

Исследование оптических характеристик облака лазерной плазмы, расширяющегося в фоновый газ

А.И.Анненков, А.В.Бессараб, И.В.Галахов, С.Г.Гаранин, А.В.Гусаков, Н.В.Жидков, В.А.Жмайло, В.М.Изгородин, В.П.Коваленко, В.А.Кротов, В.В.Мисько, Е.А.Новикова, В.А.Стародубцев, К.В.Стародубцев, В.П.Стаценко, Р.Р.Сунгатуллин, Г.В.Тачаев, Ю.Н.Шереметьев

Представлены результаты исследований динамики и светимости в видимом диапазоне плазменного облака, образующегося за фронтом ударной волны в воздухе при давлении 1 Тор. Ударная волна возникла при вводе в полую сферическую мишень из пластика массой $\sim 10^{-4}$ г излучения от двенадцатиканальной лазерной установки «Искра-5» с полной энергией ~ 2300 Дж. Проведено сравнение результатов эксперимента с расчётами.

Ключевые слова: лазерная плазма, ударная волна в фоновом газе, пространственно-временная динамика светимости.

1. Введение

В работах [1, 2] были проведены исследования развития светящейся плазменной области (СПО), возникающей в атмосфере вакуумной камеры при испарении и разлёте лазерной мишени. Опыты проводились в камере «МКВ-4», помещённой на одном из каналов лазерной установки «Искра-5» [3]. Достигнутое в этих опытах энерговыделение в мишени массой $\sim 10^{-4}$ г составляло сотни джоулей при давлении в камере (воздух) ~ 1 Тор. При этих параметрах в СПО удаётся получить многообразие физических процессов, которые являются довольно редкими в физике плазмы. В первую очередь, речь идёт о процессах кинетики и переноса излучения. Кроме того, динамика разлёта мишени и её взаимодействие с «атмосферой» таковы, что подобные эксперименты оказываются важным средством тестирования физических моделей и численных методик [4, 5], которые, в свою очередь, могут использоваться [6, 7] для расчёта нестационарных астрофизических и геофизических явлений. Эти обстоятельства стимулировали проведение экспериментов, представленных как в [1, 2], так и в настоящей работе.

Основное отличие данных опытов от описанных в [1, 2] заключается в существенном (почти на порядок) увеличении энергии лазерного импульса, вводимой в мишень, что позволило выявить влияние этого параметра на свойства СПО, а также провести тестирование упомянутых выше методик [4, 5] в более широком диапазоне изменения параметров СПО. Именно эти цели преследовались в данной работе.

Дополнительно к результатам расчётов, имевших целью сравнение с результатами экспериментов, в на-

стоящей работе приводятся расчётные данные ряда характеристик СПО, измерить которые в опытах не удалось. Эти данные позволяют получить более полную информацию о процессах, определяющих развитие СПО.

2. Постановка экспериментов

Эксперименты по измерению оптических характеристик СПО, возникающей в атмосфере фонового газа под действием ударной волны (УВ), проводились в сферической камере взаимодействия диаметром 2 м. СПО возникла при вводе преобразованного во вторую гармонику ($\lambda = 0.66$ мкм) излучения двенадцати каналов иодного лазера «Искра-5» [3] внутрь полый сферической мишени из пластика диаметром 3.2 мм и массой 10^{-4} г с шестью отверстиями диаметром ~ 600 мкм. В каждое отверстие вводилось излучение одновременно двух лазерных каналов. Суммарная лазерная энергия E_{las} , подводимая к мишени, составляла 2300 Дж при интегральной длительности импульса 0.5 нс и давлении фонового воздуха в камере 1 Тор.

Для исследования процессов образования и распространения УВ, динамики и оптических характеристик СПО были использованы следующие методики:

1. Методика измерения потока излучения СПО в спектральных диапазонах 0.32 и 0.45 мкм при помощи коаксиальных фотоэлементов и фотодиодов. Спектральная селекция излучения обеспечивалась применением цветных светофильтров.

2. Методика регистрации пространственно-временных характеристик свечения плазменного облака (ПО) видимого диапазона (0.35–0.5 мкм) с помощью фотохронографов, работающих в режимах кадровой регистрации и щелевой развертки [8].

3. Постановка численных расчётов

Для интерпретации результатов проведённых экспериментов использовались физическая модель и численная методика СНДЛ, описанные в работах [4, 5]. В этой модели учитывались такие физические процессы, как двухтемпературная газодинамика, перенос спектрального из-

А.И.Анненков, А.В.Бессараб, И.В.Галахов, С.Г.Гаранин, А.В.Гусаков, Н.В.Жидков, В.А.Жмайло, В.М.Изгородин, В.П.Коваленко, В.А.Кротов, В.В.Мисько, Е.А.Новикова, В.А.Стародубцев, К.В.Стародубцев, В.П.Стаценко, Р.Р.Сунгатуллин, Г.В.Тачаев, Ю.Н.Шереметьев. ФГУП «Российский федеральный ядерный центр – ВНИИЭФ», Россия, Нижегородская обл., 607190 Саров, просп. Мира, 37; e-mail: starodub@otd13.vniief.ru

Поступила в редакцию 20 января 2010 г., после доработки – 2 августа 2010 г.

