

04; 07

© 1992 г.

НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПЛАЗМЫ ОПТИЧЕСКОГО ПРОБОЯ ПАРОВ КАЛИЯ

В. Е. Миронов

Приводятся результаты численных оценок и экспериментальные результаты исследований плазмы оптического пробоя паров калия с концентрацией $n_0 = 0.2\text{--}2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ лазерным излучением с плотностью потока $I \leq 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$ и $\tau = 15 \text{ нс}$. Данные по рефракции лазерного излучения на образующейся плазме и по рассеянию излучения показывают, что возможно образование протяженной ($\approx 25 \text{ см}$), полностью ионизованной плазмы с диаметром $\approx 300 \text{ мкм}$. Представляется перспективным использование подобной плазмы в плазменных схемах ускорения.

Традиционные методы создания плазмы с концентрацией $N_e = 10^{15}\text{--}10^{18} \text{ см}^{-3}$ (Θ -пинч, z -пинч) не могут обеспечить однородность и воспроизводимость параметров, требуемые для развиваемых в последнее время плазменных схем ускорения. Так, для схемы лазерного ускорения на плазменной волне биений допустимая степень неоднородности $\Delta N_e/N_e \approx 10^{-3}$ на длине ускорения $\sim 1 \text{ м}$ [1]. Вместе с тем при оптическом пробое газов возможно получение полностью ионизованной плазмы за короткое (много меньшее характерных времен движения ионов) время, так что однородность плазмы определяется однородностью ионизируемого газа и относительно медленным газодинамическим расширением. В работе [2] приводятся результаты исследований пробоя водорода ($p = 3 \text{ Тор}$) излучением неодимового лазера (с удвоенной частотой) при длительности импульса $\tau \approx 1 \text{ нс}$ и плотность потока лазерного излучения $I \approx 10^{14} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Получена плазма длиной $\approx 1 \text{ см}$ и с $\Delta N_e/N_e$ меньше ошибки измерений $4 \cdot 10^{-2}$, делается вывод о возможности ее использования в плазменных ускорителях. Если в качестве ионизируемой среды использовать атомы с более низким потенциалом, то можно существенно снизить необходимые для полной ионизации плотности потока лазерного излучения и соответственно увеличить поперечный и продольный размеры плазмы.

Рассмотрим однородную среду, состоящую из атомов калия с потенциалом ионизации $I_i = 4.34 \text{ эВ}$, с начальной концентрацией N_0 , которая облучается сфокусированным гауссовым пучком лазерного излучения с частотой $\omega = 1.77 \cdot 10^{15} \text{ Гц}$ ($\lambda = 1.06 \text{ мкм}$). Плотность потока лазерного излучения вблизи фокуса можно представить в виде $I = I_0 \Psi(t) \varphi(r, z)$, где $\Psi(t) = e^{(-4t^2/\tau^2)}$, $\varphi(r, z) = (1 + z^2)^{-1} \cdot e^{[-2r^2/w_0^2(1+\xi^2)]}$, τ — длительность импульса, w_0 — размер пятна в фокальной плоскости ($z = 0$), $\xi = \lambda z/\pi w_0^2$. Для концентрации атомов калия N_k мы можем записать

$$\frac{dN_k}{dt} = -N_k \cdot \Gamma \cdot I^k - N_k N_e S + \alpha_c N_e^3 + \alpha_R N_e^2. \quad (1)$$

Первый член в правой части уравнения описывает процесс многофотонной

ионизации атомов. Γ — сечение многофотонной ионизации; для калия и $\lambda = 1.06$ мкм $\Gamma = 7.9 \cdot 10^{-34}$ [см⁸/ (Вт⁴·с)] [3]; k — минимальное количество фотонов, которое необходимо поглотить для ионизации ($k\hbar\omega > I_i$, $k = 4$). Процесс столкновительной ионизации описывается вторым членом уравнения $S = 1.1 \cdot 10^{-5} I_i^{-3/2} T_e^{1/2} \cdot e^{[-I_i/T_e]} / (6 + T_e/I_i)$ по формуле Колба—Лаптона [4], $[T_e, I_i] = 2$ эВ.

