

# О возможности усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот в плазменном канале, созданном ультракоротким высокоинтенсивным лазерным импульсом

А. В. Богацкая, А. М. Попов<sup>1)</sup>

Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Скобельцына МГУ им. Ломоносова, 119234, Москва, Россия

Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119234 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 января 2013 г.

Рассмотрена эволюция функции распределения электронов по энергиям в плазменном канале в ксеноновой плазме атмосферного давления, созданной излучением фемтосекундного KrF лазера. Показано, что наличие минимума Рамзауэра в транспортном сечении рассеяния приводит к возможности использования такого канала для усиления электромагнитных волн вплоть до терагерцового диапазона частот на временах релаксации энергетического спектра  $\sim 10^{-7}$  с. Рассчитаны коэффициенты усиления в зависимости от времени и от частоты излучения.

DOI: 10.7868/S0370274X13070035

Процесс нелинейной ионизации атомов газовой среды в поле высокоинтенсивного лазерного импульса фемтосекундной длительности приводит к формированию плазменного образования, которое может представлять интерес для ряда практических приложений. В частности, образующаяся плазма может служить источником многозарядных ионов [1, 2] и возбужденных (ридберговских) атомов [3, 4]. Протяженный плазменный канал, возникающий в газе при фокусировке мощного лазерного излучения видимого или ИК-диапазона частот, является эффективным источником гармоник высокого порядка, используемых в настоящее время для формирования импульсов аттосекундной длительности [5, 6].

Важной особенностью плазменного образования, возникающего в поле лазерного импульса ультракороткой длительности, является его сильная неравновесность. В частности, энергетический спектр фотоэлектронов, образующихся при многофотонной ионизации газа в условиях, когда длительность импульса оказывается меньше или порядка частоты атомных столкновений, состоит из набора пиков, соответствующих поглощению определенного числа фотонов. Такая функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) имеет диапазоны энергий, фактически характеризующиеся инверсной населенностью. Это, как известно, может быть использовано для усиления электромагнитного излучения в плазме [7–9].

В данной работе проанализирована возможность использования плазменного канала, созданного мощным ультракоротким импульсом эксимерного KrF лазера ( $\hbar\Omega = 5$  эВ) в ксеноне, для усиления радиочастотного излучения. На основе кинетического уравнения Больцмана проведен анализ эволюции энергетического спектра электронов в релаксирующей плазме, созданной лазерным импульсом, и рассчитаны коэффициенты усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в зависимости от времени и его частоты. Показано, что такая релаксирующая плазма может использоваться как эффективная усиливающая среда для импульсов радиочастотного излучения, в том числе субтерагерцового диапазона частот.

Отметим, что рассматриваемое в данной работе явление усиления электромагнитного излучения в плазменном канале, возникающем при ионизации газа ультракоротким лазерным импульсом, по своему физическому смыслу близко к эффекту отрицательной абсолютной проводимости в плазме газового разряда, предсказанному в [10, 11], экспериментально обнаруженному в [12] и подробно обсуждаемому в обзоре [13].

Для анализа свойств и эволюции плазменного канала, созданного излучением мощного фемтосекундного лазера, существенно, что его образование происходит только в результате многофотонной или туннельной ионизации атомов. Процессом же лавинной ионизации здесь можно пренебречь. Более того, для импульсов длительностью  $\tau_p \sim 100$  фс оказывает

