

О возможности создания высокотемпературной плазмы при воздействии лазерного импульса на объемно-структурированную среду, образованную при взрыве тонкого проводника

С.Ю.Гуськов, Г.В.Иваненков, С.А.Пикуз, Т.А.Шелковенко

Проанализированы свойства и параметры объемно-структурированных металлических сред, образующихся при взрыве тонких проводников в мощном электрическом разряде. Предложено использовать такого рода среды для создания неравновесной высокотемпературной лазерной плазмы как мощного источника рентгеновского и нейтронного излучений. Рассмотрена физика взаимодействия мощного лазерного импульса с объемно-структурированной металлической средой и свойства образующейся неравновесной плазмы.

Ключевые слова: лазерная плазма, пористые среды, электрический разряд.

1. Введение

В последние годы в исследованиях взаимодействия мощного лазерного излучения с веществом повышенное внимание уделяется новым типам мишеней, содержащим малоплотные объемно-структурированные среды. Внутренняя структура таких сред может быть как регулярной, так и случайной. В качестве типичного примера регулярной структуры назовем систему тонких слоев твердого вещества с вакуумными промежутками между ними. Стохастические пористые структуры могут иметь волокнистое, пенное или мелкодисперсное строение. Среди них наиболее интересны те вещества, средняя плотность которых близка или превышает критическую плотность лазерной плазмы*. Интерес к изучению взаимодействия излучения лазера с объемно-структурированными средами вызван возможностью их использования в качестве эффективного поглотителя излучения в мишенях лазерного термоядерного синтеза [1]. Такой поглотитель способен выравнять неоднородности нагрева мишени лазерными пучками. В близкой перспективе на основе применения подобных сред можно ожидать создания новых типов импульсных источников нейтронов [2] и рентгеновского излучения [3, 4].

Наиболее важные процессы взаимодействия лазерного излучения с пористой средой, которые определяют особенности поглощения лазерного излучения и образо-

вания плазмы, состоят в следующем [3]. В результате проникновения света на глубину геометрической прозрачности мишени возникает объемное поглощение излучения. Нагрев и испарение твердых элементов структуры мишени в области поглощения приводит к столкновению плазменных потоков и генерации ударных волн. В результате взаимодействия этих потоков и ударных волн происходит гомогенизация среды. Она протекает в два этапа. Первый этап связан с первоначальным заполнением ячеек среды испаренным веществом твердых элементов. При интенсивности лазерного излучения 10^{13} – 10^{15} Вт/см² длительность этой стадии гомогенизации пористых сред с размерами пор 30–100 мкм составляет несколько сотен пикосекунд. Второй этап гомогенизации происходит в процессе вязкой диссипации при столкновении плазменных потоков и ударных волн. Длительность его весьма велика и для указанных выше условий может составлять от нескольких наносекунд до нескольких десятков наносекунд.

В процессе гомогенизации состояние лазерной плазмы пористых сред неравновесно, в ней возникают временные и пространственные осцилляции ионной температуры и плотности плазмы. Большая длительность этого процесса для пористого вещества с околокритической средней плотностью порождает целый ряд весьма важных свойств образующейся лазерной плазмы. Для пористых сред легких элементов большинство этих свойств подтверждено экспериментально при интенсивности лазерного излучения 10^{13} – 10^{15} Вт/см². Сформулируем наиболее важные из этих свойств.

1. Коэффициент поглощения лазерного излучения составляет 80%–100%, в том числе и для пористых веществ со средней плотностью, на порядок превышающей критическую, и слабо зависит от угла падения лазерного излучения [5–8].

2. Регулярные отражения и преломления света отсутствуют [5, 6].