лучения и его взаимодействие с веществом, электронная и ионная теплопроводности. Неравновесный состав среды рассчитывался по модели среднего иона.

Расчёты проводились в сферической геометрии. Численная методика – одномерная, лагранжева. Уравнения газодинамики решены по полностью консервативной, неявной схеме. Вещество мишени рассматривалось как смесь атомов С и Н (в пропорции 1 : 1), атмосфера (воздух) – как смесь атомов N и O (в стандартном соотношении). Наличием молекулярных компонент воздушной плазмы пренебрегалось (оценки, проведённые с использованием рассчитанных значений температуры и плотности в СПО, подтверждают допустимость этого приближения для рассмотренной здесь стадии развития СПО).

Поглощение лазерного импульса рассчитывалось в соответствии с моделью [9]. Перенос излучения считался в спектральном (38 групп) диффузионном или квазидиффузионном приближении [4]. Справедливость этого приближения в рассматриваемой задаче подтверждается результатами расчётов, из которых следует (см. ниже), что СПО является оптически тонкой, а следовательно, указанное приближение даёт правильный предельный переход к точному решению для потока излучения [10].

На внешней границе ставилось условие свободного выхода излучения и условие типа «жёсткая стенка» для уравнений газодинамики.

4. Результаты экспериментов и расчётов

4.1. Динамика разлёта плазменного облака

В опытах измерялись профили яркости ПО с помощью фотохронографов, работающих в режимах щелевой развёртки и кадрового регистратора. Спектральный диапазон регистрации в обоих случаях захватывал длины волн от 0.35 до 0.5 мкм. Ширина щели фотокатода фотохронографа, работающего в режиме щелевой развёртки, составила ~ 70 мкм, что соответствует временному разрешению 110 нс.

На рис.1 и 2 показаны результаты регистрации светимости ПО (I), полученные при помощи фотохронографов

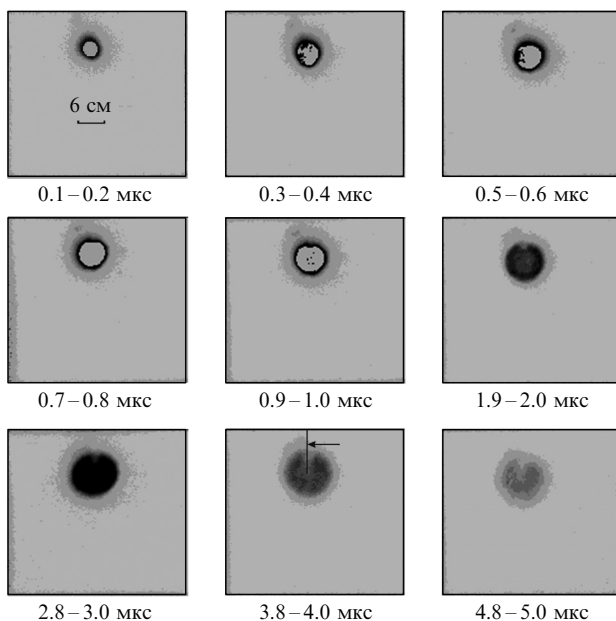


Рис.1. Результат кадровой регистрации светимости ПО (стрелка указывает местоположение подвеса мишени).

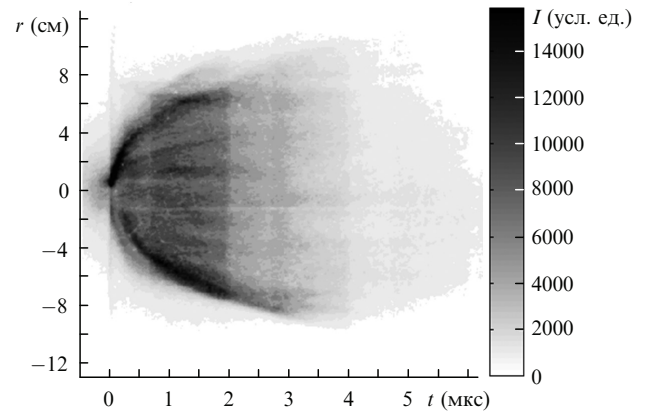


Рис.2. Щелевая развёртка светимости ПО (нуль по времени – момент прихода лазерного импульса, по радиусу – начальное положение мишени).