<sup>1)</sup>e-mail: alexander.m.popov@gmail.com

сы возможным пренебречь и упругими столкновениями электронов с атомами среды во время действия импульса. Действительно, для газовой среды характерное время столкновений электронов с атомами (или молекулами) в газе может быть оценено как  $T_c \approx 1/N\sigma v$ , где концентрация частиц при атмосферном давлении  $N \approx 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ , сечение столкновения  $\sigma \approx 10^{-15} \text{ см}^2$ , а скорость электронов, образующихся в результате фотоионизации, составляет  $v \sim 10^8 \text{ см/с}$ . В таких условиях  $T_c$  оказывается порядка  $4 \cdot 10^{-13} \text{ с}$ , что превышает длительность лазерного импульса. Это означает, что энергетический спектр фотоэлектронов к концу лазерного воздействия определяется лишь процессом фотоионизации атомов (молекул) газа и может быть получен на основе решения задачи о ионизации отдельного атома (молекулы) в сильном лазерном поле. Эволюция спектра в результате упругих и неупругих столкновений, описываемая кинетическим уравнением Больцмана, происходит уже в послепульсном режиме. Поэтому в рассматриваемых условиях задачи о 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 умеренно сильных полях с интенсивностью излучения КгГ лазера  $\sim 10^{12} - 10^{13} \text{ Вт/см}^2$  величиной штарковского сдвига границы континуума можно пренебречь. Поэтому ионизация атомов ксенона будет трехфотонной. Положение первого пика в спектре фотоэлектронов будет соответствовать энергии  $\varepsilon_0 = 3\hbar\Omega - I_i \approx 2.87 \text{ эВ}$  (где  $I_i = 12.13 \text{ эВ}$  – потенциал ионизации). Более высокие пики надпороговой ионизации будут практически отсутствовать. Анализ экспериментальных и расчетных данных (см. [14]) показывает, что в указанном диапазоне интенсивностей зависимость вероятности ионизации от интенсивности излучения  $I$  является кубической:  $w_i \sim I^3$ . Для длительности лазерного импульса  $\tau_p \sim 100 \text{ фс}$  и концентрации атомов ксенона  $2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  к концу лазерного импульса степень ионизации составит  $\alpha = N_e/N \approx 10^{-6} - 10^{-4}$  (где  $N_e$  – концентрация электронов). При этом ширина пика определяется длительностью импульса и составляет  $\Delta\varepsilon \approx 0.2 \text{ эВ}$ .

Итак, при анализе эволюции энергетического спектра будем считать, что в начальный (нулевой) момент времени, соответствующий окончанию лазерного импульса, образуется плазменный канал с заданной степенью ионизации и сильно неравновесной ФРЭЭ. Последнюю мы в дальнейшем аппроксимируем гауссовой формой:

$$n(\varepsilon, t = 0) = \frac{1}{\Delta\varepsilon\sqrt{\pi\varepsilon}} \exp\left[-\frac{(\varepsilon - \varepsilon_0)^2}{(\Delta\varepsilon)^2}\right]. \quad (1)$$

Заданная ФРЭЭ нормирована согласно условию

$$\int_0^{+\infty} n(\varepsilon, t = 0)\sqrt{\varepsilon} d\varepsilon = 1. \quad (2)$$

Величина  $n(\varepsilon, t)\sqrt{\varepsilon}$  есть плотность вероятности обнаружить электрон с энергией  $\varepsilon$ .

Временная эволюция спектра (1) анализировалась на основе кинетического уравнения Больцмана для ФРЭЭ в двучленном приближении. При этом поскольку нижний порог возбуждения электронных состояний атома ксенона превышает 8 эВ, для расчета ФРЭЭ в зависимости от времени достаточно ограничиться учетом лишь упругих столкновений электронов с атомами ксенона. В таком случае уравнение Больцмана может быть записано в виде

$$\begin{aligned} & \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial t} \sqrt{\varepsilon} = \\ & = \frac{2m}{M} \frac{\partial}{\partial \varepsilon} \left\{ \nu_{tr}(\varepsilon) \varepsilon^{3/2} \left[ n(\varepsilon, t) + T \frac{\partial n(\varepsilon, t)}{\partial \varepsilon} \right] \right\}. \quad (3) \end{aligned}$$

