

ПЕРЕНОС ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ В ФОТОИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЕ ИНЕРТНОГО ГАЗА

Т. В. Мамонтова^{*}, С. А. Урюпин^{**}

*Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук
119991, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 29 июля 2026 г.,
после переработки 19 августа 2026 г.
Принята к публикации 21 августа 2026 г.

Найдены плотности потоков заряда и энергии в плазме, образованной при многофотонной ионизации атомов инертного газа в поле фемтосекундного импульса лазерного излучения. Особенности переноса заряда и энергии зависят от знака и величины проводимости плазмы, которая изменяется с изменением энергии, полученной фотоэлектронами в процессе многофотонной ионизации. Если проводимость положительна, то на временах, меньших времени медленной диффузии фотоэлектронов, но больших времени установления квазистационарного электрического поля, поток энергии направлен в сторону нарастания плотности плазмы. При этом перенос заряда подавлен. Если же проводимость равна нулю или отрицательна, то напряженность электрического поля нарастает во времени до тех пор, пока распределение фотоэлектронов не станет сильно анизотропным. Растущее во времени электрическое поле сильно влияет на перенос энергии, приводя к изменению направления теплового потока.

Ключевые слова: фотоионизованная плазма, инертные газы, проводимость плазмы, перенос заряда, перенос энергии

DOI: 10.31857/S0044451026110099

1. ВВЕДЕНИЕ

Плазма, образованная при ионизации атомов инертных газов в поле интенсивного лазерного излучения, имеет сильно неравновесное распределение фотоэлектронов по скоростям [1–8]. Вследствие этого кинетические и электромагнитные явления в такой плазме отличаются от реализующихся в плазме с распределением электронов, близким к максвелловскому. В частности, в фотоионизованной плазме возможно развитие многообразных неустойчивостей [9–13], а также усиление электромагнитного излучения, которое получает энергию от неравновесных фотоэлектронов [14, 15]. Важной особенностью фотоионизованных плазм инертных газов является наличие эффекта Рамзауэра – Таунсенда [16, 17]. Из-за немонотонного изменения сечения рассеяния фотоэлектронов на атомах инертного газа проводимость слабо ионизованного газа может принимать

отрицательные значения, что приводит к развитию неустойчивостей [18]. Ранее значительное внимание уделялось рассмотрению неустойчивостей и переноса заряда в инертных газах, находящихся в постоянном электрическом поле [19–21]. Еще одним интересным объектом является плазма, возникающая при многофотонной ионизации атомов инертного газа. Такая плазма образуется в области фокусировки фемтосекундного импульса лазерного излучения умеренной интенсивности при его воздействии на инертный газ. Электромагнитные явления в такой плазме рассматривались в целом ряде работ применительно к выявлению новых возможностей усиления терагерцового излучения [22–24]. В процессе усиления энергия неравновесно распределенных фотоэлектронов передавалась терагерцовому излучению. Одновременно с передачей энергии электромагнитному излучению происходит вынос заряда и энергии из области фокусировки. Наличие процессов переноса может приводить к сокращению временного интервала, в котором возможно усиление. Для установления интервалов времени, в которых можно говорить о неравновесной фотоионизован-

^{*} E-mail: mamontovatv@lebedev.ru

^{**} E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

ной плазме в области фокального пятна, необходимо найти плотности потоков заряда и энергии, переносимых фотоэлектронами. Такие плотности потоков найдены в настоящей работе в предположении, что распределение фотоэлектронов слабо анизотропно и имеет узкий пик по энергии.

2. ПОТОКИ ЗАРЯДА И ЭНЕРГИИ ФОТОЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим плазму в области фокусировки лазерного излучения, образованную при многофотонной ионизации атомов инертного газа (рис. 1). В результате ионизации возникают фотоэлектроны с характерной энергией $\varepsilon_0 = K\hbar\Omega - E_i$, где Ω — частота ионизирующего излучения, E_i — потенциал ионизации атома газа, K — минимальное число фотонов, необходимое для преодоления порога ионизации. Соответствующая скорость фотоэлектронов равна $v_0 = \sqrt{2\varepsilon_0/m}$, где m — масса электрона. В процессе многофотонной ионизации формируется сильно анизотропное распределение фотоэлектронов по скоростям [7, 8] с характерной энергией в несколько электронвольт. Режим многофотонной ионизации газа реализуется при умеренной интенсивности лазерного излучения $10^{12} - 10^{14}$ Вт/см². При такой интенсивности излучения и атмосферном давлении степень ионизации газа β составляет $10^{-6} - 10^{-4}$ [22]. В этих условиях частота столкновений фотоэлектронов в основном определяется их столкновениями с нейтральными атомами газа. Из-за упругих столкновений фотоэлектронов с ней-