в режиме кадровой съёмки и щелевой развёртки соответственно. На первых пяти кадрах рис.1 в области центра СПО имело место насыщение регистратора по фотокатоду (его динамический диапазон составляет 8 бит). Поэтому при анализе профилей светимости рассматривались только моменты времени, соответствующие последним четырём кадрам.

На рис.3 показаны результаты обработки экспериментальных данных в виде $R-t$ -диаграмм границы светимости ПО по уровню, соответствующему отношению светимости на границе I_{th} к максимальной светимости I_{max} , $\varepsilon = I_{th}/I_{max} = 0.1$ в оптическом диапазоне для опыта с энерговкладом 2300 Дж. Там же представлены результаты численных расчётов при $\varepsilon = 0.03$ и 0.1, которые находятся в хорошем согласии с данными эксперимента. Из рисунка видно, что расчётный радиус СПО, определённый по уровню $\varepsilon = 0.03$, монотонно возрастает в соответствии с экспериментальными данными, полученными с помощью фотохронографа в режиме щелевой развёртки. С увеличением ε до 0.1 он в некоторый момент времени начинает уменьшаться, что согласуется с данными кадрового регистратора.

На рис.4 для сравнения приведены аналогичные результаты, полученные в эксперименте с удельным энерговкладом 300 Дж на стенде МКВ-4.

4.2. Профили яркости плазменной области

Выражение для спектральной яркости B_ν можно записать в виде интеграла по хорде, нормальной к радиусу:

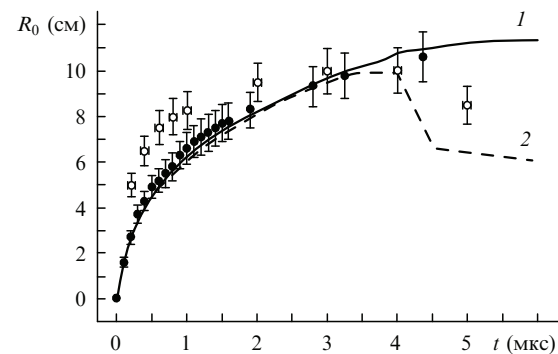


Рис.3. $R-t$ диаграммы границы светимости ПО при энергии лазерного импульса 2300 Дж: расчётные данные при $\varepsilon = 0.03$ (1) и 0.1 (2); результаты измерений, полученные при кадровой регистрации (○) и в режиме щелевой развёртки (●).

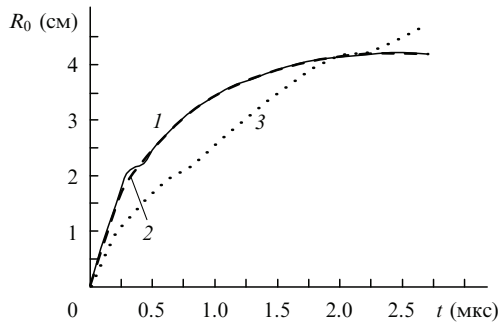


Рис.4. $R - t$ диаграммы границы светимости ПО в опыте с энергией лазерного излучения 300 Дж в спектральном диапазоне $\lambda = 0.45$ мкм: расчётные данные при $\epsilon = 0.03$ (1) и 0.1 (2); результаты измерений, полученные с помощью кадрового регистратора (3).

$$B_v(r) = \int_{-s_{\max}(r)}^{s_{\max}(r)} I_v(r') \exp \left[- \int_s^{s_{\max}} \kappa_v(r'') ds' \right] ds, \quad (1)$$

где

$$I_v(r) = \frac{1}{r^2} \frac{\partial S_v}{\partial r}; \quad (2)$$

$$r' = \sqrt{r^2 + s^2}; \quad r'' = \sqrt{r^2 + s'^2}. \quad (3)$$

В этих формулах использовались взятые из расчёта по методике СНДП величины $S_v(r)$ – полный поток излучения в рассматриваемом спектральном диапазоне и κ_v – спектральный коэффициент поглощения. Отметим, что

