

УДК 517.918

https://doi.org/10.33619/2414-2948/78/03

ОБРАЗОВАНИЕ И НАГРЕВ ПЛАЗМЫ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЗЕРА

©*Матназаров А. Р.*, канд. физ.-мат. наук, Ургенчский государственный университет, г. Ургенч, Узбекистан, *a_matnazarov@mail.ru*

©*Латипова М. А.*, Ургенчский государственный университет, г. Ургенч, Узбекистан, *latipova_1976@list.ru*

©*Кодиров А. Х.*, Ургенчский государственный университет, г. Ургенч, Узбекистан, *qodirovalibek008@gmail.com*

FORMATION AND HEATING OF PLASMA BY LASER RADIATION

©*Matnazarov A.*, Ph.D., Urgench State University, Urgench, Uzbekistan, *a_matnazarov@mail.ru*

©*Latipova M.*, Urgench State University, Urgench, Uzbekistan, *latipova_1976@list.ru*

©*Kodirov A.*, Urgench State University, Urgench, Uzbekistan, *qodirovalibek008@gmail.com*

Аннотация. В статье приведены теоретические исследования в области физики взаимодействия излучения лазера с веществом. Изучены процессы испарения вещества лазерным излучением, образования и нагрева плазмы, происходящие в начальной стадии акта взаимодействия.

Abstract. This article presents theoretical studies in the field of physics of the interaction of laser radiation with matter. The processes of evaporation of matter by laser radiation, formation and heating of plasma, which occur in the initial stage of the interaction act, are studied.

Ключевые слова: лазерное излучение, ионизация, плотность плазмы, концентрации электронов, тепловые волны, нагревание плазмы, тормозной эффект.

Keywords: laser radiation, ionization, plasma density, electron concentrations, heat waves, plasma heating, braking effect.

К настоящему времени теоретическими и экспериментальными исследованиями в области физики взаимодействия излучения лазера с веществом накоплен большой материал. Большая часть этих исследований стимулирована проблемой осуществления управляемых термоядерных реакций, поэтому подробно изучены процессы испарения вещества лазерным излучением, образования и нагрева плазмы, происходящие в начальной стадии акта взаимодействия [1–10]. При этом интерес представляют достигнутые температуры и плотность плазмы, образующиеся при облучении простых по химическому составу мишеней, содержащих дейтерий, а разлет плазмы рассматривается как паразитный процесс, приводящий к потерям.

Теоретическое рассмотрение взаимодействия лазерного излучения с твердым телом обычно проводится на основе модельных представлений, приближенно описывающих реальные процессы в определенном интервале величин плотности мощности лазерного излучения. По этой причине результаты теоретических работ лишь качественно согласуются с экспериментальными и представляют ценность в основном для понимания физики процессов, происходящих при взаимодействии лазерного излучения с веществом.

Лазерное излучение, в начальный момент времени поглощающееся в тонком поверхностном слое облучаемого твердого тела, является источником тепловой волны, распространяющейся в глубь материала. При этом скорость волны $V_T \sim (\sigma/t)^{1/2}$, где σ — коэффициент температуропроводности, а t — время от начала действия лазерного импульса.

В некоторый момент времени температура на поверхности возрастает настолько, что начинается испарение вещества, и внутрь вещества пойдет волна разгрузки. Скорость волны разгрузки будет увеличиваться по мере роста температуры поверхности и достигает некоторого стационарного значения $D \sim q/\rho_0\Omega$, где q — плотность мощности излучения лазера, Ω — удельная теплота испарения, ρ_0 — начальная плотность вещества.

Волна испарения догонит волну теплопроводности через время $t_1 \sim \sigma\rho_0^2\Omega^2/q^2$. При q лазера, когда $t_1 < t_{\text{лаз}}$, реализуется режим чистого испарения, в котором теплопроводность не играет существенной роли. Величина q лазера в этом случае должна превышать:

$$q_1 = \rho_0\Omega(\sigma/t_{\text{лаз}})^{1/2} \quad (1)$$

Выражение (1) позволяет оценить нижнюю границу q лазера, при которой наступает режим испарения вещества. Для металлов $\sigma=0,1\text{см}^2/\text{сек}$, $\Omega=10^4\text{ Дж/г}$ и $\rho_0=10\text{ г/см}^3$, и $t_{\text{лаз}}=10^{-8}\text{ сек}$ $q_1=3\times 10^8\text{ Вт/см}^2$.