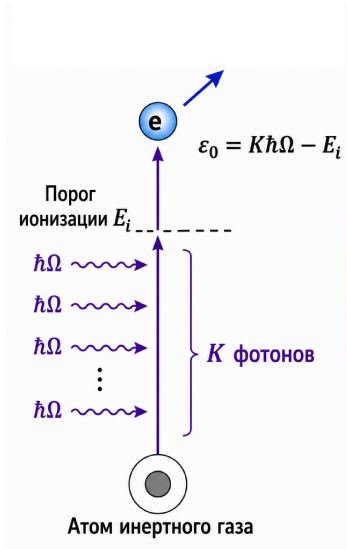


Рис. 1. Схема многофотонной ионизации атомов инертного газа

тральными атомами газа по истечении времени порядка времени свободного пробега их распределение по скоростям становится близким к изотропному. На временах, меньших времени релаксации энергии, примем, что распределение фотоэлектронов слабо отличается от распределения вида [22, 25, 26]

$$f_0(\mathbf{r}, v) = \frac{n(\mathbf{r})}{4\pi v_0^2} \delta(v - v_0),$$

где $n = n(\mathbf{r})$ — неоднородная плотность фотоэлектронов, $\delta(v - v_0)$ — дельта-функция Дирака. На таких временах функцию распределения фотоэлектронов представим в виде суммы изотропной части $f_0 = f_0(\mathbf{r}, v)$ и малой анизотропной поправки $f_1 = f_1(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, $|f_1| \ll f_0$, которая возникает из-за воздействия электрического поля $\mathbf{E}$ и градиента плотности фотоэлектронов. На временах, больших времени релаксации импульса фотоэлектронов, для определения f_1 имеем уравнение

$$\mathbf{v} \nabla f_0 + \frac{e}{m} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial v} = I_{en}(f_1) + I_{ei}(f_1), \quad (1)$$

где e — заряд электрона, $I_{en}(f_1)$ и $I_{ei}(f_1)$ — интегралы столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами и ионами. Для интеграла упругих столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами используем выражение вида

$$I_{en}(f_1) = -\nu_{en}(v) f_1, \quad (2)$$

где $\nu_{en}(v) = N\sigma_{tr}(v)v$ — частота столкновений фотоэлектронов с нейтральными атомами, N — плотность нейтральных атомов, $\sigma_{tr}(v)$ — транспортное сечение рассеяния фотоэлектронов на нейтральных атомах. Интеграл столкновений фотоэлектронов с ионами имеет вид

$$I_{ei}(f_1) = \frac{1}{2} \nu_{ei}(v) \frac{\partial}{\partial v_l} \left[(v^2 \delta_{lk} - v_l v_k) \frac{\partial f_1}{\partial v_k} \right], \quad (3)$$

$$\nu_{ei}(v) = \frac{4\pi n Z e^4 \Lambda}{m^2 v^3},$$

где δ_{lk} — символ Кронекера, Z — кратность ионизации иона, Λ — кулоновский логарифм.

