить электрон с энергией ϵ .

В данной работе мы будем также полагать, что электромагнитное поле с частотой ω , распространяющееся в плазменном канале, является слабым и не оказывает воздействия на временную эволюцию ФРЭЭ.

В инертных газах нижние по энергии пороги возбуждения электронных состояний составляют 8.31 эВ для атомов ксенона и 11.5 эВ для атомов аргона. Это существенно больше энергии, соответствующей пику фотоэлектронов, созданных фемтосекундным лазерным импульсом. Поэтому в рассматриваемых условиях в инертных газах эволюция спектра определяется лишь упругими и электрон-электронными столкновениями. Что касается эволюции ФРЭЭ для молекулярного азота, то здесь необходимо также учитывать наличие низколежащих колебательных состояний, характеризующихся большими сечениями возбуждения электронным ударом в области энергий $\sim 2-4$ эВ и существенно ускоряющих процесс релаксации ФРЭЭ.

Уравнение (10) с начальным условием (13) решалось численно с использованием процедуры Галеркина с аппроксимацией пробной функции методом конечных элементов [10] в области энергий $\epsilon = 0-10$ эВ. Шаги интегрирования по времени и по энергии составляли 10^{-13} с и 10^{-2} эВ, полное время счета в зависимости от условий задачи достигало 300 нс. Сечения элементарных процессов для ксенона были взяты из [11, 12], для аргона – из [13], а для азота – из [14, 15].

Транспортные сечения для аргона и ксенона приведены на рис.3. Характерной особенностью этих сечений яв-

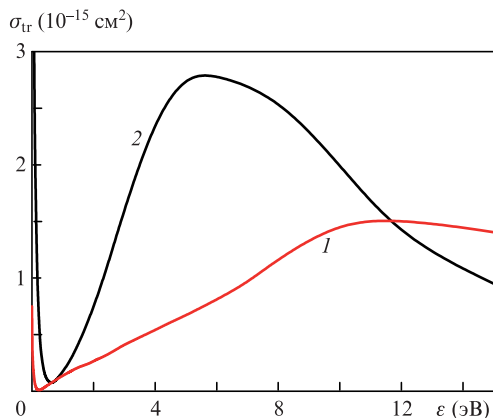


Рис.3. Транспортные сечения рассеяния электронов на атомах аргона (1) и ксенона (2).

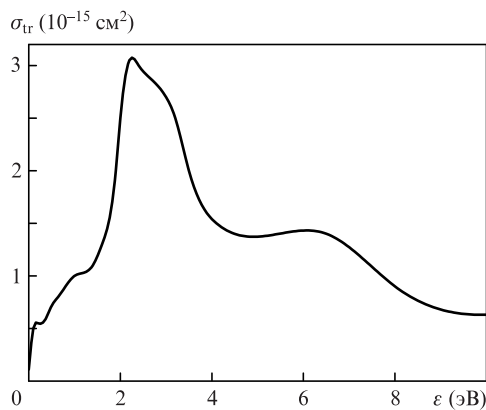


Рис.4. Транспортное сечение рассеяния электронов на молекулах азота.

ляется наличие минимума Рамзауэра и участка с положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\epsilon$ в областях энергий 0.25–11.0 эВ в аргоне и 0.64–5.0 эВ в ксеноне. В области энергий, меньших 2.2 эВ, транспортное сечение для азота также характеризуется положительным значением производной $d\sigma_{tr}/d\epsilon$ (рис.4).

5. Усиление электромагнитного излучения в плазменном канале с сильно неравновесной ФРЭЭ

Как уже отмечалось, возможность использования для усиления электромагнитного излучения плазменного канала с ФРЭЭ, имеющей диапазон энергий, характеризующийся инверсной населенностью, обсуждалась в [5, 6]. Действительно, выражение для комплексной проводимости $\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)$ на частоте ω легко находится из (7), (8) и может быть записано в виде (см., напр., [3, 5])

$$\sigma(\omega) = \frac{2}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} [v_{tr}(\epsilon) + i\omega]}{\omega^2 + v_{tr}^2(\epsilon)} \left[-\frac{\partial n(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} \right] d\epsilon. \quad (15)$$