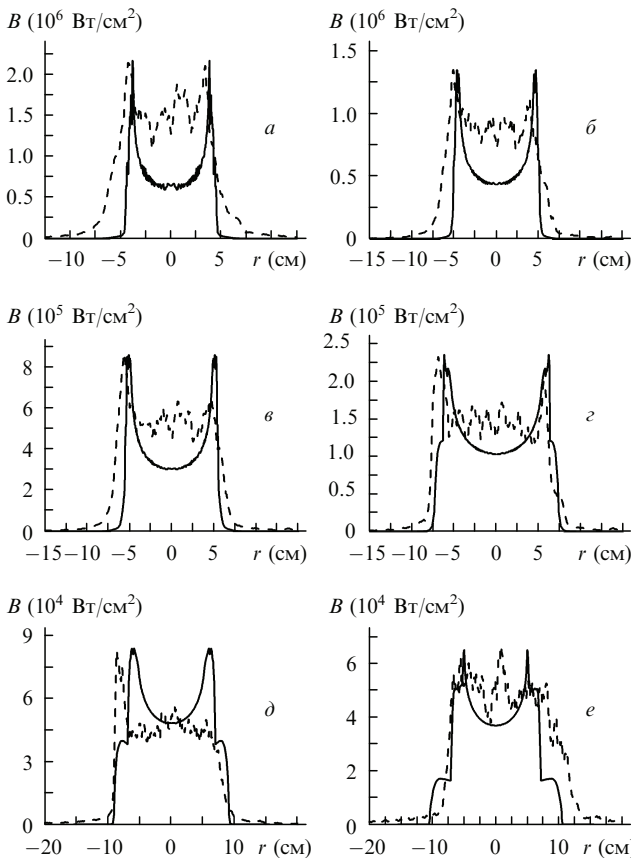


Рис.5. Сравнение рассчитанных профилей яркости ПО (сплошные кривые) с результатами, полученными с помощью регистратора в режиме щелевой развёртки (штриховые кривые) в моменты времени $t = 0.45$ (а), 0.65 (б), 0.85 (в), 1.5 (г), 2.5 (д) и 3.6 мкс (е).

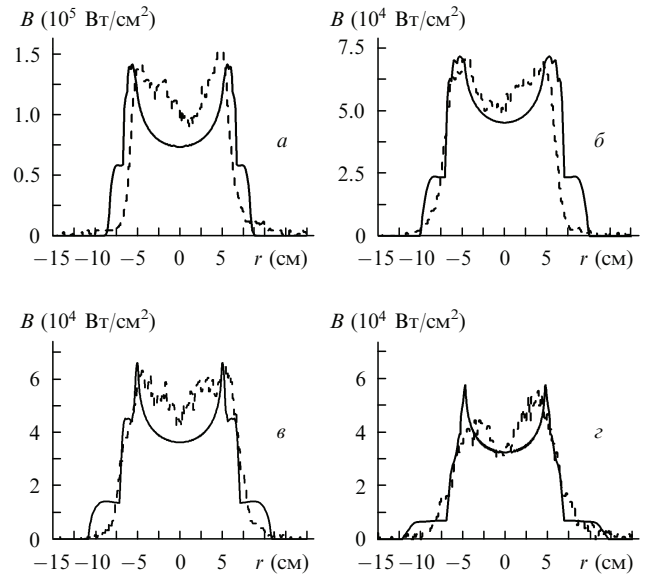


Рис.6. Сравнение рассчитанных профилей яркости ПО (сплошные кривые) с измеренными кадровым регистратором (штриховые кривые) в моменты времени $t = 1.95$ (а), 2.9 (б), 3.9 (в) и 5.3 мкс (г).

соотношения (1)–(3) представляют собой точное, а не диффузионное решение уравнения переноса излучения (см. разд.3).

Профили яркости ПО в различные моменты времени показаны на рис.5 и 6. Приводимые на этих рисунках экспериментальные данные нормированы так, чтобы их пиковые значения совпадали с расчётными. Представление о согласии расчётов и опыта по абсолютным значениям яркости можно получить из рис.7 (см. ниже).

На рис.5 на экспериментальной кривой видны колебания яркости ПО между крайними максимумами, которые не наблюдаются в расчёте. Очевидно, они связаны с тем, что излучение лазера вводится в мишень через отверстие, яркость в области которых превосходит яркость остальной СПО. Как видно из рисунка, на начальной стадии профили яркости, измеренные регистратором в режиме щелевой развёртки, более «размыты», нежели расчётные. По-видимому, это говорит о нарушении одномерности (сферической симметрии) на этой стадии. Действительно, отклонение от одномерности должно уменьшаться с увеличением размеров СПО (речь идёт о больших расстояниях от центра, в центральной части это не так). Именно поэтому, как можно видеть, для более поздних моментов времени рассчитанные профили яркости приближаются к измеренным. Это подтверждается и рис.6, на котором приведены результаты расчёта в сравнении с результатами измерений кадровым регистратором в более поздние моменты времени. Как следует из рис.6, в целом, эти результаты близки между собой.

4.3. Спектрально-временные зависимости интенсивности излучения плазменной области

На рис.7 представлены зависимости от времени потока интенсивности излучения плазмы в ближней УФ и синей областях спектра, полученные в эксперименте с энерговыделением в мишени $E_{\text{las}} = 2300$ Дж и в результате расчётов, проведенных по методике СНДП. Для сравнения приведены также результаты измерений с энерговыделением $E_{\text{las}} = 300$ Дж, выполненные на стенде МКВ-4.