3. Поглощение излучения происходит на глубине геометрической прозрачности

*В единицах г/см³ критическая плотность плазмы определяется формулой $1.83 \times 10^{-3} (A/Z) \lambda^{-2}$, где A и Z – атомный вес и средний заряд иона, а длина волны λ измеряется в мкм. Для излучения с $\lambda = 1.06$ мкм диапазон значений критической плотности для плазмы с многозарядными ионами простирается от 3.6×10^{-3} г/см³ при отношении $A/Z \approx 2$ (полная ионизация) до 1.8×10^{-2} г/см³ при $A/Z \approx 10$ (типичная плазма тяжелых металлов).

$$L_{ab} \approx C \left(\frac{\rho_s}{\rho_a} \right)^{1/2} b_0, \quad (1)$$

соответствующей размеру области частичной гомогенизации пористого вещества [6]. Здесь ρ_s и ρ_a – характеристики плотности пористого вещества в нормальном состоянии, ρ_s – плотность индивидуального твердого элемента, ρ_a – средняя плотность вещества мишени; C – константа, равная 14.8 для вещества с волокнистой структурой (агар-агар и др.) и 12.1 – для вещества с сотовой структурой (пористые полистирол и полипропилен); b_0 – наименьший характерный размер элементов структуры.

4. Перенос поглощенной энергии лазерного излучения происходит в результате распространения так называемой гидротепловой волны. Ее скорость близка к скорости ударной волны в однородном веществе с плотностью, равной средней плотности пористой среды, а распределение температуры за фронтом волны близко к однородному вследствие быстрого выравнивания ее электронной теплопроводностью. В лазерной плазме пористых сред с плотностью, близкой к критической, скорость переноса энергии составляет $(1 - 2) \times 10^7$ см/с [5–8].

5. В процессе гомогенизации плазма оказывается в неравновесном состоянии с большим различием температуры ионов (1.5–2 кэВ) и электронов (0.5–0.7 кэВ) [6]. При этом происходит многократная трансформация тепловой энергии плазменных потоков внутри ячеек в кинетическую, и пористое вещество накапливает внутреннюю энергию, практически не расширяясь. Интенсивный разлет наступает после завершения гомогенизации, и его характер близок к тепловому взрыву [5–8].

Образование и долгое существование неравновесной высокотемпературной плазмы открывает широкие возможности исследования фундаментальных плазменных процессов, включая релаксационные, ионизационные и излучательные. Введение в такие среды дейтерия и (или) трития позволяет создавать неравновесную лазерную плазму с температурой ионов, близкой к термоядерной, и генерировать в ней мощные импульсы нейтронов [2]. Наконец, лазерная плазма объемно-структурированных сред, содержащих тяжелые элементы, служит источником мягкого рентгеновского излучения, при определенных условиях обеспечивая высокую степень трансформации лазерного излучения в рентгеновское (близкую к 70 % – 80 %) [4].

Интересные возможности для исследований в этом направлении открывает применение короткого лазерного импульса пико- и фемтосекундной длительности со сверхвысокой интенсивностью $I > 10^{16} - 10^{17}$ Вт/см². В качестве примера можно упомянуть эксперименты с мелкодисперсными средами, образующимися при течении и охлаждении паров различных веществ в соплах. В них зарегистрированы мегавольтовые электроны и ионы, энергия которых соответствует кулоновскому взрыву отдельных кластеров среды, нагреваемых лазерным импульсом, а также мощные нейтронные импульсы и иные эффекты, описанные в [9].

В настоящей работе в качестве объемно-структурированной среды, служащей для создания лазерной плазмы, предлагается использовать металлы в пенообразном или капельном состоянии, образующиеся при мощном вакуумном электрическом разряде через тонкие проводники.

2. Свойства металлической объемно-структурированной среды, создаваемой в электрическом разряде через тонкий проводник

Недавно проведенные в Корнельском университете эксперименты [10, 11] (ниже эти данные уточнены на основе последних результатов), в которых участвовали два автора настоящей работы, С.А.Пикуз и Т.А.Шелковенко, показали следующее. В начальной стадии наносекундного взрыва проводников в ходе резистивного нагрева происходит быстрое вложение энергии, определяемое физическими свойствами металла, параметрами цепи тока и условиями эксперимента. На следующем этапе происходит собственно взрыв, и вещество переходит в двухфазное жидко-паровое состояние: основная масса формирует плотный kern, обычно имеющий структуру пены с резкой внешней границей [12, 13], а вне его возникает корона. В ходе взрыва отмечается резкий рост импеданса нагрузки, и корона, которая образуется из вещества, испаренного с поверхности еще до взрыва, быстро превращается в плазму и затем шунтирует идущий через kern ток. Это резко прерывает дальнейший ввод энергии в kern, и впоследствии ток практически полностью течет по короне.