Действительная часть этого выражения описывает диссипацию энергии электромагнитной волны в плазме, и для коэффициента поглощения на частоте ω легко получить соотношение

$$\mu_\omega = \frac{4\pi\sigma'}{c} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 N_e}{mc} \int_0^\infty \frac{\epsilon^{3/2} v_{tr}(\epsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\epsilon)} \left[-\frac{\partial n(\epsilon, t)}{\partial \epsilon} \right] d\epsilon. \quad (16)$$

Обычно ФРЭЭ убывает с увеличением энергии, т.е. $\partial n/\partial \epsilon < 0$, и, следовательно, значение интеграла (16) положительно: $\sigma' > 0$ и $\mu_\omega > 0$. Однако распределение электронов по энергии, возникающее в процессе фотоионизации газа лазерным УКИ, с неизбежностью содержит области с $\partial n/\partial \epsilon > 0$. Эти области вносят отрицательный вклад в интеграл (16), и коэффициент поглощения уменьшается. В [5, 6] было обращено внимание на то, что в области низких частот, соответствующих условию $\omega < v_{tr}$ (в рассматриваемых нами газах при атмосферном давлении это условие выполнено уже в субтерагерцевом диапазоне частот $\omega \leq 10^{12} \text{ c}^{-1}$), для газов с ярко выраженным эффектом Рамзауэра интеграл (16) для функции распределения вида (13) может оказаться отрицательным. В такой ситуации среда будет способна усиливать радиочастотное излучение. Действительно, из (16) получаем необходимое условие возникновения усиления сигнала:

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[\frac{\varepsilon^{3/2} v_{tr}(\varepsilon)}{\omega^2 + v_{tr}^2(\varepsilon)} \right] < 0, \quad (17)$$

которое должно быть выполнено в области существования фотоионизационного пика. В случае $\omega \ll v_{tr}$ из (17) с учетом выражения $v_{tr} \sim \sqrt{\varepsilon} \sigma_{tr}(\varepsilon)$ имеем

$$\frac{d}{d\varepsilon} \left[\frac{\varepsilon}{\sigma_{tr}(\varepsilon)} \right] < 0, \quad (18)$$

т.е. транспортное сечение $\sigma_{tr}(\varepsilon)$ должно расти с ростом энергии быстрее, чем ε . Зависимости $\varepsilon/\sigma_{tr}(\varepsilon)$ для исследуемых в работе газов приведены на рис.5. Представленные данные показывают, что возникновения эффекта усиления в фотоионизационной плазме, созданной излучением с $\lambda = 248$ нм, можно ожидать, прежде всего, в ксеноне и молекулярном азоте. В то же время для аргона в области энергий $0.8 < \varepsilon < 10$ эВ величина $\varepsilon/\sigma_{tr}(\varepsilon)$ практически постоянна, т.е. эффект усиления может иметь место лишь для медленных электронов в узком интервале энергий