При $q > q_1$ характер процесса испарения зависит от величины q лазера. Если q лазера мал и температура на поверхности $T \ll w/k$ (w — энергия связи на атом, k — постоянная Больцмана), то основную роль в балансе энергий играет теплота сублимации.

При больших q лазера, когда $T \gg w/k$, параметры конденсированного тела перестают оказывать влияние на процесс испарения, и различные вещества ведут себя подобным образом. Дальнейшее увеличение q лазера приводит к тому, что при некотором значении начинается заметное поглощение излучения в парах. Это соответствует началу ионизации и происходит при температурах $T \simeq (1/7:1/5) I/K$, где I — потенциал ионизации. Соответствующее значение $q=q_3$ может быть определено из решения задачи об испарении вещества излучением с учетом газодинамического движения паров при наличии сильного поглощения.

В интервале плотностей потоков $q_1 < q < q_3$ могут существовать два режима испарения облучаемого материала: с фазовым переходом и без него. Если температура внутри поглощающего слоя меньше критической, то на границе конденсированное тело-пар имеет место фазовый переход. В том случае, когда $q > q_2$, а $T > T_{\text{кр}}$, вещество внутри поглощающего слоя перегревается и фазовый переход отсутствует. На основе результатов газодинамической теории испарения и нагревания вещества излучением лазера рассчитаны основные газодинамические величины для интервала плотностей потока $q_1 < q < q_3$. В частности, оценка плотности мощности q_2 , характерная для начала режима сублимации, дает для железа, свинца и графита величины $8,2 \times 10^8$; $5,8 \times 10^7$ и $5,8 \times 10^9\text{ Вт/см}^2$ соответственно. В том случае, когда $q > q_3$, в образующейся паре происходит ионизация, имеющая характер лавинного пробоя. В результате возрастает доля энергии, поглощаемая продуктами разрушения, при этом внутренняя энергия образующейся плазмы еще более возрастает, и газодинамическое движение плазмы начинает играть решающую роль.

При высоком q лазера образование слоя плазмы у поверхности твердого тела занимает относительно малое время: после этого процесс определяется взаимодействием излучения с плазмой. Существенной особенностью процесса в этом случае является его «самосогласованность»; нагревание плазмы происходит так, что ее оптическая толщина

остаётся постоянной. Качественно это легко объяснить. Коэффициент поглощения света в плазме уменьшается с ростом скорости заряженных частиц, что приводит к просветлению плазмы и увеличению скорости испарения с поверхности металла, а следовательно, и к росту плотности и оптической толщины плазменного слоя.

Теперь остановимся на процессах, происходящих в лазерной плазме в начальной стадии ее развития. Что ионизация происходит при столкновениях электронов с атомами в отсутствие рекомбинации. Тогда для тепловой ии электронов имеем уравнение:

$$\frac{dn_e}{dt} = \alpha_e(T_e) \cdot n_a \cdot n_e \quad (2)$$

где n_a — плотность атомов, T_e — электронная температура. Константа скорости ионизации определяется выражением:

$$\alpha_e(T_e) = \sigma_e V_e \left(2 + \frac{I}{kT_e} \right) \exp\left(-\frac{1}{kT_e} \right) \quad (3)$$

где V_e — средняя скорость электронов, I — потенциал ионизации и σ_e — сечение ионизации электронным ударом. Из (2) следует, что:

$$n(t) = n(0) \exp\left[\int_0^t \alpha_e(T_e) n_a dt \right] \quad (4)$$

Наращение электронной концентрации происходит по простому экспоненциальному закону, так как электронная температура зависит от времени. Для определения этой зависимости надо рассмотреть баланс энергии электронов. Для малой концентрации электронов коэффициент частоты поглощения света ω определяется выражением:

$$\chi = \frac{4\pi \cdot n_e \cdot e^2 \cdot \nu_{cm}}{m_e \cdot c \cdot (\omega^2 + \nu_{cm})} \quad (5)$$