Учитывая соотношения (2) и (3), из (1) находим

$$f_1 = -\frac{1}{\nu(v)} \left(\frac{e}{m} \mathbf{E} \frac{\partial f_0}{\partial v} + f_0 \mathbf{v} \nabla \ln n \right), \quad (4)$$

$$\nu(v) = \nu_{ei}(v) + \nu_{en}(v).$$

Используя соотношение (4), для плотности тока имеем

$$\mathbf{j} = e \int \mathbf{v} f_1 d\mathbf{v} = -e D \nabla n + \sigma \mathbf{E}. \quad (5)$$

Здесь σ — проводимость,

$$\sigma = \frac{\omega_L^2 \nu_{en}(v_0)}{12\pi\nu^2} (\alpha_j - \alpha), \quad \alpha_j = 3 + 6 \frac{\nu_{ei}(v_0)}{\nu_{en}(v_0)}, \quad (6)$$

$$\omega_L^2 = 4\pi e^2 n/m, \quad \nu = \nu(v_0),$$

$$D = v_0^2/3\nu$$

— коэффициент диффузии, параметр

$$\alpha = \frac{\partial \ln \nu_{en}(v_0)}{\partial \ln v_0}$$

учитывает зависимость от скорости транспортно-го сечения рассеяния электронов на нейтральных атомах инертного газа. Для характерных скоростей электронов, приобретаемых после процесса много-фотонной ионизации, параметр α имеет положи-тельные значения (рис. 2).

Выполнив аналогичный расчет, для плотности теплового потока имеем

$$\begin{aligned} \mathbf{q} &= \int \frac{mv^2}{2} \mathbf{v} f_1 d\mathbf{v} = \\ &= \frac{mv_0^2}{2} \left[-D\nabla n + \frac{en\nu_{en}(v_0)}{3m\nu^2} (\alpha_q - \alpha) \mathbf{E} \right], \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\alpha_q = 5 + 8 \frac{\nu_{ei}(v_0)}{\nu_{en}(v_0)}.$$

Слагаемое, содержащее $\mathbf{E}$, описывает влияние электрического поля на перенос энергии. При $\alpha = \alpha_q$ оно изменяет знак, что связано с эффек-том Рамзауэра–Таунсенда. Соотношения (5)–(7) позволяют анализировать потоки заряда и энергии фотоэлектронов.

3. ПРОВОДИМОСТЬ $\sigma = 0$

Сначала рассмотрим случай, когда проводи-мость фотоэлектронов обращается в нуль. Согласно соотношениям (6), это имеет место при выполнении условия

$$\alpha = \alpha_j. \quad (8)$$

Для ксенона при атмосферном давлении, когда $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, со степенью ионизации $\beta = 10^{-4}$ условие (8) выполняется при $v_0 \approx 5.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ и $v_0 \approx 1.2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$ (см. рис. 2, где данные по сечению рассеяния взяты из [27]). Отметим, что в окрестно-сти скорости $v_0 \approx 5.7 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, отвечающей энер-гии $\varepsilon \approx 1 \text{ эВ}$, распределение фотоэлектронов име-ет большой разброс по скоростям и аппроксимация с использованием дельта-функции дает значитель-ную погрешность. При $\sigma = 0$ плотность тока (5)

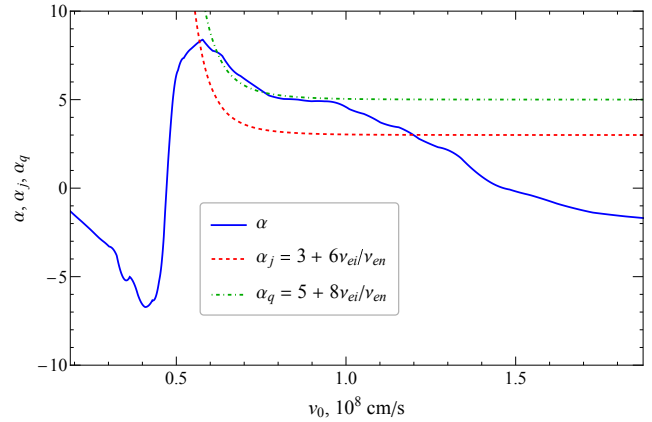


Рис. 2. Зависимость параметра α от энергии фотоэлектро-нов для ксенона при атмосферном давлении

отлична от нуля из-за диффузии фотоэлектронов $\mathbf{j} = -eD\nabla n$. При этом эволюция плотности фото-электронов описывается уравнением диффузии

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \text{div} (D\nabla n). \quad (9)$$