Дальнейшее поведение керна существенно зависит от соотношения вложенной в вещество энергии и затрат тепла на плавление и испарение. Эксперименты при скорости нарастания тока $(1 - 2) \times 10^{10}$ А/с показали [10], что энергию плавления легко превзойти для всех металлов, тогда как энергии испарения удается достичь только для легкоплавких хорошо проводящих металлов (Al, Cu, Ag, Au), да и то при наличии специальных условий. Обычно же kern имеет гетерогенную структуру, которая определяется тепловыми и электрическими свойствами металла и временем, прошедшим от начала разряда до шунтирования тока.

Структура керна исследовалась методами лазерного зондирования и рентгеновской радиографии (в последнем случае в качестве источника излучения использовался X-пинч [14]). Упрощенная схема эксперимента приведена на рис. 1. Проволочки взрывались в вакуумном диоде I с зазором 10–15 мм, к его электродам коротким коаксиальным кабелем был подключен низкоиндуктивный генератор тока на основе конденсатора [10]. Ток имел форму затухающей синусоиды с амплитудой до 4.5 кА и временем до первого максимума, равным 350 нс. В начале разряда в первые 100 нс ток имел особенности, связанные с фазой омического нагрева проволочек (см. [10]).

Оптические шпирен- и интерферограммы проволочек получались в излучении второй гармоники YAG-лазера с длительностью импульса 4 нс (рис. 1). Использовался интерферометр с воздушным клином на основе двухпризменного светоделителя [15]. Пространственное разрешение, значительно уступающее рентгеновской методике, составляло 50–100 мкм. Рентгеновские изображения проволочки получались при ее просвечивании излучением X-пинча, фотопленка закрывалась от видимого и ультрафиолетового излучения фильтром из титана толщиной 12.5 мкм. Для расширения диапазона чувствительности в экранированную кассету заряжался пакет из трех пленок, в котором каждая предыдущая служила дополнительным фильтром для последующих. Пленки располагались

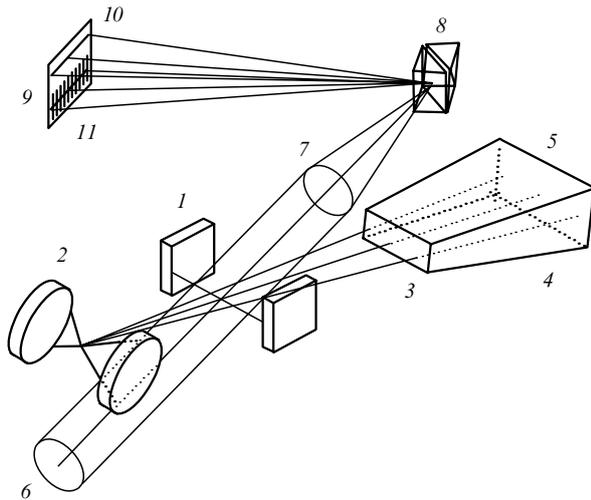


Рис.1. Схема эксперимента с взрывающимися проволочками: 1 – диодный зазор с исследуемой проволочкой; 2 – диодный зазор с Х-пинчем; 3 – титановый фильтр; 4 – экранирующая камера; 5 – рентгеновская фотопленка; 6 – лазерный пучок; 7 – линзы; 8 – расщепляющие пучок клинья; 9 – фотопленка; 10 – тенеграмма; 11 – интерферограмма.

в порядке их чувствительности: первой – Микрат ВЭ, второй – Kodak DR и третьей – Kodak DEF. С учетом спектральных чувствительностей пленок и пропускания фильтра, а также подложек пленок и эмульсий, диапазон регистрируемых длин волн составлял 2.5–5 Å для первой пленки, 2.5–3.5 Å – для второй и 1–2 Å – для третьей. Использовался метод точечного проецирования, пространственное разрешение которого связано с размером области эмиссии и дифракцией рентгеновских лучей. Размер отдельной излучающей горячей точки не превышал 1–2 мкм, дифракционный предел составлял, в зависимости от длины волны, 2.5–5 мкм. Изображения оцифровывались с помощью слайд-сканера Nikon LS-2000, имевшего разрешение 2700 точек на дюйм (размер точки 9.4 мкм). С учетом геометрического увеличения это соответствовало разрешению 2.1 мкм. Тем самым, для второй

фотопленки, например, полное пространственное разрешение было не хуже 5 мкм. Временное разрешение определялось временем экспозиции – длительностью вспышки рентгеновского излучения, не превышавшей 50–100 пс. Вложенная в проволочку энергия находилась интегрированием мощности тока, прошедшего через проволочку до момента шунтирования [10].