Коэффициенты столкновительной и излучательной рекомбинации α_c и α_R берем в форме, предложенной в работе [5],

$$\alpha_c = 5.6 \cdot 10^{-27} T_e^{-4.5},$$

$$\alpha_R = 2.7 \cdot 10^{-13} T_e^{-0.75}.$$

Отметим, что на ранних стадиях образования плазмы ($t \lesssim 50$ нс) ее газодинамическим расширением при $N_e = 10^{16}$ см⁻³ и $T_e \lesssim 3$ эВ можно пренебречь [6], тогда

$$N_0 = N_k + N_e. \quad (2)$$

Для электронной температуры T_e запишем

$$\frac{dT_e}{dt} = k_\lambda \overline{N_e I}, \quad (3)$$

K_λ — коэффициент обратного тормозного поглощения лазерного излучения,

$$K_\lambda = 10^{-18} \lambda^2 g / T_e^{3/2},$$

λ в мкм, g — фактор Гаунта (≈ 1) [6], усреднение $N_e I$ производится по координатам r и z .

В качестве начальных условий примем

$$N_e \Big|_{t=-\infty} = 0; \quad T_e \Big|_{t=-\infty} = k\hbar\omega - I_i = 0.3$$

Данная система уравнений численно решалась для разных значений максимальной плотности потока лазерного излучения I_0 и N_0 в диапазоне $10^{15} - 5 \cdot 10^{16}$ см⁻³. Длительность импульса лазерного излучения принималась $\tau = 15$ нс, радиус пятна фокусировки $w_0 = 370$ мкм.

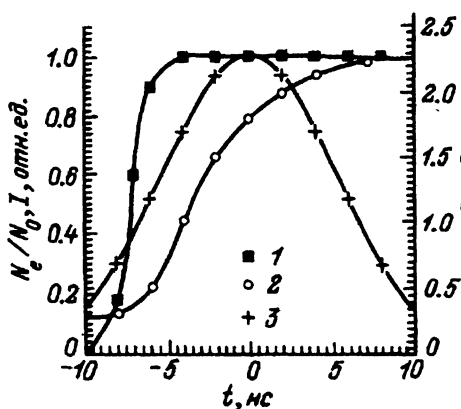


Рис. 1. Расчетные временные зависимости степени ионизации плазмы (1), электронной температуры плазмы (2) и плотности потока лазерного излучения (3).

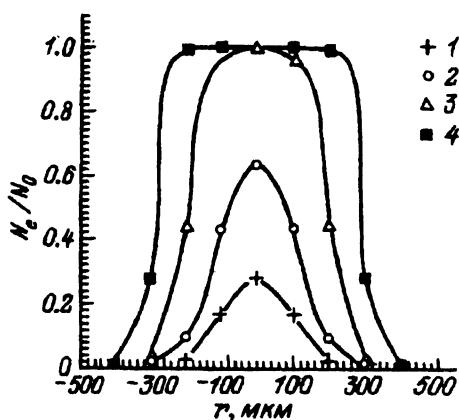


Рис. 2. Радиальные зависимости степени ионизации плазмы.

t , нс: 1 — 8, 2 — 6, 3 — 4, 4 — 10;
 $N_0 = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³, $I_0 = 8 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻²
 (при $t = 0$).

На рис. 1 показаны расчетные временные зависимости степени ионизации паров калия ($r = 0, z = 0$) и электронной температуры плазмы при $I_0 = 8 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻² и $N_0 = 1 \cdot 10^{16}$ см⁻³. T_e изменяется в пределах от 0.3 до ≈ 2.5 эВ, столкновительная ионизация заметного вклада в N_e при этих температурах и концентрациях не вносит. Практически полностью ионизованная плазма образуется за короткое (≈ 2 нс) время, после окончания действия лазерного импульса концентрация частиц медленно уменьшается. Характерное время уменьшения N_e за счет процессов рекомбинации порядка 100 нс, и в целом многофотонная ионизация атомов полностью определяет параметры плазмы при $t \lesssim 50$ нс. При уменьшении I_0 время достижения полной ионизации увеличивается, при $I_0 \approx 1 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻² N_e/N_0 не превышает 50%. Зависимость N_e/N_0 от продольной координаты достаточно слабая, при $I_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻² размер полностью ионизованной плазмы по оси z составляет 20–30 см. Зависимости степени ионизации плазмы от поперечной координаты r в разные моменты времени приведены на рис. 2. Видно, что на ранней стадии развития пробоя имеются значительные градиенты электронной плотности вблизи оптической оси, профиль плазмы близок к гауссовому.