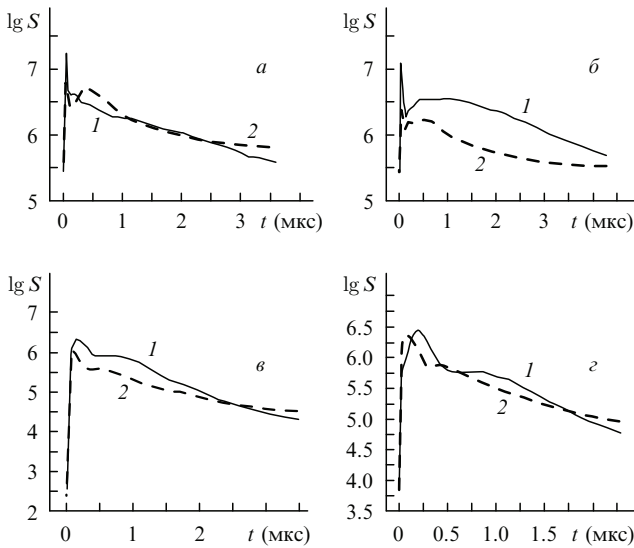


Рис.7. Зависимости полного потока излучения ПО (в Вт·ср⁻¹·мкм⁻¹) от времени для опыта 10.04.08 (а, б; E_{las} = 2300 Дж) и опыта 18.03.08 (в, z; E_{las} = 300 Дж) в спектральном диапазоне вблизи 0.32 мкм (а, z) и 0.45 мкм (б, в): 1 – эксперимент; 2 – расчёт.

Как видно из рис.7, при t ≤ 3 мкс имеется удовлетворительное согласие между результатами расчёта и эксперимента для обеих спектральных областей.

Сравнительные данные об интегральных характеристиках СПО в спектральном диапазоне 0.35–0.50 мкм для энергий E_{las} = 0.3 и 2.3 кДж представлены в табл.1. Из данных таблицы следует, что увеличение E_{las} наиболее существенно сказалось на увеличении площади СПО и длительности её свечения. Более полную и детальную картину развития СПО можно получить, используя результаты дополнительных расчётов.

Табл.1. Интегральные характеристики СПО.

E _{las} (кДж)	Излучённая энергия (Дж)	Длительность импульса излучения (мкс)	Размер СПО в момент t = 5 мкс (см)
0.3	3–4	0.5	3–4
2.3	10–12	1.0	8–10

5. Результаты расчётов динамики, кинетики и переноса излучения в СПО

Основными параметрами, характеризующими динамику развития СПО, являются: энергия лазерного импульса, вложенная в мишень (E_{las}), масса мишени (M), давление и плотность атмосферы (p и ρ соответственно). Используя эти величины, можно образовать характерные длины

$$\mathcal{R} = \left(\frac{3M}{4\pi\rho_0} \right)^{1/3} \quad \text{и} \quad R = \left[\frac{3(\gamma^2 - 1)E_{las}}{8\pi\rho_0(3\gamma - 1)} \right]^{1/3},$$

а также скорости

$$u = \sqrt{E_{las}/M}, \quad \text{и} \quad c_0 = \sqrt{\gamma p_0/\rho_0}.$$

Здесь \mathcal{R} – радиус торможения вещества мишени (ВМ); R – радиус фронта ударной волны; u – скорость разлёта ВМ; c₀ – скорость звука в атмосфере камеры. В условиях

данного эксперимента $\mathcal{R} = 3$ см, R = 3 м, u = 1.5 × 10⁷ см/с. Отметим, что длина пробега квантов с энергией 20, 200, 500 и 1000 эВ в «холодной» атмосфере камеры составляет 10, 100, 300 и 500 см соответственно [10].

Сравнивая эти величины с введёнными характерными размерами СПО и временами её наблюдения, представленными выше, можно сделать вывод, что наблюдения охватывают две стадии развития СПО: стадию передачи энергии от ВМ атмосфере за счёт излучения и газодинамического торможения ВМ (t < t₁ = $\mathcal{R}/u = 0.1$ мкс) и стадию сильного точечного взрыва (t₁ < t < t₂, где t₂ = R/c₀ = 10⁻² с).

Основное излучение из мишени происходит за время t < 0.01 мкс в рентгеновском диапазоне (энергия квантов 1 кэВ). За это время излучается 0.5 кДж. Излучаемая энергия поглощается в области с радиусом порядка пробега рентгеновских квантов в атмосфере камеры. Для данного давления пробег составляет ~1 м. Поглощение приводит к разогреву и ионизации атмосферы. Профили температуры электронов T_e и кратности ионизации z показаны на рис.8. На этом рисунке эффекты, вызванные рентгеновским излучением (РИ) из мишени, видны на расстояниях r больше 1–2 см.