Оптические и рентгеновские снимки разрядов для меди, серебра и золота приведены на рис.2, а для вольфрама – на рис.3. В оптике хорошо различаются три области: плотный, непрозрачный для лазера kern (на рисунках его диаметр превышает начальный размер проволочки в 10–30 раз в зависимости от материала, расширение идет со скоростями 0.1–0.5 мкм/нс [10]), а также слой пара толщиной 0.1–0.5 мм вокруг керна, далее переходящий в плазму (смена направлений сдвига полос на интерферограммах).

Непрозрачность керна нельзя объяснить простой рефракцией лазерного луча, вызванной большим градиентом показателя преломления и уходом луча из апертуры оптической системы. Интерференционные полосы на границе керна исчезают скачком, не сгущаясь, как это обычно бывает в прозрачной среде. Апертура оптической системы позволила наблюдать сдвиги на 5–7 полос. Заметим, что иногда полосы видны и на фоне керна, но это бывает лишь тогда, когда в проволочку удается вложить энергию, достаточную для ее полного испарения. Поэтому в нашем случае непрозрачность керна отвечает поглощению или рассеянию лазерного излучения в гетерогенной среде керна.

Структура керна и характер его неоднородностей выявляются с помощью рентгеновской радиографии. Глубина проникновения рентгеновского излучения определяется его жесткостью и материалом объекта, а ослабление падающего излучения пропорционально массе находящегося вдоль луча вещества и не зависит от его агрегатного состояния, будь то твердое тело, жидкость, газ или не слишком ионизованная плазма. Это позволяет получать значения интегральных по лучу плотностей, сравнивая поглощение рентгеновского излучения в веще-