При достижении полной ионизации вблизи оси начинает формироваться «полка» и к концу лазерного импульса $N_e(r) = \text{const}$ при $r \lesssim 150$ мкм.

Таким образом, приведенные теоретические расчеты показывают, что при воздействии на пары калия излучения с плотностью потока $I_0 \approx 5 \cdot 10^{10}$ Вт·см⁻² возможно получение протяженной однородной плазмы. Для экспериментального исследования такой плазмы была создана установка, схема которой приведена на рис. 3. Лазерное излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием $L_F = 100$ см в центр источника паров калия с концентрацией частиц $N_0 = (0.2-2) \cdot 10^{16}$ см⁻³, прошедшее через источник излучение диафрагмировалось, ослаблялось набором светофильтров и попадало на детектор (фотодиод ФД-7К). Для контроля энергии и формы импульса часть излучения перед входом в вакуумную камеру источника отражалась плоскопараллельной стеклянной пластиной. Та же пластина использовалась для отражения части излучения, рассеянного на плазме оптического пробоя.

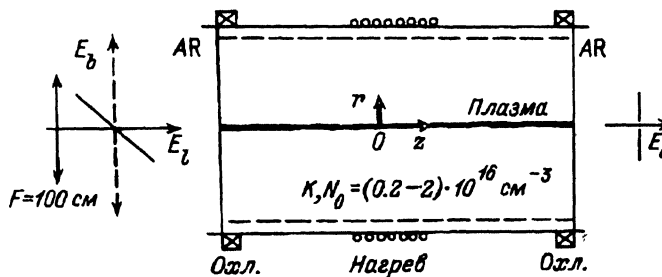


Рис. 3. Экспериментальная схема установки.

Лазерная часть установки состояла из задающего генератора на иттрий-алюминиевом гранате и четырех усилителей на силикатном неодимовом стекле ГЛС-1. Генератор, подробно описанный в работе [7], позволял получить одномодовый импульс излучения с длительностью $\tau \approx 15$ нс и формой, близкой к гауссовой. Генерация могла вестись на длинах волн $\lambda_1 = 1.0641$ мкм и $\lambda_2 = 1.0615$ мкм, с энергией в импульсе до 15 мДж. Трехпроходный усилитель, созданный на основе ОКГ ГОС-1001 (размеры стержня $\phi 30 \times 680$ мм), и 3 однопроходных усилителя ГУС-1 ($\phi 20 \times 260$ мм) позволяли довести энергию в импульсе E_1 до ≈ 2 Дж. Расходимость пучка составляла $\theta \approx 3.7 \cdot 10^{-4}$ рад, диаметр пучка на линзе ≈ 10 мм, радиус в фокальной плоскости $w_0 \approx L_F \theta \approx 370$ мкм. Максимальная плотность потока лазерного излучения в центре камеры определялась из соотношения $E_1 = (1/2 \sqrt{\pi \tau}) \cdot (1/2 \pi w_0^2) \cdot I_0$ и достигала $I_0 \approx 10^{11}$ Вт·см⁻².