К моменту времени t = 0.01 мкс произошла термализация фотоэлектронов (за счёт ионизации и возбуждения атомов). Профили температуры и плотности образовавшихся электронов определяются развитием электронной лавины при заданном (в каждой точке) энерговыделении от РИ. В этом случае T_e ≈ const, а z ~ E_{las}/r², что отражено на рис.8 (кривые 1). В частности, радиус области, где z ≥ 0.01, составляет ~15 см при E_{las} = 2.3 кДж и ~5 см при E_{las} = 0.3 кДж. При этом, как следует из расчётов, вдали от фронта УВ выполняется условие T_e ≫ T_i.

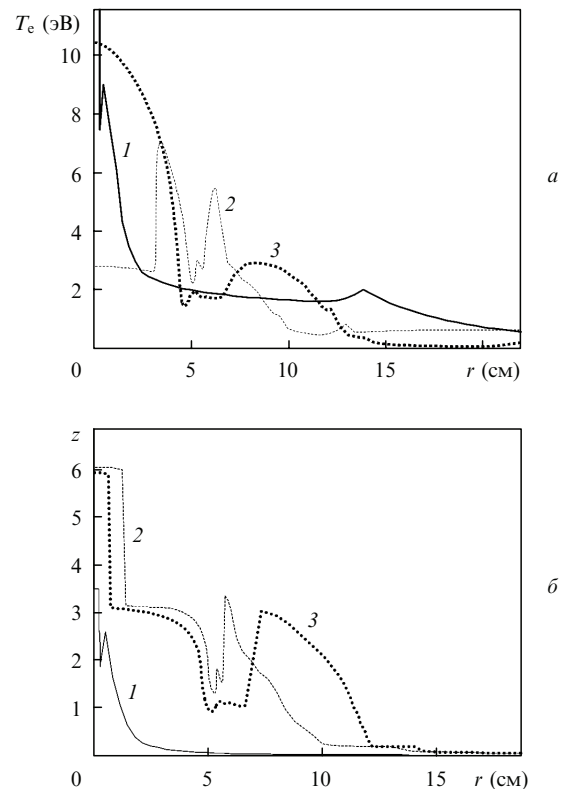


Рис.8. Профили электронной температуры (а) и кратности ионизации (б) для опыта с E_{las} = 2300 Дж при t = 0.01 (1), 1 (2) и 5 мкс (3).

На расстояниях r меньше 3–5 см преобладают возмущения, связанные с образованием УВ за счёт расширения ВМ. К рассматриваемому моменту времени уже сформировался его свободный разлёт, а торможением ещё можно пренебречь. Положение границы ВМ (ему соответствует минимум на кривой 1 при $r = 0.3$ см на рис.8,б) согласуется со скоростью u , приведённой выше. К этой границе примыкает фронт УВ, перед которым имеется слой атмосферы, заметно прогретый и ионизованный УФ излучением с фронта (где $T_e \sim 10 - 30$ эВ). Здесь начинается формирование структуры, соответствующей структуре фронта УВ сверхкритической амплитуды [10].

В последующие моменты времени развитие СПО в основном определяется газодинамикой, причём при $t > 0.1$ мкс, когда $R > \mathcal{R}$, наблюдается выход в стадию сильного точечного взрыва. Это отчётливо видно при сравнении кривых 2 и 4 на рис.9,а и б, на которых приведены $R - t$ -диаграммы, характеризующие рассматриваемые процессы при $E_{\text{las}} = 0.3$ и 2.3 кДж соответственно. Первая из этих кривых – радиус фронта УВ (R), полученный в данном расчёте, вторая – по теории сильного (седовского) взрыва с использованием параметра ξ_0 (см. [10]), соответствующего значению $\gamma = 1.24$, рекомендованному в [10].

Для более детального выявления роли излучения и неравновесного характера процессов кинетики в данной задаче был проведён её газодинамический расчёт с использованием равновесных реальных уравнений состояний воздуха [11]. Результаты этого расчёта относительно R совпадают с результатами, отображенными на рис.9 (кривые 2).

Такое совпадение согласуется с тем, что при данной плотности атмосферы излучение и неравновесность кинетики

в области за фронтом УВ не оказывают заметного влияния на процессы. Действительно, при значениях температуры (см. кривые 1–3 на рис.8,а) и плотности, характерных для этой области, планковские пробеги $l_p > 10^3$ см $\gg R$. Таким образом, рассматриваемая плазма является оптически тонкой. Кроме того, сравнение профилей кратности ионизации z (см. кривые 1–3 на рис.8,б) с рассчитанными в равновесном приближении для температуры (рис.8,а) и плотности за фронтом УВ обнаруживает их не только качественное, но и количественное соответствие.