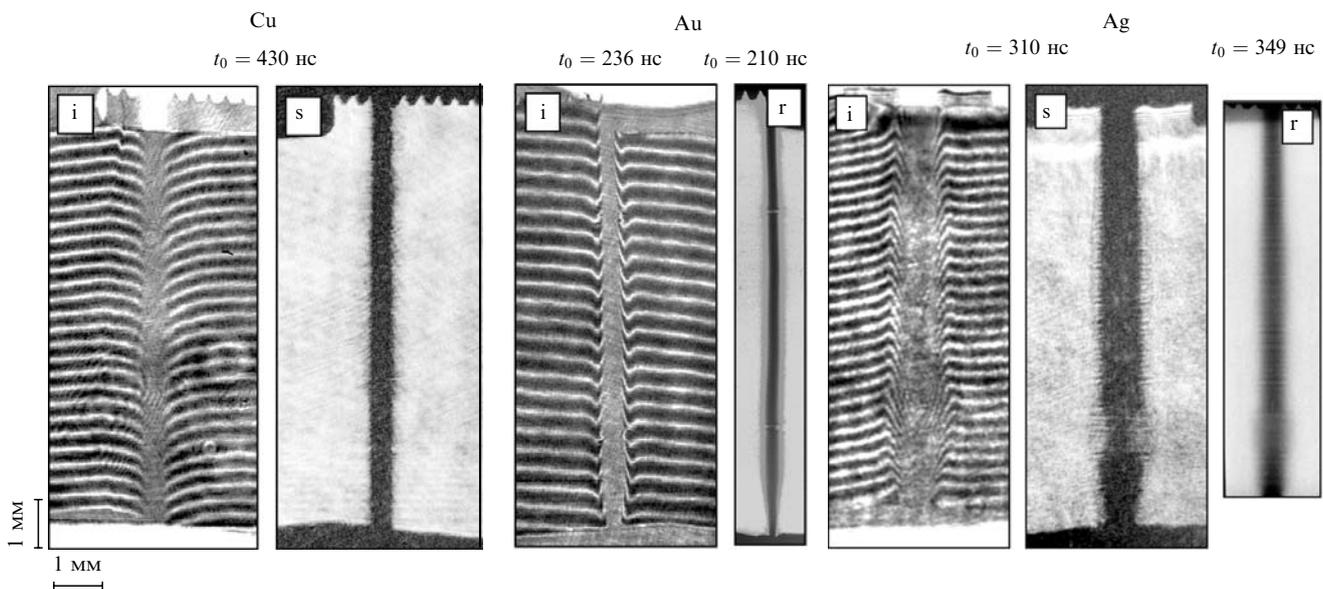


Рис.2. Оптические (интерферометрические (i) и теневые (s)) и рентгеновские (r) фотографии разрядов через проволочки из Cu (Ø25 мкм), Au (Ø20 мкм) и Ag (Ø25 мкм). Около фотографий указаны моменты экспозиции t_0 , отсчитываемые от момента возникновения тока. На интерферограммах видны положительные (вниз) и отрицательные (вверх) сдвиги полос, вызванные соответственно паром и плазмой.

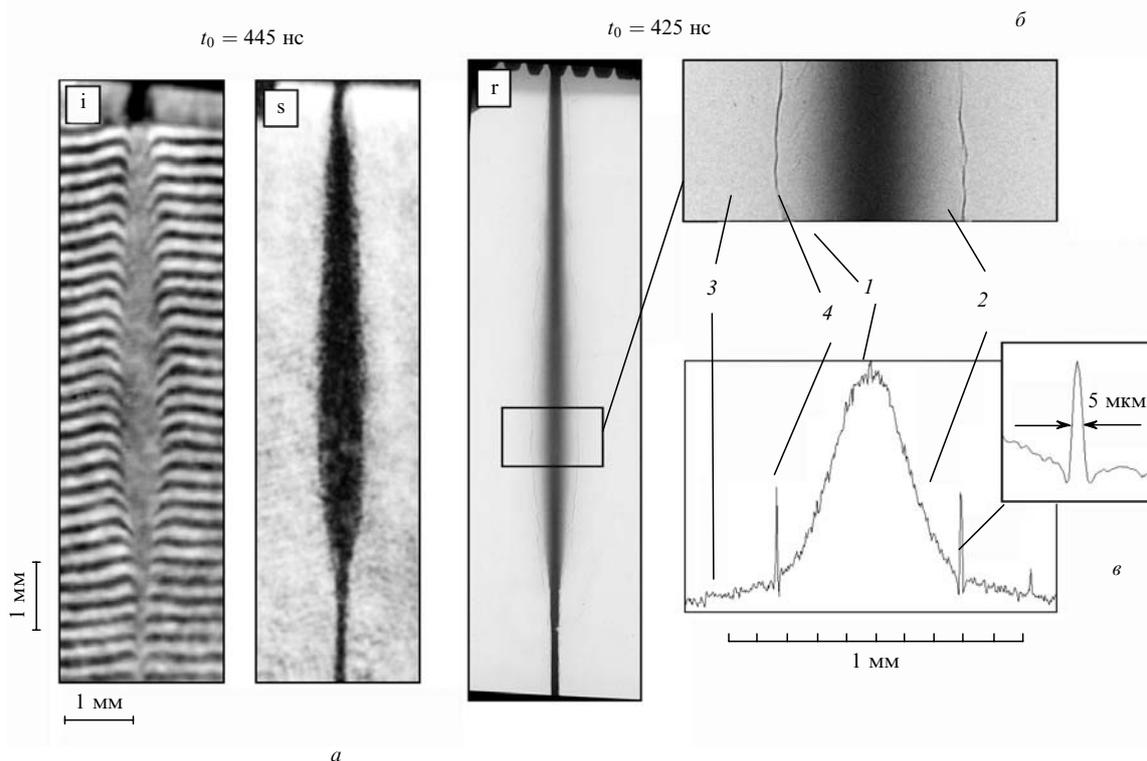


Рис.3. Оптические ($t_0 = 445$ нс) и рентгеновские ($t_0 = 425$ нс) снимки разрядов через вольфрамовые проволочки ($\varnothing 25$ мкм) в изолирующей оболочке (полиимид) (а). На увеличенном фрагменте (б) последнего снимка и представленной ниже денситограмме (е) видны область ядра 1, пара и капля 2 и плазмы 3, а также полиимидная пленка 4. Обозначения те же, что и на рис.2.

Табл.1.