Источник паров калия работал по принципу «тепловой трубы», диаметр камеры составлял 3.5 см, по оси z длина области, занимаемой парами К, — 25 см. Мощность нагревателя составляла 500 Вт, максимальная температура стенок камеры, измерявшаяся хромель-копелевой термопарой, могла достигать 400 °С. В качестве буферного газа использовался аргон Ar, капиллярной структурой служила сетка из нержавеющей стали с ячейкой 1 мм, свернутая в несколько слоев. Степень однородности распределения паров К по камере можно было оценить по интенсивной флуоресценции, вызываемой излучением He—Ne лазера (ЛГ-56). Стационарный режим работы трубы устанавливался после 1 ч прогрева при давлении аргона $P_{Ar} \approx 3$ Тор и достаточно быстрого сброса давления до рабочего значения $P_{Ar} = 0.5$ Тор. Диапазон используемых давлений ограничивался снизу $P_{Ar} = 0.1$ Тор сильным нагревом камеры за кольцами охлаждения, при давлении $P_{Ar} = 3$ Тор и выше распределения паров становилось заметно неоднородным, а капли жидкого калия в зоне охлаждения быстро перекрывали апертуру камеры. Необходимо отметить, что при давлении $P_{Ar} \gtrsim 0.7$ Тор на краях области паров калия излучение He—Ne лазера начинало заметно рассеиваться (с сохранением плоскости поляризации), причем длина области рассеяния увеличивалась с ростом P_{Ar} . Наиболее вероятным механизмом появления зоны рассеяния представляется турбулентность движения паров в области их конденсации. Таким образом, рабочим являлся диапазон давлений $P_{Ar} = 0.1-1$ Тор. Температура стенок камеры с учетом равенства давлений $P_K = P_{Ar}$ в пределах ошибки измерений соответствовала уравнению состояния насыщенных паров калия К. Концентрация атомов калия в рабочем диапазоне P_{Ar} менялась в пределах $N_0 = 0.2-2 \cdot 10^{16}$ см⁻³, точность ее определения, зависящая от точности измерения температуры стенок, составляла $\approx 15\%$.

Для получения спектральных характеристик рассеянного и прошедшего через камеру излучения использовался монохроматор МДР-2. Спектры снимались «выстрелом за выстрелом», детектором служил фотодиод ФД-7К. Для контроля формы импульсов излучения применялся скоростной осциллограф С7-10А, интегрированные сигналы регистрировались осциллографом С8-12 и пиковым вольтметром В7-9. При измерении интенсивности излучения, рассеянного на 180°, принимались специальные меры по уменьшению паразитного фона, источником которого являлись оптические элементы и детали конструкции вакуумной камеры. Был достигнут уровень фона на детекторе $\approx 10^{-8}$ от интенсивности падающего излучения. Входные и выходные оптические окна вакуумной камеры располагались на расстоянии 85 см от центра камеры и выдерживали без заметного повреждения поверхности $\approx 10^4$ срабатываний лазера.

Экспериментальные результаты

Уже при небольших плотностях потока лазерного излучения ($I_0 \approx 10^9$ Вт · см⁻²) в области, занятой парами калия, наблюдалось образование плазмы оптического пробоя в виде ярко светящейся нити. Размеры плазмы в поперечном направлении соответствовали размеру сфокусированного лазерного излучения; в продольном направлении z плазма занимала всю прогреваемую зону и ее свечение было достаточно однородным. Яркость свечения увеличивалась при увеличении концентрации частиц и мощности лазерного излучения.

Пространственное распределение интенсивности в лазерном пучке, прошедшем через плазму, существенно зависело от начальной энергии пучка и концентрации атомов N_0 . При низких (≤ 0.1 Дж) энергиях E_1 первоначальное гауссово распределение по поперечной координате практически не искажалось (рис. 4, а). При более высоких E_1 ожог на фотобумаге представлял собой кольцо (рис. 4, б), излучение отклонялось образующейся плазмой от оптической оси. Увеличение начальной концентрации атомов N_0 увеличивало контраст образующейся структуры. Степень симметричности кольца определялась точностью совмещения оптического центра фокусирующей линзы и центра падающего на линзу лазерного



Рис. 4. Пространственное распределение интенсивности лазерного излучения после прохождения плазмы пробоя.

E_0 , Дж: а, г - 2; б - 0.5; в - 1; N_0 , см⁻³: а - 0, б-г - $1 \cdot 10^{16}$.