где ν_{cm} — эффективная частота столкновений. При малой степени ионизации главную роль играют столкновения электронов с нейтральными атомами. Для этого случая имеем:

$$\nu_{cr} = 8,3 \cdot 10^5 \sigma_a n_a \sqrt{T_e} \quad (6)$$

где сечение σ_a близко к газокинетическому. Энергия, получаемая электронами при поглощении света, тратится на ионизацию и передается атомам в результате упругих столкновений. Это приводит к следующему уравнению для электронной температуры:

$$\frac{1}{\nu_{cm}} \cdot \frac{dT_e}{dt} = \frac{2}{3} \cdot \frac{\chi}{n_e} \cdot q(t) - \frac{2m_e}{m_a} \cdot T_e - \frac{\delta_e}{\delta_a} \cdot \frac{I}{k} \left(1 - \frac{I}{2kT_e} \right) e^{\frac{1}{kT_e}} \quad (7)$$

где $q(t)$ — плотность мощности лазерного излучения, m_e и m_a — масса электрона и атома. Сравнение слагаемых в правой части уравнения (7) показывает, что для $q=10^{11}$ Вт/см² и $t=10^{-8}$ сек в интересующие промежутки времени упругая передача энергии атомам и изменение внедренной энергии плазмы намного меньше, чем затраты энергии на ионизацию.

С учетом того, что вплоть до температуры $T_e=0,6 \times 10^5$ K частота света больше частоты столкновений, простое вычисление дает для времени ионизации значение:

$$t^* \approx 0,3 \cdot 10^{-10} [\ln n(t^*)/n(0)]^{1/2} \quad (8)$$

Время ионизации слабо зависит от начальной и конечной концентраций электронов и составляет примерно 10^{-10} сек. Развитие ионизации происходит в самом начале лазерного импульса и носит характер лавинного пробоя. После развития ионизации поглощение света происходит полностью в ионизованном газе, что приводит к нагреву плазмы и росту кратности ионизации. Поглощение энергии излучения в плазме происходит по механизму обратного тормозного эффекта, при котором электрон поглощает фотон в поле иона. Коэффициент поглощения K_ν определяется соотношением:

$$K_\nu = \frac{4}{3} \left(\frac{2\pi}{kT} \right)^{1/2} \cdot \frac{n_e \cdot n_i \cdot z^2 \cdot e^6}{h \cdot c \cdot m^{3/2} \cdot \nu^3} \cdot \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) = 3,7 \cdot 10^8 \cdot \frac{z^3 \cdot n_i^2}{T^{1/2} \cdot \nu^3} \cdot \left(1 - e^{-\frac{h\nu}{kT}} \right) \quad (9)$$

где n_i и n_e — плотность ионов и электронов в плазме со средним зарядом Z и температурой T , ν — частота света, c , e , m , h и k — соответственно скорость света, заряд электронов, масса электрона, постоянные Планка и Больцмана. Экспоненциальный множитель учитывает уменьшение поглощения вследствие вынужденного излучения. Для излучения неодимового лазера при температуре $kT \ll 1$ эВ этот член приблизительно равен единице. Тогда

$$K_g = K_0 \cdot n_i \cdot T^{-1/2} \quad (10)$$

При $kT \gg 1$ эВ его можно заменить выражением $h\nu/kT$, и тогда:

$$K_g = K_0^1 \cdot n_i^2 \cdot T^{-3/2} \quad (11)$$

Например, в водородной плазме при температуре $kT=10$ эВ и плотности $\sim 10^{20}$ см³ излучение поглощается на расстояниях порядка 10^{-2} см. Время равномерного распределения поглощенной энергии между электронами и ионами мало. Приближенно оно выражается соотношением

$$\tau_{ei} = 252 \cdot A \cdot T^{3/2} \cdot \frac{1}{n_e} \cdot Z^2 \cdot \ln \lambda \quad (12)$$

где $\ln \lambda$ — кулоновский логарифм, в широкой области изменения параметров плазмы имеет порядок 10, A — атомный вес ионов. В большинстве случаев $\tau_{ei} = 10^{-11} \div 10^{-10}$ сек, что значительно меньше длительности лазерного импульса. Это означает, что в течение импульса электроны могут эффективно передавать поглощенную энергию ионам. Справедливо предположение о равенстве электронных и ионных температур. Более строгое рассмотрение показывает, что при больших интенсивностях излучения электронная температура может превышать ионную температуру.