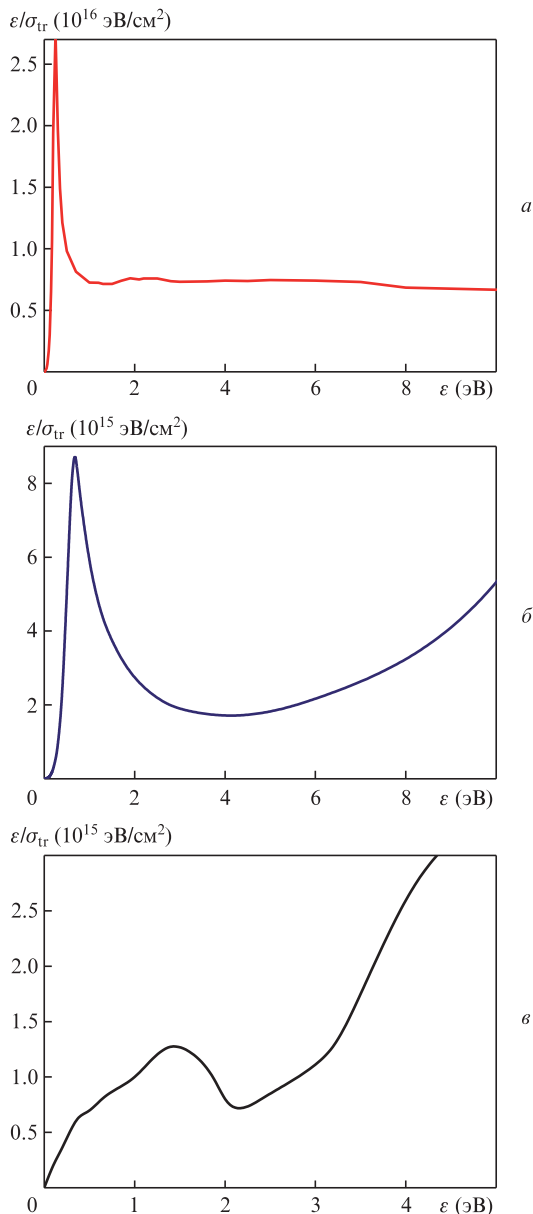


Рис.5. Зависимости ε/σ_{tr} от энергии электронов для аргона (а), ксенона (б) и азота (в).

($\varepsilon = 0.6-0.8$ эВ), что, по-видимому, трудно осуществить экспериментально.

В условиях, когда перестройка энергетического спектра электронов происходит только лишь в результате их упругих столкновений с нейтральными атомами, характерное время релаксации ФРЭЭ можно оценить как

$$\tau_\varepsilon \approx \frac{M}{2m} v_{tr}^{-1}. \quad (19)$$

В наших расчетах оценка (19) дает $\tau_\varepsilon \approx 10^{-7}$ с. Это означает, что именно на таких временах можно ожидать эффекта усиления электромагнитного излучения в плазме. Следовательно, плазменный канал в ксеноне, созданный излучением фемтосекундного лазера с длиной волны $\lambda = 248$ нм, будет способен усиливать радиочастотные импульсы (вплоть до терагерцевого диапазона частот) длительностью в несколько десятков наносекунд. В случае молекулярного азота ситуация является более сложной. С одной стороны, диапазон энергий, в котором можно ожидать эффекта усиления, достаточно мал и составляет всего 1.5–2.0 эВ. С другой стороны, еще более важным является тот факт, что релаксация энергетического спектра в указанном диапазоне энергий происходит в основном за счет колебательного возбуждения молекул азота и характеризуется временем

$$\tau^* \approx \frac{\varepsilon}{I_\nu} (v^*)^{-1}, \quad (20)$$

где $I_\nu = 0.29$ эВ – колебательный квант молекулы азота; $v^* = N\sigma_\nu \sqrt{2\varepsilon/m}$ и σ_ν – частота и сечение колебательного возбуждения состояния $N_2(X^1\Sigma, v=1)$. Полагая, что $\varepsilon = 2$ эВ, а $\sigma_\nu \approx 10^{-16}$ см², из (20) получаем $\tau^* \approx 3 \times 10^{-11}$ с, что на три с половиной порядка меньше, чем в инертных газах. Фактически это означает, что плазменный канал, созданный в молекулярной газовой среде, почти непригоден для усиления радиочастотного излучения.

Численные расчеты подтверждают сделанные нами оценки. На рис.6 приведены результаты расчета ФРЭЭ на основе уравнения (10) без учета электрон-электронных соударений в аргоне и ксеноне в различные моменты времени. Видно, что в течение всего расчетного интервала времени (200 нс) ФРЭЭ имеет ярко выраженный максимум, положение которого постепенно смещается в область меньших энергий, причем диффузионным расплыванием спектра в энергетическом пространстве можно пренебречь. Более того, уменьшение частоты упругих столкновений v_{tr} по мере замедления электронов приводит к обратному эффекту – сужению пика в спектре фотоэлектронов. Зависимости средней по спектру энергии фотоэлектронов от времени

$$\langle \varepsilon(t) \rangle = \int_0^\infty n(\varepsilon, t) \varepsilon^{3/2} d\varepsilon \quad (21)$$

представлены на рис.7 и также свидетельствует о существенном замедлении темпа охлаждения электронов со временем.