пучка; рассогласовка по какой-нибудь оси на величину ≈ 1 мм меняла интенсивность в соответствующем направлении в 3–4 раза. При дальнейшем повышении энергии лазерного излучения контрастность получаемого кольца уменьшалась (рис. 4, в), и при $E_1 = 2$ Дж «провал» в центре пучка практически исчезает (рис. 4, г). Степень однородности распределения излучения по радиусу пучка по сравнению с пучком, проходящим через холодную камеру, уменьшалась, размер пучка оставался почти тем же. На рис. 5 показана зависимость энергии в центре пучка лазерного излучения, прошедшего через плазму оптического пробоя, от начальной энергии пучка E_1 при различных начальных концентрациях атомов калия N_0 . Измерения проводились после совмещения центров линзы и лазерного пучка с точностью ≈ 0.25 мм на расстоянии 130 см от области фокусировки излучения. Центральная часть прошедшего через плазму пучка вырезалась диафрагмой $\phi 0.5$ мм и, ослабленная набором светофильтров, попадала на фотодиод. Сигнал с фотодиода интегрировался по времени с постоянной 200 нс. Видно, что при $E_1 \approx 0.5$ Дж значительная (до 70%) часть лазерного излучения отклоняется от оптической оси пучка, затем при больших E_1 доля отклоненного излучения уменьшается и стремится к нулю.

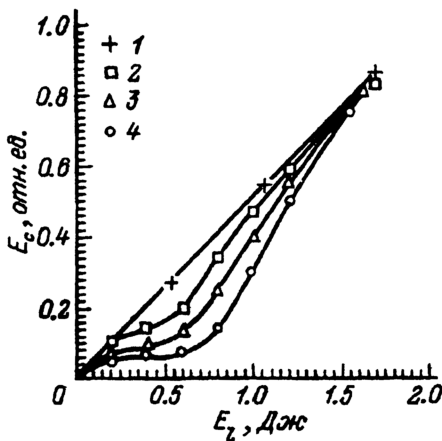


Рис. 5. Зависимость энергии в центре пучка от начальной энергии лазерного излучения.

N_0 , см⁻³: 1 - 0, 2 - $4 \cdot 10^{15}$, 3 - $6 \cdot 10^{15}$, 4 - $8 \cdot 10^{16}$; $\sigma = 25\%$.

На рис. 6 показана зависимость энергии, рассеянной «назад» из области на краю зоны паров калия ($z = -12$ см), от энергии в импульсе лазерного излучения E_1 . Заметное превышение фона наблюдалось лишь при $N_0 \approx 6 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и при

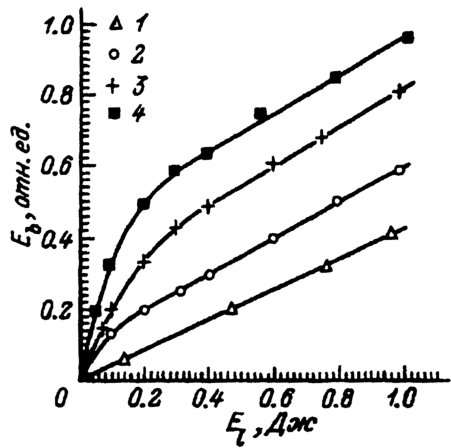


Рис. 6. Зависимость энергии, рассеянной назад от начальной энергии лазерного излучения при $z = -12$ см.

Параметры те же, что и на рис. 5.

тех же условиях, когда на краях прогреваемой зоны начинали образовываться области турбулентного движения паров. При низких E_1 зависимость $E_b(E_1)$ была близка к линейной, причем коэффициент отражения возрастал с ростом N_0 до $\approx 3 \cdot 10^{-7}$ при $N_0 \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$. При энергиях в импульсе $E_1 \approx 0.2$ Дж кривые выходили на насыщение. Существенно другой, близкий к экспоненциальному, характер носили зависимости E_b от E_1 (рис. 7) при сборе рассеянного излучения из области, близкой к центру камеры ($z = \pm 5 \text{ см}$). При $E_1 \approx 2$ Дж регистрировался рост энергии рассеянного света \approx в 2 раза. Зависимость E_b от N_0 была слабой, при изменении N_0 в рабочем диапазоне E_b менялась не более чем на 30%. Спектральный состав рассеянного излучения соответствовал с точностью до 2 Å спектральному составу падающего лазерного излучения.