Нагревание плазмы происходит одновременно с продолжающимся испарением вещества мишени, т.е. масса плазмы зависит от времени. С другой стороны, нагрев происходит в условиях газодинамического расширения плазмы. Эти обстоятельства делают

теоретический анализ процесса нагревания весьма сложной задачей. Если пренебречь потерей энергии на излучение, то баланс энергии определяется уравнением:

$$\frac{d}{dt}(E_k + E_{bn}) = K_v \cdot Q(t) \quad (13)$$

где E_k — полная кинетическая энергия частиц плазмы, E_{bn} — тепловая энергия плазмы, а $K_v \cdot Q(t)$ — поглощаемая мощность излучения, являющаяся функцией параметров плазмы. Решение уравнения (13) при различных упрощающих предположениях показано, что излучение мощностью лазера порядка 10^{10} Вт может испарить малую частицу вещества и нагреть плазму до температуры около 100 эВ.

Поскольку характерное время обмена энергии между электронной и ионной составляющими лазерной плазмы меньше длительности импульса излучения, плазма находится в состоянии локального термодинамического равновесия. В этом случае заселенности различных состояний описываются уравнениями Ленгмюра-Саха:

$$\frac{n_e n_z}{n_{z-1}} = \frac{2 \cdot Z_z(t)}{Z_{z-1}(t)} \cdot \left(\frac{2\pi m k T}{h^2} \right)^{3/2} \cdot \exp\left(- \frac{E_{z-1} - \Delta E_{z-1}}{kT} \right) \quad (14)$$

где m , k и h — масса электрона, постоянные Больцмана и Планка, n_e — плотность электронов, n_z/n_{z-1} — отношение плотностей числа ионов с зарядами Z и $(Z-1)$, E_{z-1} — энергия ионизации состояния $(Z-1)$ изолированных атомов и ΔE_{z-1} — поправка, обусловленная наличием взаимодействия в плазме. Для большинства экспериментальных условий эту поправку можно вычислить по формуле:

$$\Delta E_{z-1} \simeq (3Z \cdot e^2 / 4\pi\epsilon_0) (4\pi n_e / 3)^{1/3} \quad (15)$$

где e — заряд электрона, ϵ_0 — диэлектрическая проницаемость вакуума. $Z_z(T)$ — статическая сумма состояний Z , определяемая соотношением:

$$Z_z(t) = \sum_n g_n \cdot \exp(-E_n / kT), \quad (16)$$

где g_n — статические веса, E_n — энергия уровней данного иона. По формуле уравнения (14) видно, что при высоких температурах в плазме должны преобладать одно или два состояния ионизации. Это подтверждается результатами спектроскопических исследований лазерной плазмы, выполненных с разрешением во времени.

В спектре излучения плазмы в начале в основном присутствуют линии, соответствующие ионам двух последовательных кратностей, а линии ионов более низкой кратности появляются позднее. Однако, вследствие неоднородного нагрева лазерной плазмы, некоторое количество ионов низкой зарядности может образовываться в холодных ее частях.

После окончания лазерного импульса происходит свободный разлет плазмы в вакууме под действием градиента давления. При этом плотность плазмы уменьшается, а внутренняя энергия переходит в кинетическую энергию разлетающихся частиц.