Оно представляет собой уравнение диффузии в пространстве энергий. Здесь  $T$  – газовая температура (в дальнейшем мы полагаем, что  $T \approx 0.03 \text{ эВ}$ ),  $m$  – масса электрона,  $M$  – масса атома,  $\nu_{tr} = N\sigma_{tr}(\varepsilon)\sqrt{2\varepsilon/m}$  и  $\sigma_{tr}(\varepsilon)$  – транспортные частота и сечение рассеяния. Уравнение (3) с начальным условием (1) решалось численно по явной схеме в области энергий  $\varepsilon = (0-5) \text{ эВ}$ . Шаги интегрирования по энергии и по времени составляли  $\delta\varepsilon = 10^{-2} \text{ эВ}$  и  $\tau = 2 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ . В результате условие Куранта,  $\tau \leq \frac{M}{4m} \left[ \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon} \frac{\delta\varepsilon}{T} (\nu_{tr})^{-1} \right]$ , было выполнено для любого значения энергии из указанного интервала. Транспортное сечение рассеяния было взято из [15, 16]. Оно приведено на рис. 1. Характерной особенностью этого сечения (как и транспортного сечения в других тяжелых инертных газах) является наличие минимума Рамзауэра и участка с положительным значением производной  $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$  в области энергий 0.64–5.0 эВ. Как известно [8], именно эта особенность транспортного сечения может быть ответственной за возникновение эффекта усиления электромагнитного излучения в плазме. Действительно, выражение для комплексной проводимости  $\sigma(\omega) = \sigma'(\omega) + i\sigma''(\omega)$  на частоте  $\omega$  может быть записано в виде (см., например, [7, 8])

$$\sigma(\omega) = \frac{2}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} (\nu_{tr} + i\omega)}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \left( -\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (4)$$

Действительная часть этого выражения описывает диссипацию энергии электромагнитной волны в

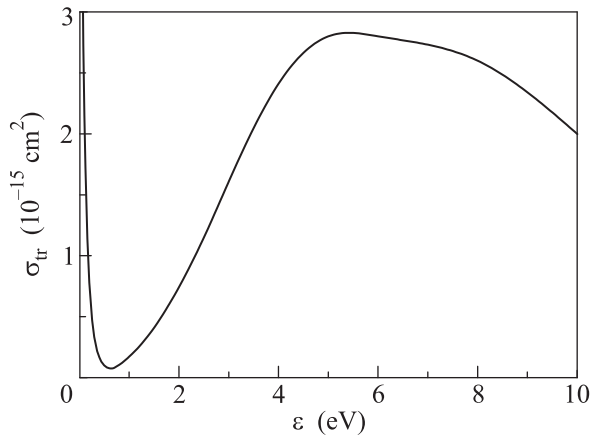


Рис. 1. Транспортное сечение рассеяния электронов на атомах ксенона

плазме. Для коэффициента поглощения на частоте  $\omega$  легко получить

$$\mu_\omega = \frac{4\pi\sigma'}{c} = \frac{8\pi}{3} \frac{e^2 N_e}{m} \int_0^{+\infty} \frac{\varepsilon^{3/2} \nu_{tr}}{\omega^2 + \nu_{tr}^2} \left( -\frac{\partial n}{\partial \varepsilon} \right) d\varepsilon. \quad (5)$$

Обычно ФРЭЭ убывает с увеличением энергии, т.е.  $\partial n/\partial \varepsilon < 0$  и, следовательно, значение интеграла (5) положительно:  $\mu_\omega > 0$ . Однако в процессе фотоионизации атомов импульсами короткой длительности неизбежно возникают области спектра с положительной производной,  $\partial n/\partial \varepsilon > 0$ , вносящие отрицательный вклад в интеграл (5) и уменьшающие коэффициент поглощения. В [8] было обращено внимание на то, что в области низких частот, соответствующих условию  $\omega < \nu_{tr}$  (в нашем случае это условие выполнено уже в субтерагерцовом диапазоне частот,  $\omega \leq 10^{12} \text{ c}^{-1}$ ), в газах с ярко выраженным эффектом Рамзауэра для функции распределения вида (1) интеграл (5) может оказаться отрицательным. В такой ситуации среда окажется способной усиливать радиочастотное излучение.