Эти обстоятельства позволяют использовать теорию сильного взрыва (с учётом конечной массы мишени) для интерпретации результатов измерений. При этом СПО считается оптически тонкой.

Начнём с данных о зависимости размеров СПО (R_0) от энергии E_{las} и времени t , приведённых на рис.3 и 4. Сравнение этих размеров с данными о R (рис.9) показывает их близкое совпадение. (Такое совпадение естественно, поскольку в рассмотренные моменты времени кратность ионизации $z > 1$ всюду за фронтом УВ (см. рис.8,б)). Таким образом, искомые зависимости определяются известными формулами для R . Ими же определяются значения R_0 в табл.1. Отметим, что согласно расчётам отставание R_0 от R становится заметным при $t > 10$ мкс.

Относительно профилей яркости, приведённых на рис.5 и 6, отметим, что положение фронтов на всех кривых совпадает с рассчитанным положением фронта УВ. В области за фронтом УВ имеются пики, положение которых соответствует радиусу слоя атмосферы, в котором достигается максимальная кратность ионизации (см. рис.8,б). Это обстоятельство можно объяснить исходя из поведения профилей температуры и плотности за фронтом УВ в теории сильного взрыва и модели Крамера–Унзольда для излучательной способности плазмы [10]. Следует отметить, что при $t > 1$ мкс вклад излучения ВМ в рассчитанную яркость пренебрежимо мал.

На рис.10 приведены результаты расчётов изменения во времени составляющих полной энергии в данной задаче. Как видно из рисунка, к моменту $t = 5$ мкс доля излучённой энергии составляет 1/25 и 1/10 от полной энергии для $E_{\text{las}} = 0.3$ и 2.3 кДж соответственно. Отметим, что в последнем случае заметный (~ 0.5) вклад в эту энергию вносит начальное излучение из мишени (см. рис.10,б). Если исходить из оценок, основанных на теории, упомянутой выше, то соответствующие значения составят $\sim 1/15$ и $1/10$. Отсюда можно заключить, что эта теория даёт разумные оценки излучённой энергии.

Что касается неравновесных эффектов излучения и кинетики на стадии точечного взрыва, то они наиболее заметны перед фронтом УВ и проявляются в образовании слоя прогретой и ионизованной атмосферы (см. рис.9) за счёт излучения с фронта. Рассматривая эту зону, можно отметить две характерные стадии её развития: на первой из них температура фронта $T_f > T_{\text{cr}}$, где T_{cr} – критическая температура, характеризующая роль излучения в формировании структуры фронта УВ [10]. Для рассматриваемой плотности атмосферы её значение составляет 2–3 эВ. Как видно из рис.8,а, при $t = 1$ мкс (кривая 2) $T_f > T_{\text{cr}}$ и, действительно, структура фронта имеет вид, характерный для волн сверхкритической амплитуды. При $t = 5$ мкс $T_f < T_{\text{cr}}$, этому соответствует вид кривой 3 (зона прогрева практически незаметна).

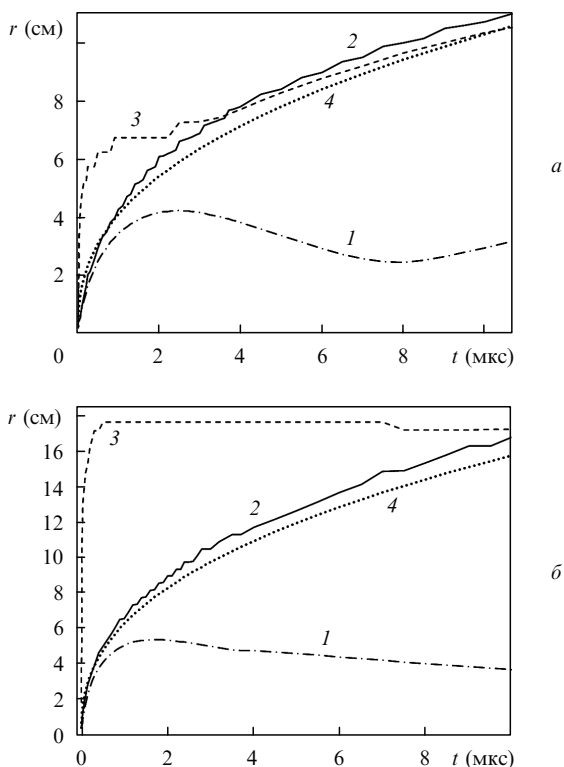


Рис.9. $R - t$ -диаграммы при $E_{\text{las}} = 300$ (а) и 2300 Дж (б): 1 – радиус торможения ВМ; 2 – радиус фронта УВ; 3 – радиус точек $r_{\text{ион}}$, в которых достигается фоновая кратность ионизации (~ 0.01); 4 – приближённое решение Чёрного [10].