Рассмотрим, как протекает рекомбинация ионов в расширяющемся и охлаждающемся газе, плотность которого падает со временем, как $\rho \sim t^{-3}$. На ранней стадии разлета при больших плотности и температуре все релаксационные процессы протекают очень быстро, и газ находится в термодинамическом равновесии. Если бы это равновесие сохранялось в

течение всего разлета, то все электроны должны были объединиться с ионами. Однако, как бы не была велика в начале скорость установления термодинамического равновесия по сравнению со скоростями расширения и охлаждения, обязательно наступит момент, когда соотношение скоростей этих процессов станет обратным. Можно показать, что на стадии сильного расширения характерное время, в течение которого происходит заметное изменение степени ионизации, растет быстрее, чем время t от начала разлета. Следовательно, рекомбинация начинает все больше «отставать» от охлаждения, и вероятность рекомбинации данного атома в течение всего последующего процесса разлета оказывается меньше единицы, т. е. рекомбинация вообще не идет до конца. Этот эффект называют «закалкой» ионов.

Остановимся на вопросе нарушения ионизационного равновесия. Если в стадии, еще близкой к равновесной, основную роль играет рекомбинация в тройных столкновениях, то ионизация происходит в результате обратного процесса: отрыва электронов преимущественно от возбужденных атомов при ударах свободных электронов. Тогда уравнение кинетики для степени ионизации $x=n_e/n$ приобретает вид:

$$\frac{dx}{dt} = b \cdot n \cdot (x_p^2 - x^2) \quad (17)$$

где x_p — равновесная степень ионизации, определяемая формулой Саха, n_e — плотность электронов, n — плотность ионов и атомов, b — коэффициент рекомбинации в тройных столкновениях, определяемый выражением:

$$b = \frac{2^6 \cdot \pi \cdot \sqrt{2\pi} \cdot e^{10} \cdot Z^3}{3^5 \cdot \sqrt{m} \cdot (kT)^{9/2}} \quad (18)$$

После нарушения ионизационного равновесия скорость ионизации продолжает быстро уменьшаться с течением времени по экспоненциальному закону, тогда как скорость рекомбинации, пропорциональная квадрату степени ионизации, падает гораздо медленнее и вскоре становится значительно больше скорости ионизации. Если бы коэффициент рекомбинации не зависел от температуры, то вследствие быстрого расширения плазмы рекомбинация вскоре совсем прекратилась бы. В данном случае коэффициент рекомбинации сильно зависит от температуры ($T^{9/2}$), и уменьшение скорости рекомбинации за счет падения плотности компенсируется за счет охлаждения плазмы.

Теоретический анализ рекомбинационных процессов в лазерной плазме связан с решением кинетических уравнений и является весьма сложной задачей, поэтому особую важность приобретают результаты экспериментального исследования свойств лазерной плазмы на поздних стадиях разлета, после окончания рекомбинации. Экспериментально показано, что большая часть образующихся ионов рекомбинирует во время разлета плазмы в вакуум, а регистрируемые ионы имеют в основном рекомбинационную природу, т. е. они образуются при рекомбинации из более высоких зарядовых состояний. Это подтверждается и наличием в лазерной плазме нейтральных атомов, обладающих высокой кинетической энергией. Полное число ионов в процессе рекомбинации уменьшается в $10 \div 100$ раз, поэтому относительный выход ионов различных масс и зарядностей определяется кинетикой рекомбинационных процессов.

Теперь остановимся на свойствах лазерной плазмы на поздних стадиях разлета. После окончания лазерного импульса происходит разлет плазмы в вакуум. В первой фазе разлета,

когда плотность плазмы достаточно велика, происходит преобразование тепловой энергии нагретой плазмы в энергию направленного газодинамического движения, затем плотность падает настолько, что плазма становится бесстолкновительной и дальнейший разлет носит характер инерционного движения.