Качественно другая ситуация возникает в молекулярном азоте (рис.8). В этом случае временная эволюция ФРЭЭ определяется, прежде всего, зависимостью от энергии сечений колебательного возбуждения молекулы азота, имеющих максимум в диапазоне энергий 2–4 эВ. В результате начальный пик в области ~ 4.4 эВ исчезает за время $\sim 10^{-11}$ с и «перетекает» в область энергий вблизи 1.5 эВ, в которой сечение колебательного возбуждения мало ($\sim 10^{-17}$ см²) и потому влияние колебательного воз-

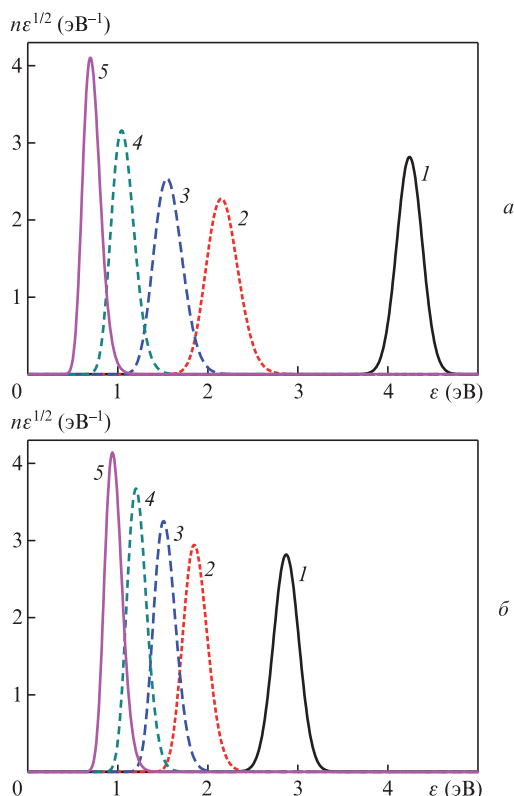


Рис.6. ФРЭЭ для аргона (а) и ксенона (б) в моменты времени $t = 0$ (1), 25 (2), 50 (3), 100 (4) и 200 нс (5) после создания плазменного канала лазерным излучением с $\lambda = 248$ нм.

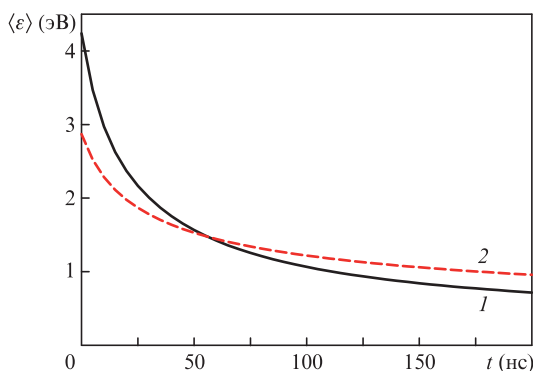


Рис.7. Зависимости средней по спектру энергии фотоэлектронов от времени в аргоновой (1) и ксеноновой (2) плазме.

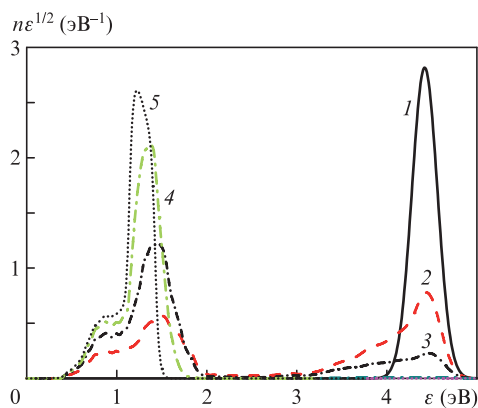


Рис.8. ФРЭЭ для молекулярного азота в моменты времени $t = 0$ (1), 10 (2), 20 (3), 50 (4) и 200 пс (5) после создания плазменного канала лазерным излучением с $\lambda = 248$ нм.