Приведем оценку коэффициента диффузии в ксе-ноне при $N = 2.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, степени иониза-ции газа $\beta = 10^{-4}$ и $v_0 = 1.2 \cdot 10^8 \text{ см/с}$. В та-ких условиях для плотности фотоэлектронов име-ем $n = 2.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. При этом плазменная часто-та электронов $\omega_L = 2.8 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, частота упругих столкновений электронов с атомами Хе

$$\nu_{en}(v_0) = Nv_0\sigma(v_0) = 1.9 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1},$$

а частоты электрон-электронных $\nu_{ee}(v_0)$ и электрон-ионных $\nu_{ei}(v_0)$ столкновений равны:

$$\nu_{ee}(v_0) = \nu_{ei}(v_0) = 4\pi n e^4 \Lambda / m^2 v_0^3 = 4.7 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1},$$

$$\Lambda = \ln(2\pi n v_0^3 / \omega_L^3) \approx 7.1.$$

В этих условиях коэффициент диффузии $D = 4.8 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{с}$. Если масштаб неоднород-ности L , сравнимый с размером фокального пятна, равен $L = 0.1 \text{ см}$, то для характерного времени диффузии имеем $\tau_L = L^2/D \approx 2 \cdot 10^{-6} \text{ с}$. При жесткой фокусировке, когда $L = 10 \text{ мкм}$, время τ_L весьма мало: $\tau_L \approx 2 \cdot 10^{-10} \text{ с}$. На временах $t \ll \tau_L$ изменением плотности фотоэлектронов из-за диффузии можно пренебречь.

Для определения электрического поля в плазме воспользуемся уравнением

$$\frac{4\pi}{c} \mathbf{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 0. \quad (10)$$

Из (10) следует, что

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{E^2}{8\pi} \right) = -Q = -\mathbf{j}\mathbf{E}, \quad (11)$$

т.е. если плотность энергии поля возрастает, то мощность джоулевых «потерь» Q отрицательна, $Q < 0$. Энергия от фотоэлектронов передается полю.

На временах, меньших τ_L , с учетом соотношения (5) при $\sigma = 0$ решение уравнения (10) имеет вид

$$\mathbf{E} = 4\pi e D t \nabla n. \quad (12)$$

При неподвижных ионах напряженность поля возрастает со временем вследствие перемещения в пространстве неоднородно распределенных фотоэлектронов. Процесс усиления поля длится конечное время. Дело в том, что соотношение (12) получено в предположении малости анизотропии распределения фотоэлектронов: $|f_1| \ll f_0$. При слабой анизотропии скорость u направленного движения электронов меньше v_0 . С течением времени, из-за увеличения напряженности электрического поля, анизотропия функции распределения растет и скорость u становится сравнимой с v_0 . При $u \sim v_0$ равенство (8), т.е. соотношение $\sigma = 0$ нарушается. Время, при котором $u \sim v_0$, оценим из условия $|f_1| \sim f_0$. Принимая во внимание соотношения (4) и (12), для f_1 имеем

$$f_1 = -\frac{1}{\nu} \left(\frac{\omega_L^2}{v} \frac{\partial f_0}{\partial v} D t + f_0 \right) \mathbf{v} \nabla \ln n. \quad (13)$$

В (13) вклад от второго слагаемого мал, так как рассматриваются условия, в которых длина свободного пробега фотоэлектронов, $l = v_0/\nu$, меньше характерного размера L фокального пятна. Вклад от первого слагаемого увеличивается со временем. Для оценки этого вклада учтем разброс фотоэлектронов по скоростям и примем $\partial f_0/\partial v \sim f_0/\Delta v$, где Δv — разброс фотоэлектронов по скоростям при многофотонной ионизации атомов газа. Тогда при $\Delta v \approx 0.1 v_0$ к моменту времени $t \sim \tau_a \approx 1.1 \cdot 10^{-10}$ с, где

$$\tau_a = 3L\nu^2 \Delta v / \omega_L^2 v_0^2,$$

анизотропия распределения фотоэлектронов становится большой и соотношение (12) неприменимо. Для выбранных параметров плазмы время τ_a сравнимо со временем видоизменения f_0 из-за электрон-электронных столкновений, которое составляет $1/\nu_{ee}(v_0) \approx 2 \cdot 10^{-10}$ с. Отметим, что к моменту времени $t \sim \tau_a$ напряженность электрического поля составляет $E \sim m\nu\Delta v/e$, а энергия,

приобретаемая на длине свободного пробега, равна $eEl \sim mv_0\Delta v \ll mv_0^2$.