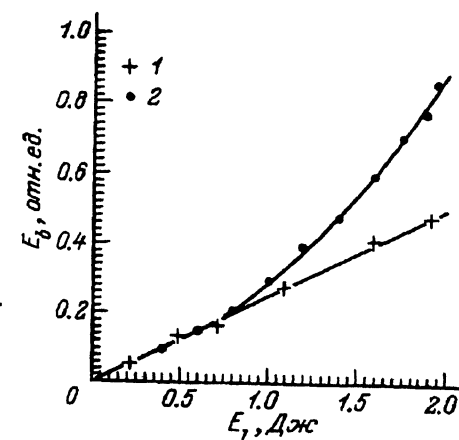


Рис. 7. То же, что и на рис. 6, при $z = \pm 5 \text{ см}$.
1 - фон, 2 - $N_0 = 5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; $\sigma = 30\%$.

Обсуждение результатов

Известно, что при наличии градиентов плотности частиц световые лучи отклоняются плазмой в сторону меньших N_e , причем радиус кривизны луча определяется как $1/R = (\nabla \mu / \mu)$, где μ — коэффициент преломления среды [8]. В нашем случае мы можем записать, что $\mu = \mu_e + \mu_k$, где $\mu_e = 1 - 5 \cdot 10^{-22} N_e$ — электронная компонента, $\mu_k \approx 1 + 5.6 \cdot 10^{-22} N_k$ — нейтральная компонента коэффициента, причем μ_k вычислялась по формуле

$$\mu_k^2 - 1 = \frac{4\pi e^2}{m_e} \left[\sum_{\substack{i,k \\ i \neq k}} \frac{f_{ik}}{\omega_{ik}^2 - \omega^2} \right] N_k.$$

Очевидно, что $|\nabla \mu| = |\nabla \mu_e| + |\nabla \mu_k| = 1.6 \cdot 10^{-21} \nabla N_e$. Оценим для наших условий уменьшение плотности потока лазерного излучения вблизи оптической оси после прохождения плазмы пробоя паров.

Мысленно выделим лучи, проходящие в фокальной плоскости на расстоянии $r \lesssim 10$ мкм от оси z . При отсутствии плазмы все они попадут на детектор диаметром $\Delta_g = 0.5$ мм, расположенный на расстоянии $z_g = 130$ см от фокуса. Плазма отклонит лучи на угол $\varphi \approx (1/2) L_{\text{пл}} \nabla \mu \approx (10^3/2) L_{\text{пл}} \delta \mu$, $\delta \mu = |\mu(r=10^{-3} \text{ см}) - \mu(r=0)|$, где усреднение проводится по оси z , а $L_{\text{пл}}$ — длина плазмы. Соответственно при $z = z_g$ лучи будут освещать круг диаметром $\Delta_g + 2\varphi z_g$ и ослабление сигнала с детектора

$$E_c/E'_c \sim \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{I(t)dt}{(\nabla_g + 10^3 z_g L_{**} \sigma \mu)^2}$$

Результаты расчета E_c с учетом уравнений (1)–(3) для различных начальных энергий лазерного импульса и при $N_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ показаны на рис. 8.

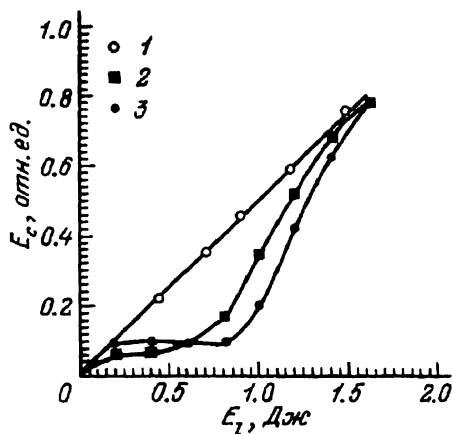


Рис. 8. Зависимость энергии в центре пучка от начальной энергии лазерного излучения.