буждения молекул азота на эволюции ФРЭЭ уже не столь значительно. Сопоставление данных, представленных на рис.8 и 5,б показывает, что плазменный канал в азоте также не может использоваться для усиления радиочастотного излучения, в том числе на временах $10^{-11} - 10^{-10}$ с.

Полученные в численных расчетах ФРЭЭ использовались для вычисления коэффициента усиления электромагнитного излучения в плазме. Расчеты демонстрируют справедливость высказанных выше предположений: возникновение эффекта усиления оказывается возможным только в ксеноновой плазме. В случае плазменного канала в аргоне или азоте добиться, чтобы коэффициент усиления был положительным, не удается. Результаты расчетов коэффициента усиления $k_\omega = -\mu_\omega$ в плазменном канале в ксеноне для концентрации электронов $N_e = 10^{10}$ см⁻³ и различных частот усиливаемого излучения приведены на рис.9. Максимальное значение коэффициента усиления достигается для самой низкой частоты излучения ($\omega = 10^{11}$ с⁻¹). При этом на временах $t \leq 100$ нс в процессе релаксации энергетического спектра наблюдается возрастание k_ω , обусловленное уменьшением транспортного сечения в области энергий, вносящих наиболее существенный вклад в интеграл (16). С увеличением частоты излучения ω максимальное значение коэффициента усиления k_ω имеет тенденцию к уменьшению, причем одновременно уменьшается интервал времени, в течение которого коэффициент усиления является положительным. Это обстоятельство обусловлено тем, что в процессе релаксации ФРЭЭ с повышением частоты усиливаемого излучения условие $v_{tr}(\epsilon) > \omega$ нарушается на меньших временах.

В рамках сделанных нами предположений коэффициент усиления (см. выражение (16)) оказывается пропорциональным степени ионизации плазмы, поэтому, казалось бы, для его увеличения следует увеличивать интенсивность ионизирующего лазерного излучения. Однако известно, что межэлектронные соударения способствуют более быстрой максвеллизации спектра фотоэлектронов и, как следствие, исчезновению эффекта усиления. При наличии только лишь упругих столкновений межэлектронные соударения начинают существенно влиять на эволюцию энергетического спектра в плазме при выполнении условия

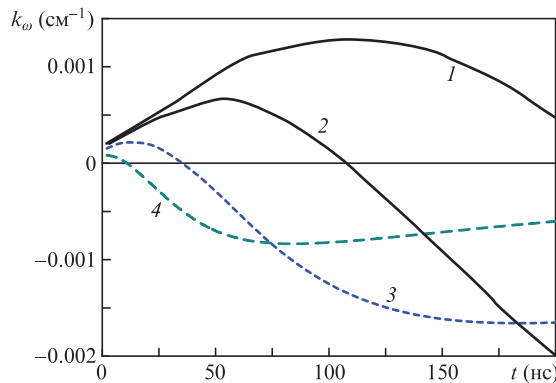


Рис.9. Коэффициенты усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в ксеноне в зависимости от времени для частот электромагнитного излучения $\omega = 10^{11}$ (1), 2×10^{11} (2), 5×10^{11} (3) и 10^{12} с⁻¹ (4). Отрицательные значения соответствуют поглощению электромагнитного излучения в плазме. Расчеты проведены при концентрации нейтральных атомов $N = 2.5 \times 10^{19}$ см⁻³ и концентрации электронов $N_e = 10^{10}$ см⁻³.