В рамках сделанных нами предположений коэффициент усиления  $k_\omega = -\mu_\omega$  (см. выражение (5)) оказывается пропорционален степени ионизации плазмы. Поэтому, казалось бы, для его увеличения следует увеличивать интенсивность ионизирующего излучения КгГ лазера. Однако в рамках нашей модели при расчете ФРЭЭ не учитывались межэлектронные соударения, которые способствуют более быстрой максвеллизации спектра фотоэлектронов и, как следствие, исчезновению эффекта усиления. Как известно [7], при наличии только лишь упругих столкновений межэлектронные соударения начинают ока-

зывать существенное влияние на эволюцию энергетического спектра в плазме при выполнении условия

$$\alpha = N_e/N \geq \frac{2m}{M} \frac{\sigma_{tr}}{\sigma_{ee}}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{ee} = \frac{\pi e^4}{\varepsilon^2} L(\varepsilon)$  – сечение межэлектронных (кулоновских) столкновений,  $L(\varepsilon)$  – кулоновский логарифм, являющийся плавной функцией энергии. Полагая  $L \approx 1$ , получаем, что в области энергий  $\varepsilon \approx \approx 2.5 \text{ эВ}$ , соответствующих положению пика в спектре фотоэлектронов, условие (6) выполняется для  $\alpha \geq 10^{-6}$ , или  $N_e > 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ .

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

$$\tau_\varepsilon \approx \frac{M}{2m} (\nu_{tr})^{-1}. \quad (7)$$

В условиях наших расчетов оценка (7) дает  $\tau_\varepsilon \approx \approx 10^{-7} \text{ с}$ . Это означает, что именно на таких временах можно ожидать эффекта усиления электромагнитного излучения в плазме. Таким образом, плазменный канал в ксеноне, созданный излучением фемтосекундного КгГ лазера, будет способен усиливать радиочастотные импульсы (вплоть до терагерцового диапазона частот) длительностью в несколько десятков наносекунд.

Численные расчеты подтверждают сделанные нами оценки. На рис. 2 приведены результаты расчета

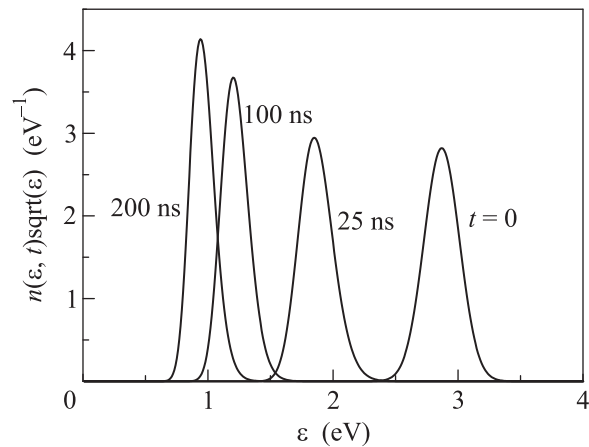


Рис. 2. ФРЭЭ в ксеноне в различные моменты времени после создания плазменного канала импульсом КгГ лазера

ФРЭЭ на основе уравнения (3) в ксеноне для различных моментов времени. Как видно, в течение всего расчетного интервала времени (200 нс) ФРЭЭ харак-

теризуется ярко выраженным максимумом, положение которого постепенно смещается в область меньших энергий. При этом диффузионным расплыванием спектра в энергетическом пространстве фактически можно пренебречь. Более того, уменьшение частоты упругих столкновений  $\nu_{tr}$  по мере замедления электронов приводит к обратному эффекту – сужению пика в спектре фотоэлектронов. На рис. 3 представлена зависимость средней по спектру энер-