1 – $N_0 = 0$, 2 – расчет для $N_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$,
3 – экспериментальные значения, $N_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

E_c достигает минимума при энергиях E_l , когда концентрация образующейся плазмы достаточно велика, но еще не достигает насыщения; при больших E_l уже на ранних стадиях воздействия лазерного импульса достигается практически 100%-ная ионизация паров, градиент плотности частиц вблизи оптической оси близок к нулю и рефракции излучения не происходит. На том же рисунке приведена экспериментальная зависимость $E_c(E_l)$; видно, что расчетная и экспериментальная кривые согласуются.

Результаты решения уравнений (1)–(3) показывают, что заметная ($\sim 50\%$) ионизация паров калия достигается при энергиях $E_l \approx 0.2$ Дж, причем N_e/N_0 практически не зависит от N_0 в исследованном диапазоне. Перелом на кривых рис. 6 происходит при E_l , близких к этому значению, т.е. в момент, когда по расчетам в области турбулентности паров начинает образовываться плазма, уменьшающая за счет нагрева и большой подвижности электронов степень неоднородности показателя преломления среды.

При взаимодействии интенсивного лазерного излучения с плазмой может развиваться ряд неустойчивостей типа вынужденного рассеяния Мандельштама–Бриллюэна (ВРМБ), вынужденного комбинационного рассеяния. Наиболее низкий порог по интенсивности лазерного излучения имеет ВРМБ, при котором взаимодействуют основное лазерное излучение, излучение, рассеянное на ионно-звуковых плазменных волнах, и сами волны. Угловое распределение рассеянного излучения имеет пик при угле рассеяния 180° , волновой вектор ионно-звуковой волны $k_s = 2k_L$, где $k_L = (2\pi c)/\omega$ – волновой вектор волны лазерного излучения. Оценим интенсивность рассеянной в результате ВРМБ волны в наших условиях ($I \approx 8 \cdot 10^{10} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$, $N_e = N_0 = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$). Электронная температура плазмы (рис. 1) $T_e \approx 2$ эВ, радиус Дебая для плазмы

$$r_D = \sqrt{\frac{t_e}{4\pi N_e e^2}} \approx 1.4 \cdot 10^{-5} \text{ см}$$

Для ионно-звуковой волны $k_s = 2k_L = 0.6 \cdot 10^5 \text{ см}^{-1}$ и $k_s r_D \sim 1$, что определяет сильное затухание Ландау. Для инкремента затухания имеем [9]

$$\gamma_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}} \left(\frac{M_1}{m_e} \right) \frac{\omega_s^4}{k_s^3 v_{T_e}^3} \left[1 + \sqrt{\frac{M_i}{m_e}} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{3/2} e \left(-\frac{\omega_s^2}{2k_s^2 v_{T_i}^2} \right) \right],$$

где

$$\omega_s = \sqrt{\frac{k_s^2 v_{**}^2}{1 + k_s^2 r_D^2}}$$

— частота ионно-звуковой волны, $\omega_s \approx 1.3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, v_{3B} — скорость звука в плазме, $v_{3B} = \sqrt{T_e/M_i} = 2.2 \cdot 10^5 \text{ см/с}$, $v_{T_e} = \sqrt{T_e/m_e} = 6 \cdot 10^7 \text{ см/с}$, $v_{T_i} = \sqrt{T_i/M_i} \approx 3.5 \cdot 10^4 \text{ см/с}$, T_i — ионная температура, $T_i \approx 0.05 \text{ эВ}$, $\gamma_L \approx 1.5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$. Таким образом, $\omega_s/\gamma_L \approx 10$. В условиях абсолютной неустойчивости ВРМБ, т.е. когда характерные длины изменения концентрации плазмы и ее температуры много больше длины плазмы, инкремент роста волны из-за ВРМБ определяется по формуле [10];

$$\gamma_0 \approx \frac{1}{2} \frac{v_0}{c} \left(\frac{\omega}{\omega_s} \right)^{1/2} \omega_{P_i},$$