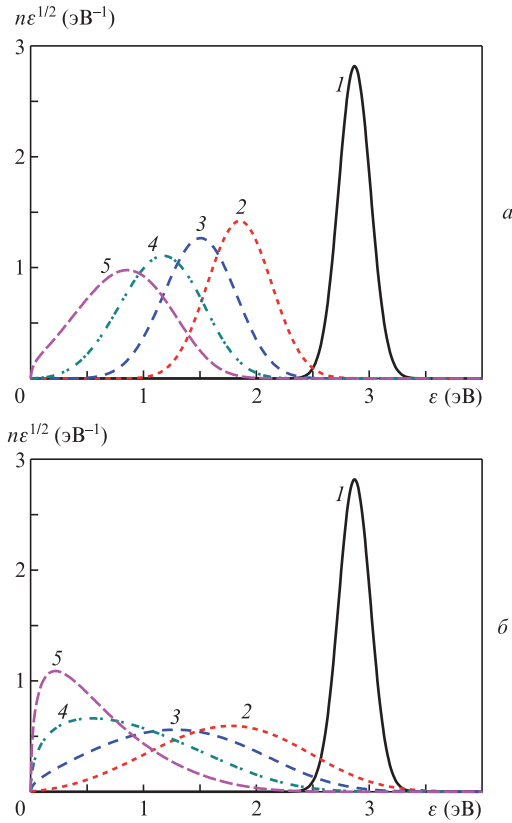


Рис.10. ФРЭЭ для ксенона в моменты времени $t = 0$ (1), 25 (2), 50 (3), 100 (4) и 200 нс (5) после создания плазменного канала лазерным излучением с $\lambda = 248$ нм. Расчеты проведены с учетом электрон-электронных столкновений при $N_e = 10^{12}$ (а) и 10^{13} см $^{-3}$ (б).

$$\alpha \sim \frac{2m}{M} \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{ec}}, \quad (22)$$

где $\sigma_{ec}(\epsilon) = (\pi e^4 / \epsilon^2) L(\epsilon)$ – сечение межэлектронных (кулоновских) столкновений; $L(\epsilon)$ – кулоновский логарифм, являющийся плавной функцией энергии. Полагая $L \approx 1$, получаем, что в области энергий $\epsilon \approx 2$ эВ, соответствующих положению пика в спектре фотоэлектронов, условие (22) выполнено для $\alpha \approx 5 \times 10^{-7}$ или $N_e \approx 10^{13}$ см $^{-3}$.

Численные расчеты подтверждают сделанные оценки. Представленные на рис.10 результаты численного решения уравнения Больцмана показывают, что учет электрон-электронных столкновений уже при концентрации электронов $N_e = 10^{12}$ см $^{-3}$ существенно влияет на эволюцию ФРЭЭ*, а при $N_e = 10^{13}$ см $^{-3}$ и $t \sim 200$ нс уже происходит максвеллизация спектра. Фактически межэлектронные соударения, как видно из расчетов, существенно увеличивают коэффициент диффузии электронов в пространстве энергий, что и приводит к быстрому размыванию пика фотоэлектронов и, как следствие, к уменьшению интервала времени, в течение которого коэффициент усиления в канале является положительным. Действительно, приведенные на рис.11 данные показывают, что с увеличением концентрации электронов в канале коэффициент k_ω возрастает пропорционально ей, однако эта зависимость реализуется на временах, меньших времени перестройки энергетического спектра, определяемого эффективностью

* Сопоставление данных, полученных в настоящей работе, с результатами расчетов [6], проведенных при указанной концентрации электронов $N_e = 10^{12}$ см $^{-3}$ без учета электрон-электронных соударений, показывает, например, что длительность существования положительного коэффициента усиления уменьшается вдвое.

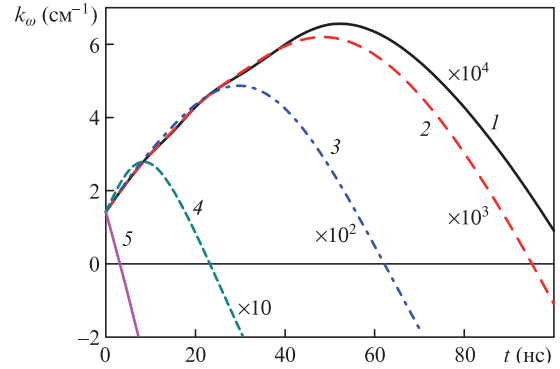


Рис.11. Коэффициенты усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в ксеноне в зависимости от времени для концентраций электронов $N_e = 10^{10}$ (1), 10^{11} (2), 10^{12} (3), 10^{13} (4) и 10^{14} см $^{-3}$ (5). Расчеты проведены при концентрации нейтральных атомов $N = 2.5 \times 10^{19}$ см $^{-3}$ и частоте электромагнитного излучения $\omega = 2 \times 10^{11}$ с $^{-1}$ с учетом электрон-электронных столкновений.