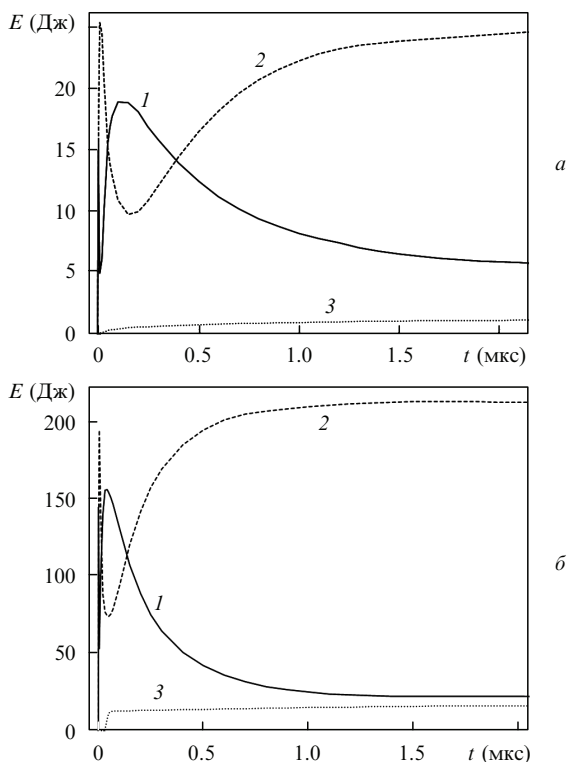


Рис.10. Зависимости от времени кинетической (1), внутренней (2) и излучённой энергии (3) для опыта с $E_{\text{las}} = 300$ (а) и 2300 Дж (б).

6. Заключение

Основные результаты проведённых исследований состоят в следующем:

1. Получены экспериментальные данные, позволяющие судить о влиянии лазерного энерговыделения (E_{las}) в сферической мишени на параметры СПО, возникающей при её разлёте в воздухе (давление 1 Тор).

2. Показано, что эти данные удовлетворительно описываются с помощью физической модели и численной методики, представленной в работе [5].

3. Анализ экспериментальных данных, проведённый с использованием этого подхода, позволяет заключить,

что зависимость основных параметров СПО от E_{las} и t согласуется с теорией сильного взрыва («точечного» при $t > 1$ мкс), при этом плазма за фронтом УВ оказывается равновесной, оптически тонкой и многократно ионизованной.

4. Основные эффекты излучения проявляются в воздухе перед фронтом УВ. Они состоят в образовании (за счёт рентгеновского излучения из мишени) протяжённого, слабо ионизованного «ореола» и слоя плазмы, возникающего перед фронтом благодаря УФ излучению с фронта. Структура этого образования (фронт + слой) изменяется по мере движения от сверхкритической к докритической.

В дальнейшем предполагается продолжить эти исследования при других давлениях в камере и с использованием дополнительной диагностики.

1. Богуненко Ю.Д., Бессараб А.В., Бондаренко Г.А. и др. *Физика плазмы*, **31**, 1 (2005).
2. Атаманенко В.Д., Бессараб А.В., Бондаренко Г.А. и др. *Физика плазмы*, **32**, 143 (2006).
3. Анненков В.И., Багрецов В.А., Безуглов В.Г. и др. *Квантовая электроника*, **18**, 536 (1991).
4. Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы решения задач математической физики*, № 2 (13), 29 (1983).
5. Бельков С.А., Долголева Г.В. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Математическое моделирование физических процессов*, № 1, 59 (1992).
6. Долголева Г.В., Жмайло В.А., Новикова Е.А., Стаценко В.П. *Труды РФЯЦ–ВНИИЭФ*, № 8, 34 (2005).
7. Gorodnichev A.V., Dolgoleva G.V., Zhmailo V.A., Novikova E.A., Statsenko V.P. Abstracts of International Workshop on Physics of Compressible Turbulent Mixing (Cambridge, July 2004).
8. Кравченко А.Г., Литвин Д.Н., Мисько В.В. и др. *Физика плазмы*, **32**, 166 (2006).
9. Бельков С.А., Гайдук С.М., Гаранин С.Г., Долголева Г.В., Кочемасов Г.Г. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Методики и программы решения задач математической физики*, № 1, 76 (1990).
10. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений* (М.: Наука, 1966).
11. Кузнецов Н.М. *Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах* (М.: Машиностроение, 1965).