Обсудим перенос энергии в случае $\sigma = 0$. Исключив электрическое поле (12) из (7), для плотности теплового потока имеем

$$\mathbf{q} = -\frac{mv_0^2}{2} D \nabla n \left(1 - \frac{2\omega_L^2}{3\nu} t \right). \quad (14)$$

Если $2L\nu\Delta v < v_0^2$, то вплоть до момента времени τ_a тепловой поток направлен в сторону убывания плотности фотоэлектронов. При этом с течением времени величина теплового потока уменьшается из-за воздействия растущего со временем электрического поля. Если же $2L\nu\Delta v > v_0^2$, то, начиная с момента времени $3\nu/2\omega_L^2$, под воздействием электрического поля перенос энергии происходит в сторону увеличения плотности фотоэлектронов.

Из соотношений (11) и (12) имеем

$$Q = -\frac{1}{2} m v_0^2 D \nabla n \nabla \ln n \left(\frac{2\omega_L^2}{3\nu} t \right). \quad (15)$$

Сравним Q (15) с изменением плотности энергии частиц из-за переноса тепла, $-\text{div } \mathbf{q}$ (14). При $t < 3\nu/2\omega_L^2$ вынос энергии из области фокального пятна больше, чем $-Q$ (15). На больших временах, при $t > 3\nu/2\omega_L^2$, когда тепловой поток направлен к центру фокального пятна, джоулевы «потери» энергии сравнимы с $-\text{div } \mathbf{q}$.

4. ПРОВОДИМОСТЬ $\sigma \neq 0$

Рассмотрим случай, когда проводимость фотоэлектронов отлична от нуля, т.е. параметр $\alpha \neq \alpha_j$. В этом случае плотность тока (5) включает вклад из-за диффузии фотоэлектронов и вклад от тока проводимости. При этом уравнение (10) для электрического поля имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = 4\pi e D \nabla n - 4\pi \sigma \mathbf{E}. \quad (16)$$

На временах, меньших характерного времени диффузии, изменением плотности фотоэлектронов можно пренебречь и решение уравнения (16) имеет вид

$$\mathbf{E} = \frac{eD}{\sigma} \nabla n (1 - e^{-4\pi\sigma t}). \quad (17)$$

В том случае, когда проводимость невелика и выполнено условие $\tau_a < \tau_E$, где

$$\tau_E = \frac{1}{4\pi|\sigma|} = \frac{3\nu^2}{\omega_L^2 \nu_{en}(v_0)} \frac{1}{|\alpha - \alpha_j|},$$

из (17) следует соотношение (12).

При $\tau_a > \tau_E$ поведение поля зависит от знака проводимости. Если $\sigma > 0$, т. е. $\alpha < \alpha_j$, то на малых временах, когда $t < \tau_E$, опять имеем соотношение (12) и отвечающие ему особенности переноса энергии и заряда. Напротив, при $t > \tau_E$ второе слагаемое в (17) экспоненциально мало, а напряженность поля равна

$$\mathbf{E} = (eD/\sigma)\nabla n.$$

При такой напряженности электрического поля происходит взаимная компенсация тока проводимости и тока, обусловленного диффузией фотоэлектронов:

$$-eD\nabla n + \sigma\mathbf{E} = 0.$$

При этом анизотропия функции распределения мала, поскольку $\tau_a > \tau_E$ и длина свободного пробега фотоэлектронов меньше размера фокального пятна: $v_0/\nu < L$. При $t < \tau_E$ закономерности эволюции поля не изменяются при изменении знака проводимости, когда $\alpha > \alpha_j$ и $\sigma < 0$. Напротив, при отрицательной проводимости на больших временах, когда $t > \tau_E$, второе слагаемое в (17) нарастает по экспоненте, что сопровождается быстрым увеличением электрического поля и анизотропии функции распределения. Вследствие этого к моменту времени $t \sim \tau_E \ln(\tau_a/\tau_E) > \tau_E$ средняя скорость направленного движения фотоэлектронов становится сравнимой с v_0 . Условие $\alpha > \alpha_j$ нарушается, и дальнейшее усиление поля прекращается.