межэлектронных столкновений. Увеличение концентрации электронов ускоряет процесс релаксации ФРЭЭ, что приводит к уменьшению времени существования положительного коэффициента усиления в плазме. Например, при концентрации электронов в канале $\sim 10^{13}$ см $^{-3}$ коэффициент усиления k_ω достигает ~ 0.3 см $^{-1}$, а время существования положительного коэффициента усиления составляет ~ 20 нс. В случае $N_e = 10^{12}$ см $^{-3}$ имеем $k_\omega \approx 0.05$ см $^{-1}$, а время усиления $t \sim 100$ нс.

До сих пор при анализе усиления электромагнитного излучения в плазменном канале мы полагали, что само усиливаемое излучение является слабым и не влияет на ФРЭЭ. Такой подход очевидно справедлив, если коэффициент энергетической диффузии электронов, обусловленный наличием усиливаемого поля, меньше коэффициентов диффузии в пространстве энергий, определяемых упругими столкновениями электронов с атомами (молекулами) газа, а также межэлектронными столкновениями. Оценивая коэффициент диффузии электронов, обусловленный наличием радиочастотного излучения в плазме (мы полагаем, что $\omega \ll v_{tr}$), как $D_\omega \sim e^2 E_0^2 \epsilon / (3m v_{tr})$, получаем, что наше рассмотрение справедливо, если

$$\frac{e^2 E_0^2}{3m v_{tr}} \ll \max \left(\frac{2m}{M} T_g, \langle \epsilon \rangle \frac{v_{ec}}{v_{tr}} \right). \quad (23)$$

Например, в случае атомов ксенона для $\langle \epsilon \rangle \approx 2$ эВ и $T_g = 300$ К при концентрации электронов $N_e = 10^{13}$ см $^{-3}$ условие (23) выполняется для интенсивности радиочастотного излучения, меньшей 10^3 Вт/см 2 .

В заключение этого раздела отметим, что с теоретической точки зрения в плазменном канале с немонотонной ФРЭЭ возможно также усиление высокочастотного излучения с $\omega \gg v_{tr}$. В этом случае, как следует из (16), для достижения режима усиления необходимо, чтобы в области нахождения пика в спектре фотоэлектронов было выполнено условие

$$\frac{d}{d\epsilon} [\epsilon^2 \sigma_{tr}(\epsilon)] < 0, \quad (24)$$

т.е. чтобы транспортное сечение уменьшалось с ростом энергии быстрее, чем ϵ^2 . Как отмечалось в [4], такой характер зависимости $\sigma_{tr}(\epsilon)$ нетипичен для известных газов. По-видимому, в настоящее время можно утверждать, что газовой среды с требуемыми свойствами для усиления высокочастотного излучения не существует.

Рассматриваемый в настоящей работе эффект усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, возникающем при ионизации газа лазерным УКИ, по своему физическому смыслу близок к эффекту отрицательной абсолютной проводимости в плазме газового разряда, предсказанному в [16, 17], экспериментально обнаруженному в [18] и подробно обсуждаемому в обзорах [19, 20]. Отрицательное значение абсолютной проводимости означает, что электронный газ в целом оказывается движущимся в направлении вектора напряженности поля электромагнитной волны*. Физическая причина возникновения отрицательной абсолютной проводимости подробно обсуждается в [20] и связана с тем, что электроны, ускоряемые полем, чаще испытывают столкновения, чем электроны, тормозящиеся приложенным полем. В результате эти замедляемые полем электроны дают основной электронный вклад в возникающий в плазме ток. При этом проводимость, рассматриваемая как коэффициент пропорциональности между плотностью тока и приложенным полем, оказывается отрицательной. Аналогичная ситуация имеет место и в случае переменного электрического поля.

Мы также хотели обратить внимание на то, что эффект возникновения отрицательной проводимости в плазме может представлять интерес в задачах о распространении радиочастотного электромагнитного излучения в плазменных волноводах, созданных лазерными импульсами фемтосекундной длительности [21, 22]. Действительно, диэлектрическая проницаемость плазменной среды связана с комплексной проводимостью соотношением $\zeta = \zeta' + i\zeta'' = 1 + i4\pi\sigma/\omega$. Поскольку комплексный показатель преломления равен $\sqrt{\zeta}$, рассмотренные нами особенности эволюции энергетического спектра фотоэлектронов могут оказаться существенными и при изучении оптических свойств плазменных волноводов.