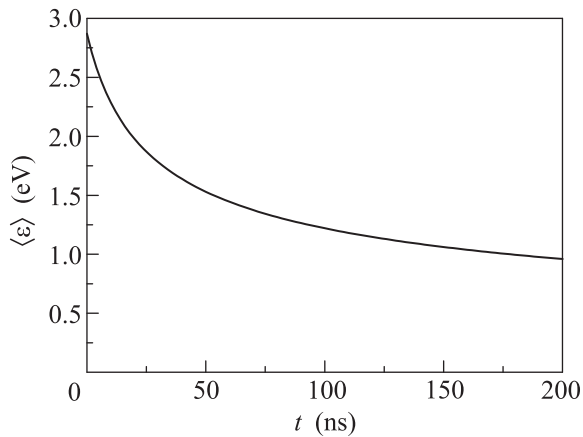


Рис. 3. Зависимость средней по спектру энергии фотоэлектронов от времени

гии фотоэлектронов от времени:

$$\langle \varepsilon(t) \rangle = \int_0^{+\infty} n(\varepsilon, t=0) \varepsilon^{3/2} d\varepsilon. \quad (8)$$

Оно также свидетельствует о существенном замедлении темпа охлаждения электронов со временем.

Полученные в численных расчетах ФРЭЭ использовались для вычисления коэффициента усиления электромагнитного излучения в плазме. Результаты расчетов для значения электронной концентрации  $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и различных значений частоты усиливаемого излучения приведены на рис. 4. Они демонстрируют справедливость высказанных выше предположений. Указанное значение  $N_e$  является критическим для частоты излучения  $\omega^* \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ . Поэтому с физической точки зрения имеет смысл рассчитывать коэффициент усиления лишь в области  $\omega > \omega^*$ . Излучение более низких частот не сможет распространяться в плазме. С другой стороны, положительные значения коэффициента усиления могут быть получены лишь в случае  $\omega < \nu_{tr}(\varepsilon)$ . Расчеты показали, что максимальное значение коэффициента усиления достигается для самой низкой из использовавшихся в них частоты излучения ( $\omega = 10^{11} \text{ с}^{-1}$ ). При этом на временах  $t \leq 100 \text{ нс}$

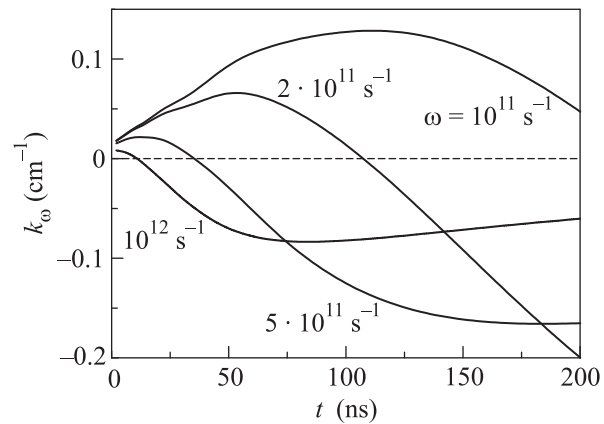


Рис. 4. Коэффициент усиления электромагнитного излучения в плазменном канале в зависимости от времени для различных частот электромагнитного излучения  $\omega$ . Отрицательные значения соответствуют поглощению электромагнитного излучения в плазме. Расчеты проведены для концентраций нейтральных атомов  $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$  и электронов  $N_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$

в процессе релаксации энергетического спектра наблюдается возрастание величины  $k_\omega$ , обусловленное уменьшением во времени энергии фотоэлектронного пика и, как следствие, величины транспортного сечения в области энергий, вносящих наиболее существенный вклад в интеграл (5). С увеличением частоты излучения  $\omega$  максимальное значение коэффициента усиления  $k_\omega$  проявляет тенденцию к уменьшению. Одновременно уменьшается интервал времени, в течение которого коэффициент усиления является положительным. Это обстоятельство обусловлено тем фактом, что в процессе релаксации ФРЭЭ с повышением частоты усиливаемого излучения условие  $\nu_{tr}(\varepsilon) > \omega$  нарушается на меньших временах. Однако, в рассматриваемых нами условиях можно рассчитывать на значение коэффициента усиления  $k_\omega \sim (0.01-0.1) \text{ см}^{-1}$ , существующего на протяжении времени в несколько десятков наносекунд в области частот вплоть до  $\omega \sim 10^{12} \text{ с}^{-1}$ . Увеличение  $k_\omega$  за счет повышения степени ионизации в плазменном канале возможно. Однако концентрация электронов не должна превышать критического значения для частоты усиливаемого поля. Кроме того, в этом случае релаксация ФРЭЭ будет более быстрой. Это может привести к сокращению времени существования положительного коэффициента усиления в плазме.