Для нахождения связи свойств лазерной плазмы на поздних стадиях разлета с начальными ее параметрами рассмотрим процесс сферического расширения в вакуум плазменного сгустка с начальной температурой T и полным числом ионов N_i . Физической причиной разлета является наличие градиента плотности частиц в плазме. Следуя, что зависимость плотности от радиуса r имеет вид:

$$n(r, t) = n_0(t) \cdot \exp\left[-\frac{r^2}{R^2(t)}\right] \quad (19)$$

где $R(t)$ — характерный размер плазменного сгустка, а $n_0(t)$ — плотность в центре. Если предположить, что при расширении форма профиля плотности не меняется во времени, то скорость плазмы будет являться линейной функцией r :

$$V(r, t) = V_0 \cdot r/R(t), \quad (20)$$

где V_0 — характерная скорость разлета. Условие постоянства полного числа частиц в плазме дает:

$$\int_v n(r, t) \cdot dV = 4\pi \int_0^\infty r^2 \cdot n_0(t) \cdot \exp[-r^2 / R^2(t)] dr = N_i \quad (21)$$

Из (20) учитывая, что $R(t) = V_0 \cdot t$, получим:

$$n_0(t) = \frac{N_i}{\pi \sqrt{\pi} \cdot V_0^3 \cdot t^3} \quad (22)$$

Полагая, что вся тепловая энергия плазмы преобразуется в кинетическую энергию направленного движения, получим:

$$\int_v \frac{1}{2} m_i \cdot n(r, t) \cdot V^2(r, t) dV = \frac{3}{2} kT \cdot N_i \quad (23)$$

где m_i — масса иона, k — постоянная Больцмана. Из (21) и (22) найдем характерную скорость разлета:

$$V_0 = \left(\frac{2kT}{m_i}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (24)$$

Плотность ионного тока в потоке плазмы определяется выражением:

$$j_i(r, t) = e \cdot n(r, t) \cdot V(r, t). \quad (25)$$

Подставляя в (1.25) значение плотности и скорости частиц, получим

$$j_i(r, t) = \frac{e \cdot N_i \cdot r}{\pi \sqrt{\pi} \cdot V_0^2} \cdot \frac{1}{t^4} \cdot \exp(-r^2 / V_0^2 \cdot t^2) \quad (26)$$

Формулы (24) и (25) позволяют вычислить величину плотности ионного тока в потоке плазмы для произвольной точки пространства как функцию времени в зависимости от начальной температуры плазмы и полного числа частиц. В интервале мощности излучения лазера $10^9 < q < 10^{11} \text{ Вт/см}^2$ температура плазмы изменяется от 3 до 30 эВ, а полное число частиц зависит от диаметра пятна фокусировки и при $d = 10^{-3} \text{ см}$ примерно равно $10^1 \div 10^{12}$.

Максимальное значение плотности ионного тока достигается в момент времени $t = \sqrt{2} \cdot r / 2V_0$ и для рассматриваемого примера с $1,5 \times 10^{-6}$; $8,5 \times 10^7$ и $4,9 \times 10^{-7} \text{ А/см}^2$ при начальной температуре плазмы соответственно равной 30, 10 и 3,3 эВ. По переднему фронту импульса ионного тока можно оценить величину максимальной кинетической энергии ионов приблизительно. $E_{\text{max}} = 30 \text{ кТ}$. Эта оценка согласуется с результатами экспериментального определения кинетических энергий ионов в лазерной плазме в интервале плотности мощности $10^9 - 10^{11} \text{ Вт/см}^2$.

Таким образом, при q лазера, превышающей 10^9 Вт/см^2 , реализуется режим испарения вещества без фазового перехода и полная начальная ионизация плазмы. Если $q > 10^{11} \text{ Вт/см}^2$, сильно возрастает ширина энергетического спектра ионов и доля многозарядных ионов.

Список литературы:

1. Басов Н. Г., Крохин О. Н. Нагревание плазмы, образованной воздействием лазерного излучения на твердую мишень // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1964. Т. 46. С. 171-176.
2. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1973. 719 с.
3. Дякин В. М., Пикуз Т. А., Скобелев И. Ю., Фаенов А. Я., Воловски Я., Карпински Л., Писарчик Т. Формирование струи плазмы многозарядных ионов при взаимодействии лазерной плазмы с внешним импульсным магнитным полем // Квантовая электроника. 1994. Т. 21. №12. С. 1186-1188.
4. Басов Н. Г., Захаренков Ю. А., Рупасов А. А. Диагностика плотной плазмы. М.: Наука, 1989. 367 с.
5. Силин В. П. Поглощение излучения турбулентной лазерной плазмой // Успехи физических наук. 1985. Т. 145. №2. С. 225-253.
6. Бедиллов М. Р., Хайдаров Р. Т., Бердиёров Г. Р., Кунишев У. С. Спектры ионов кислорода в двухэлементной лазерной плазме // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. №4. С. 321-324.
7. Прохоров А. М., Конов В. И. Взаимодействие лазерного излучения с металлами. М.: Наука, 1988. 340 с.
8. Рэди Д. Ж. Действие мощного лазерного излучения. М.: Мир, 1974. 340 с.
9. Bondar I. I., Suran V. V., Bondar D. I. Dependence of doubly charged ion formation by the two-electron mechanism on the intensity of laser radiation // Optics and Spectroscopy. 2004. V. 96. №1. P. 16-20. <https://doi.org/10.1134/1.1643980>
10. Бондарь И. И., Суран В. В. Образование двухзарядных ионов при ионизации атомов Ва в двух лазерных полях // Квантовая электроника. 2001. Т. 31. №12. С. 1079-1083.

References:

1. Basov, N. G., & Krokhin, O. N. (1964). Nagrevanie plazmy, obrazovannoi vozdeistviem lazernogo izlucheniya na tverduyu mishen'. *Zhurnal eksperimental'noi i teoreticheskoi fiziki*, 46, 171-176. (in Russian).
2. Born, M., & Volf, E. (1973). *Osnovy optiki*. Moscow. (in Russian).
3. Dyakin, V. M., Pikuz, T. A., Skobelev, I. Yu., Faenov, A. Ya., Volovski, Ya., Karpinski, L., & Pisarchik, T. (1994). Formirovanie strui plazmy mnogozaryadnykh ionov pri vzaimodeistvii lazernoi plazmy s vneshnim impul'snym magnitnym polem. *Kvantovaya elektronika*, 21(12), 1186-1188. (in Russian).
4. Basov, N. G., Zakharenkov, Yu. A., & Rupasov, A. A. (1989). *Diagnostika plotnoi plazmy*. Moscow. (in Russian).
5. Silin, V. P. (1985). Pogloshchenie izlucheniya turbulentnoi lazernoi plazmoi. *Uspekhi fizicheskikh nauk*, 145(2), 225-253. (in Russian).
6. Bedilov, M. R., Khaidarov, R. T., Berdierov, G. R., & Kunishev, U. S. (2001). Spektry ionov kisloroda v dvukhelementnoi lazernoi plazme. *Kvantovaya elektronika*, 31(4), 321-324. (in Russian).
7. Prokhorov, A. M., & Konov, V. I. (1988). *Vzaimodeistvie lazernogo izlucheniya s metallami*. Moscow. (in Russian).
8. Redi, D. Zh. (1974). *Deistvie moshchnogo lazernogo izlucheniya*. Moscow. (in Russian).
9. Bondar, I. I., Suran, V. V., & Bondar, D. I. (2004). Dependence of doubly charged ion formation by the two-electron mechanism on the intensity of laser radiation. *Optics and Spectroscopy*, 96(1), 16-20. <https://doi.org/10.1134/1.1643980>
10. Bondar, I. I., & Suran, V. V. (2001). Obrazovanie dvukhzaryadnykh ionov pri ionizatsii atomov Ba v dvukh lazernykh polyakh. *Kvantovaya elektronika*, 31(12), 1079-1083. (in Russian).

*Работа поступила
в редакцию 28.03.2022 г.*

*Принята к публикации
04.04.2022 г.*

Ссылка для цитирования:

Матназаров А. Р., Латипова М. А., Кодиров А. Х. Образование и нагрев плазмы излучением лазера // Бюллетень науки и практики. 2022. Т. 8. №5. С. 32-40. <https://doi.org/10.33619/2414-2948/78/03>

Cite as (APA):

Matnazarov, A., Latipova, M., & Kodirov, A. (2022). Formation and Heating of Plasma by Laser Radiation. *Bulletin of Science and Practice*, 8(5), 32-40. (in Russian). <https://doi.org/10.33619/2414-2948/78/03>