6. Заключение

Таким образом, в данной работе показано, что плазменный канал, созданный в плотном газе излучением мощного лазерного УКИ и характеризующийся наличием достаточно узкого пика в спектре фотоэлектронов, может применяться для усиления радиочастотных импульсов, в том числе субтерагерцевого диапазона частот. Для достижения максимального эффекта в качестве рабо-

чей среды следует использовать атомарный газ, в котором транспортное сечение рассеяния характеризуется наибольшим значением производной $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$ в диапазоне энергий, соответствующем фотоэлектронному пику. Показано, что коэффициент усиления может достигать долей обратного сантиметра при $t < 100$ нс.

Авторы выражают благодарность участникам семинара Отделения квантовой радиофизики ФИАН за полезные обсуждения. Численное интегрирование уравнения Шредингера выполнялось на суперкомпьютере СКИФ – МГУ «Чебышев».

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 12-02-00064) и некоммерческого фонда «Династия» (программа поддержки студентов, специализирующихся в области теоретической физики).

1. Agostini P., DiMauro L.F. *Rep. Prog. Phys.*, **67**, 813 (2004).
2. Krausz F., Ivanov M. *Rev. Mod. Phys.*, **81**, 163 (2009).
3. Гинзбург В.Л., Гуревич А.В. *УФН*, **70**, 201 (1960).
4. Бункин Ф.В., Казаков А.Е., Федоров М.В. *УФН*, **107**, 559 (1972).
5. Райзер Ю.П. *Лазерная искра и распространение разрядов* (М.: Наука, 1974).
6. Богацкая А.В., Попов А.М. *Письма в ЖЭТФ*, **97**, 453 (2013).
7. Azarm A., Sharifi S.M., Sridharan A., Hosseini S., Wang Q.Q., Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A., Chin S.L. *J. Phys. Conf. Ser.*, **414**, 012015 (2013).
8. Popov A.M., Tikhonova O.V., Volkova E.A. *Laser Phys.*, **21**, 1593 (2011).
9. Fedorov M.V., Poluektov N.P., Popov A.M., Tikhonova O.V., Kharin V.Yu., Volkova E.A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **18**, 42 (2012).
10. Флетчер К. *Численные методы на основе метода Галеркина* (М.: Мир, 1988).
11. Hayashi M. *J. Phys. D*, **16**, 581 (1983).
12. *Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century—Xenon. Research Report NIFS-Data Series NIFS-DATA-79* (National Institute for Fusion Research, 2003).
13. Phelps A.V. *JILA Information Center Report No. 28* (Boulder, USA, University of Colorado, 1985).
14. Phelps A.V., Pitchford L.C. *Phys. Rev. A*, **31**, 2932 (1985).
15. Phelps A.V. *JILA Information Center Report No. 26* (Boulder, USA, University of Colorado, 1985).
16. Рохленко А.В. *ЖЭТФ*, **75**, 1315 (1978).
17. Shizgal S., McMahon D.R.A. *Phys. Rev. A*, **32**, 3669 (1985).
18. Warman J.M., Sowada U., DeHaas M.P. *Phys. Rev. A*, **31**, 1974 (1985).
19. Александров Н.Л., Напартович А.П. *УФН*, **163**, 1 (1993).
20. Dyatko N.A. *J. Phys. Conf. Ser.*, **71**, 012005 (2007).
21. Зворыкин В.Д., Левченко А.О., Молчанов А.Г., Сметанин И.В., Устиновский Н.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 2, 49 (2010).
22. Zvorykin V.D., Levchenko A.O., Shutov A.V., Solomina E.V., Ustinovsky N.N., Smetanin I.V. *Phys. Plasmas*, **19**, 033509 (2012).

* Обычно, поскольку заряд электрона является отрицательным, электроны движутся в сторону, противоположную направлению вектора напряженности электрического поля.