где v_0 — скорость колебания электронов в поле лазерной волны, $v_0/c = 9 \cdot 10^{-10} \sqrt{I}$, ω_{P_i} — ионная плазменная частота, $\omega_{P_i} = 1.5 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, $\gamma_0 \approx 7 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$ для $I = 8 \cdot 10^{10} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Видно, что $\gamma_0 \lesssim \gamma_L$ и заметного роста амплитуды ионно-звуковой волны происходить не должно. Для мощности рассеянного в результате ВРМБ излучения можно записать

$$P_B = P_N \cdot e [2\gamma_0^2 L_{**}/\gamma_L c],$$

где P_N — мощность затравочного излучения, $P_B \approx 2P_N$ в наших условиях.

Сдвиг по частоте при рассеянии $\Delta\omega = \omega_s = 1.3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1} \approx 0.3 \text{ см}^{-1}$ много меньше ширины линии лазерного излучения (для YAG:Nd³⁺ генератора $\Delta\omega \approx 3 \text{ см}^{-1}$), поэтому под P_N можно понимать излучение, рассеянное на деталях установки в области за плазмой, прошедшее через область паров и плазму пробоя, и попадающее на детектор, измеряющий E_B . В этом случае увеличение доли рассеянного излучения, приведенное на рис. 7, может быть связано с ВРМБ; значения E_B близки к величине, предсказываемой оценками по теории абсолютной неустойчивости ВРМБ в однородной ограниченной плазме.

Выводы

Приведенные экспериментальные результаты и теоретические оценки показывают, что при воздействии лазерного излучения с длиной волны $\lambda = 1.06 \text{ мкм}$, длительностью импульса $\tau \approx 15 \text{ нс}$ и $I \lesssim 10^{11} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ на пары калия К с начальной концентрацией $0.2 - 2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ может быть образована полностью ионизованная плазма длиной $\approx 25 \text{ см}$ и диаметром $\approx 300 \text{ мкм}$. Незначительное увеличение интенсивности рассеянного назад при оптическом пробое паров излучения близко к величине, предсказываемой теорией абсолютной неустойчивости ВРМБ для плазмы, в которой характерные длины изменения концентрации и температуры много больше длины плазмы L , $L_{T_e} \gg 25 \text{ см}$. Представляется перспективным использование подобной плазмы в развиваемых схемах плазменных ускорителей.

Список литературы

- [1] Salomaa R. R. E., Karttunen S. I. // New Developments in Particle Acceleration Techniques. Orsay, 1987. Vol. II. P. 458-471.
- [2] Dangor A. E., Dymoke-Brandshaw A. K. L., Dyson A. et. al. // IEEE Trans. on Plasma Sci 1987. Vol. PS-15. N 2. P. 161-166.

- [3] Делоне Г. А., Делоне Н. Б., Золотарев В. К. и др. // ЖЭТФ. 1973. Т. 65. Вып. 2. С. 481–486
- [4] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна. М.: Мир, 1967. 182 с.
- [5] Hinnov E., Hirschberger J. // Phys. Rev. 1962. Vol. 125. N 3. P. 125–142.
- [6] Landen O.L., Winfield R.J., Burgess D.D., Kilkenny J.D. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 32. N 5 P. 2963–2971.
- [7] Бабиков Ю.И., Ким Сын Ир, Миронов В.Е. // ПТЭ. 1990. № 1. С. 172–173.
- [8] Диагностика плазмы / Под ред. Р. Хаддлстоуна. М.: Мир, 1967. 368 с.
- [9] Пятницкий Л.Н. Лазерная диагностика плазмы. М.: Атомиздат, 1976. 39 с.
- [10] Offenberger A.A., Cervenak M.R., Smy P.R. // J. Appl. Phys. 1976. N 47. P. 1451–1459

Поступило в Редакцию

18 февраля 1991 г.