Теперь рассмотрим плотность потока энергии. Учтя соотношение (17), из (7) получаем плотность теплового потока в случае не равной нулю проводимости:

$$\mathbf{q} = -\frac{mv_0^2}{2}D\nabla n \left[1 - \frac{\alpha_q - \alpha}{\alpha_j - \alpha} (1 - e^{-4\pi\sigma t}) \right]. \quad (18)$$

На временах $t < \tau_E$ из (18) следует соотношение (14), а из (17) — соотношение (12). Поэтому взаимосвязь джоулевых «потерь» и $-\text{div } \mathbf{q}$ — изменения энергии частиц из-за переноса тепла — такая же, как в случае $\sigma = 0$.

Если $t > \tau_E$, то плотность теплового потока зависит от знака проводимости. В случае $\sigma > 0$, когда $\alpha < \alpha_j$, из (18) имеем

$$\mathbf{q} = \frac{mv_0^2}{2}D\nabla n \frac{\alpha_q - \alpha_j}{\alpha_j - \alpha}, \quad \alpha_j > \alpha, \quad t > \tau_E. \quad (19)$$

Согласно (19), поток энергии фотоэлектронов под влиянием квазистационарного электрического поля $\mathbf{E} = (eD/\sigma)\nabla n$ направлен к центру фокального пятна, где плотность плазмы наибольшая. Поскольку

при $\mathbf{E} = (eD/\sigma)\nabla n$ в рассматриваемом приближении плотность тока равна нулю, изменения энергии из-за джоулевых «потерь» нет.

При $\sigma < 0$ и $t > \tau_E$ плотность теплового потока имеет вид

$$\mathbf{q}(t) = \frac{mv_0^2}{2}D\nabla n \frac{\alpha_q - \alpha}{\alpha_j - \alpha} e^{t/\tau_E}, \quad \alpha > \alpha_j, \quad t > \tau_E. \quad (20)$$

В этом случае направление теплового потока зависит от знака $\alpha_q - \alpha$. При этом выражение (20) имеет место до момента времени подавления неустойчивости из-за роста анизотропии распределения фотоэлектронов. В этом случае из-за более быстрого экспоненциального роста джоулевых «потерь» они больше, чем изменение энергии из-за переноса тепла.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выше представлен анализ переноса заряда и энергии в фотоионизированной плазме, образованной при многофотонной ионизации инертного газа. Анализ выполнен в условиях, когда разбросом фотоэлектронов по скоростям можно пренебречь. Такое приближение может быть причиной количественного отличия величин потоков от вычисленных с учетом размытия дельта-образного распределения по скоростям, однако оно не изменит качественных выводов о влиянии электрического поля на перенос энергии. Описанные выше закономерности изменения квазистационарного электрического поля во времени также слабо зависят от явного вида распределения фотоэлектронов, так как определяются интегралом по скоростям, определяющим проводимость. Отметим также, что анализ выполнен для условий, в которых длина свободного пробега фотоэлектронов много меньше характерного размера области фокусировки. В видимом диапазоне частот лазерного излучения и при атмосферном давлении инертного газа малость длины пробега по сравнению с областью локализации фотоэлектронов сравнительно просто реализуется даже при жесткой фокусировке.

Финансирование. Работа была поддержана Фондом развития теоретической физики и математики «БАЗИС» (грант № 24-1-4-3-1).

Конфликт интересов. Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

Вклад авторов. Вклад авторов равноценен.