Отметим также, что обнаруженное в работах [3, 4, 17, 18] эффективное заселение высоких (ридберговских) состояний атомов, происходящее в процессе ионизации газовой среды высокоинтенсивным ультракоротким импульсом, может служить дополни-

тельным каналом ввода энергии в электронную компоненту плазмы, что обусловлено наличием сверхупругих столкновений. Как следствие можно ожидать замедления процесса релаксации ФРЭЭ и увеличения интервала времени, в течение которого сохраняется положительное значение коэффициента усиления.

Таким образом, в данной работе показано, что плазменный канал, созданный в плотном газе излучением мощного ультракороткого лазерного импульса, может использоваться для усиления радиочастотных импульсов, в том числе и субтерагерцового диапазона частот длительностью до ста наносекунд. Следует отметить, что выбор атомов ксенона в качестве усиливающей среды имеет ряд преимуществ по сравнению с другими атомами инертных газов, также характеризующихся наличием рамановского минимума в транспортном сечении рассеяния. Это обусловлено прежде всего тем, что именно для атомов ксенона величина транспортного сечения в области 1–3 эВ является максимальной (что обеспечит положительное значение  $k_{\omega}$  для более высоких значений частоты усиливаемого поля). Кроме того, ксенон характеризуется наибольшим значением производной  $d\sigma_{tr}/d\varepsilon$  по сравнению с другими инертными газами.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект # 12-02-00064) и фондом “Династия” (программа поддержки студентов).

---

1. E. A. Chowdhury, C. P. J. Barty, and B. C. Walker, Phys. Rev. A **63**, 042712 (2001).

2. M. Fomin, M. Dorr, U. Eichmann et al., Phys. Rev. A **64**, 061402 (2001).

3. A. Talebpour, C. Y. Chien, and S. L. Chin, J. Phys. B **29**, 5725 (1996).

4. M. V. Fedorov, N. P. Poluektov, A. M. Popov et al., IEEE J. Selected Topics in Quantum Electronics **18**, 42 (2012).

5. P. Agostini and L. F. DiMauro, Rep. Prog. Phys. **67**, 813 (2004).

6. F. Krausz and M. Ivanov, Rev. Mod. Phys. **81**, 163 (2009).

7. В. Л. Гинзбург, А. В. Гуревич, УФН **70**, 201 (1960).

8. Ф. В. Бункин, А. А. Казаков, М. В. Федоров, УФН **107**, 559 (1972).

9. Ю. П. Райзер, *Лазерная искра и распространение разрядов*, раздел. 3.13, М.: Наука, 1974.

10. А. В. Рохленко, ЖЭТФ **75**, 1315 (1978).

11. S. Shizgal and D. R. A. McMahon, Phys. Rev. A **32**, 3669 (1985).

12. J. M. Warman, U. Sowada, and M. P. DeHaas, Phys. Rev. A **31**, 1974 (1985).

13. Н. Л. Александров, А. П. Напартович, УФН **163**, 1 (1993).

14. Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Нелинейная ионизация атомов лазерным излучением*, раздел. 5.4, М.: Физматлит, 2001.

15. M. Hayashi, J. Phys. D **16**, 581 (1983).

16. *Bibliography of electron and photon cross sections with atoms and molecules published in the 20th century – xenon*, National Institute for Fusion Research, Research Report NIFS-Data Series NIFS-DATA-79, Sept. 2003.

17. T. Nubbemeyer, K. Gorling, A. Saenz et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 233001 (2008).

18. A. M. Popov, O. V. Tikhonova, and E. A. Volkova, Laser Phys. **20**, 1028 (2010).