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Agostini, F. Fabre, G. Mainfray, G. Petite, and N. K. Rahman, *Free-Free Transitions Following Six-Photon Ionization of Xenon Atoms*, Phys. Rev. Lett. **42**, 1127 (1979).
2. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Energy and Angular Electron Spectra for the Tunnel Ionization of Atoms by Strong Low-Frequency Radiation*, J. Opt. Soc. Amer. B **8**, 1207 (1991).
3. W. P. Leemans, C. E. Clayton, W. B. Mori, K. A. Marsh, P. K. Kaw, A. Dyson, C. Joshi, and J. M. Wallace, *Experiments and Simulations of Tunnel-Ionized Plasmas*, Phys. Rev. A **46**, 1091 (1992).
4. N. B. Delone and V. P. Krainov, *Multiphoton Processes in Atoms*, Springer-Verlag, Berlin (1994).
5. N. B. Delone, V. P. Krainov, *Tunneling and Barrier-Suppression Ionization of Atoms and Ions in a Laser Radiation Field*, Phys. Usp. **41**, 469 (1998) [Н. Б. Делоне, В. П. Крайнов, *Туннельная и надбарьерная ионизация атомов и ионов в поле лазерного излучения*, УФН **168**, 531 (1998)].
6. T. Marchenko, H. G. Muller, K. J. Schafer, and M. J. J. Vrakking, *Wavelength Dependence of Photoelectron Spectra in Above-Threshold Ionization*, J. Phys. B **43**, 185001 (2010).
7. L. Zhang, Z. Miao, W. Zheng, X. Zhong, and C. Wu, *Nonresonant Multiphoton Ionization of Xenon Atoms by Femtosecond Laser Pulses*, Chem. Phys. **523**, 52 (2019).
8. M. H. Yuan and X. B. Bian, *Angular Distribution of Photoelectron Momentum in Above-Threshold Ionization by Circularly Polarized Laser Pulses*, Phys. Rev. A **101**, 013412 (2020).
9. V. P. Krainov, *Weibel Instability in Plasma Produced by a Super-Intense Femtosecond Laser Pulse*, J. Exp. Theor. Phys. **96**, 430 (2003) [V. P. Krainov, *Weibel Instability in Plasma Produced by a Super-Intense Femtosecond Laser Pulse*, ЖЭТФ **123**, 487 (2003)].
10. V. P. Krainov, *Generation of High Magnetic Fields in an Atomic Plasma by Irradiation with a Super-Intense Femtosecond Laser Pulse*, J. Phys. B **36**, 3187 (2003).
11. A. Y. Romanov, V. P. Silin, and S. A. Uryupin, *Magnetic Field Generation in a Plasma Produced through Atomic Ionization by Circularly Polarized Radiation*, J. Exp. Theor. Phys. **99**, 727 (2004) [А. Ю. Романов, В. П. Силин, С. А. Урюпин, *Генерация магнитного поля в плазме, образованной при ионизации атомов циркулярно поляризованным излучением*, ЖЭТФ **126**, 843 (2004)].
12. K. Yu. Vagin and S. A. Uryupin, *On the Increment of the Aperiodic Instability in a Plasma with an Anisotropic Bi-Maxwellian Electron Velocity Distribution*, Plasma Phys. Rep. **40**, 393 (2014) [К. Ю. Вагин, С. А. Урюпин, *Об инкременте аperiodической неустойчивости в плазме с анизотропным би-максвелловским распределением электронов по скоростям*, Физ. плазмы **40**, 468 (2014)].
13. C. Zhang, C. K. Huang, and C. Joshi, *Self-Organization of Photoionized Plasmas via Kinetic Instabilities*, Rev. Mod. Plasma Phys. **7**, 34 (2023).
14. K. Yu. Vagin and S. A. Uryupin, *Amplification of Electromagnetic Radiation by a Nonequilibrium Plasma Unstable against the Development of Weibel Instability*, J. Exp. Theor. Phys. **111**, 670 (2010) [К. Ю. Вагин, С. А. Урюпин, *Усиление электромагнитного излучения неравновесной плазмой, неустойчивой относительно развития Вейбелевской неустойчивости*, ЖЭТФ **138**, 757 (2010)].
15. K. Yu. Vagin and S. A. Uryupin, *Amplification of Short Pulse Passing through Anisotropic Plasma Layer*, Phys. Lett. A **379**, 747 (2015).
16. C. Ramsauer, *Über den Wirkungsquerschnitt der Gasmoleküle gegen über langsamen Elektronen*, Ann. Phys. **369**, 513 (1921).
17. J. S. Townsend and V. A. Bailey, *The Motion of Electrons in Argon and in Hydrogen*, Phil. Mag. **44**, 1033 (1922).
18. K. Yu. Vagin and S. A. Uryupin, *Longitudinal Electron Waves and Instability of Collisional Plasma Formed by Multiphoton Ionization of Gas Atoms*, Phys. Plasmas **27**, 112110 (2020).
19. G. M. Petrov and C. M. Ferreira, *Numerical Modeling of the Constriction of the DC Positive Column in Rare Gases*, Phys. Rev. E **59**, 3571 (1999).
20. Z. Donko and N. Dyatko, *First-Principles Particle Simulation and Boltzmann Equation Analysis of Negative Differential Conductivity and Transient Negative Mobility Effects in Xenon*, Eur. Phys. J. D **70**, 135 (2016).
21. V. I. Kolobov and R. R. Arslanbekov, *Ionization Waves in Low-Current DC Discharges in Noble Gases Obtained with a Hybrid Kinetic-Fluid Model*, Phys. Rev. E **106**, 065206 (2022).

22. A. V. Bogatskaya and A. M. Popov, *On the Possibility of the Amplification of Subterahertz Electromagnetic Radiation in a Plasma Channel Created by a High-Intensity Ultrashort Laser Pulse*, JETP Lett. **97**, 388 (2013) [А. В. Богацкая, А. М. Попов, *О возможности усиления электромагнитного излучения субтерагерцового диапазона частот в плазменном канале, созданном ультракоротким высокоинтенсивным лазерным импульсом*, Письма в ЖЭТФ **97**, 453 (2013)].
23. A. V. Bogatskaya, E. A. Volkova, and A. M. Popov, *3D Modeling of Short THz Pulse Propagation and Amplification in the Nonequilibrium Plasma Channel*, J. Opt. Soc. Am. B **39**, 299 (2022).
24. T. V. Mamontova and S. A. Uryupin, *Amplification of Terahertz Radiation in Inhomogeneous Plasma Produced by Multiphoton Ionization of Inert Gas in a Magnetic Field*, Phys. Rev. E **112**, 065207 (2025).
25. K. Yu. Vagin, T. V. Mamontova, and S. A. Uryupin, *Impact of Electron Collisions on the Skin Effect in a Photoionized Inert Gas Plasma*, Phys. Rev. A **102**, 023105 (2020).
26. K. Yu. Vagin, T. V. Mamontova, and S. A. Uryupin, *Reflection and Absorption of Electromagnetic Radiation by Inhomogeneous Photoionized Plasma, Produced by Multiphoton Ionization of Inert Gas Atoms*, Phys. Rev. E **104**, 045203 (2021).
27. M. Hayashi, *Bibliography of Electron and Photon Cross Sections with Atoms and Molecules Published in the 20th Century — Xenon*, NIFS-DATA-79, National Institute for Fusion Science (2003).

Charge and Energy Transport in a Photoionized Inert Gas Plasma

*T. V. Mamontova**, *S. A. Uryupin***

P. N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Sciences
119991, Moscow, Russia

*E-mail: mamontovatv@lebedev.ru

**E-mail: uryupinsa@lebedev.ru

Received July 29, 2026

Revised August 19, 2026

Accepted August 21, 2026

Abstract

The charge and energy flux densities are obtained for a plasma produced by multiphoton ionization of inert gas atoms by a femtosecond laser pulse. The characteristics of charge and energy transport depend on the sign and magnitude of the plasma conductivity, which varies with the energy acquired by photoelectrons during multiphoton ionization. When the conductivity is positive, at times shorter than the characteristic time of slow photoelectron diffusion but longer than the time required to establish a quasistationary electric field, the energy flux is directed toward increasing plasma density. Under these conditions charge transport is suppressed. If the conductivity is zero or negative, the electric field strength increases with time until the photoelectron distribution becomes strongly anisotropic. The increase in the electric field with time has a pronounced effect on energy transport, leading to a change in the direction of the heat flux.

Keywords: photoionized plasma, inert gases, plasma conductivity, charge transport, energy transport

Funding. The work was supported by the Foundation for the Advancement of Theoretical Physics and Mathematics «BASIS» (grant No. 24-1-4-3-1).

Conflict of interest. The authors declare that they have no conflict of interest.

Authors' contributions. The contributions of the authors are equal.