Материал	Диаметр (мкм)	Вложенная энергия (мДж)	Энергия плавления (мДж)	Энергия испарения (мДж)	Вложенная энергия/энергия испарения
Cu	25	88–112	28	251	0.37–0.47
Au	25	76–112	20	138	0.55–0.61
Au	20	55–60	14	113	0.49–0.71
W	25 (+ 5 мкм изол.)	120–210	42	432	0.28–0.49

стве разряда с поглощением слоя того же металла заданной толщины [16]. Ступенчатые ослабители напылялись непосредственно на титановый фильтр, предохраняющий фотопленку. Диапазон чувствительности такого метода превышает два порядка, что соответствует толщинам металла при нормальных условиях (в зависимости от химического состава) от 0.01–0.05 до 2–10 мкм. Пересечение областей чувствительностей оптической и рентгеновской методик позволяет измерять также и такие параметры, как поляризуемость пара и ионизационное состояние плазмы.

На рентгеновских изображениях (рис.2, 3) плотный ядро на месте оптически непрозрачной области виден в окружении среды, плотность которой плавно спадает к прозрачной в видимом свете периферии. Оптически непрозрачный ядро несет основную долю массы взорванной проволочки. Значения вложенной в проволочки энергии, тепла плавления и испарения для обсуждаемых материалов (подробнее см. в [10]) приведены в табл.1. Из нее следует важное для дальнейшего обсуждения обстоятельство: введенная энергия существенно превышает теплоту плавления, но тем не менее ее хватает для транс-

формации в пар лишь части массы проволочки. Оставшаяся часть вещества должна быть жидкой. В пределе «взорванный» металл может образовать пену со средней плотностью 1%–10% от твердотельной (видимо, это и происходит в плотном ядре, где характерный размер ячеек пены не превышает 20–30 мкм, размер же пограничных пленок оказывается на пределе, или ниже, пространственного разрешения), либо облако капель со средней плотностью 0.1%–1% от той же величины.

Особый интерес вызывают образовавшиеся металлические капли. В начальной стадии процесса (при $t < 1$ мкс) их размер меньше пределов пространственного разрешения и на рис.2, 3 они не видны, но довольно резкая граница зоны непрозрачности говорит о немалой их доле. На более поздних стадиях разряда ($t > 1$ мкс), когда ток в постепенно расширяющемся ядре почти отсутствует, внутри ядра идут превращения жидких пленок в капли. На поздней стадии имеет место конденсация в капли и пара, охлаждающегося из-за расширения. Что же касается взаимодействия жидкой составляющей ядра с окружающим паром, обладающим малой теплопроводностью, и излучением, приходящим из плазменной ко-

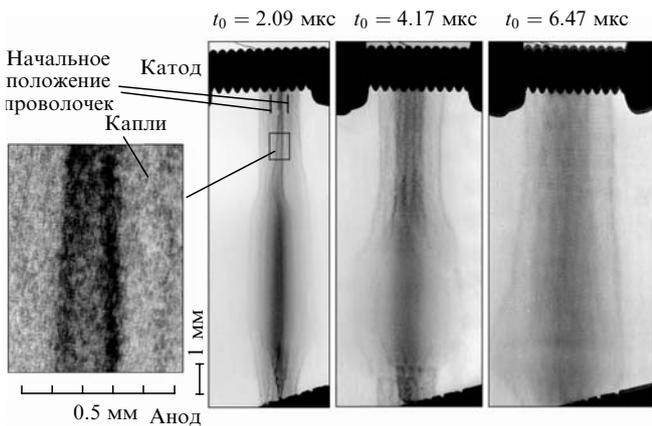


Рис.4. Рентгеновские снимки взорванных золотых проволоочек (∅20 мкм) в трех «выстрелах» в разные моменты времени.

роны, то они не могут существенно сказаться на судьбе капель. Известно [12], что даже в сильноточном разряде*, нагревающим корону до температур порядка 100 эВ, внутри нее еще долгое время сохраняется холодный и плотный kern. В наших же условиях, если воспользоваться данными [16] о поступлении в корону всего ~10% вещества, беннетовская оценка дает температуру короны всего порядка 1 эВ, поэтому нагрев керна короной крайне слаб, и по прошествии достаточного времени все вещество должно оказаться в паро-капельном состоянии. И наконец, испарение капель, даже в ситуации отсутствия равновесия жидкость – пар, не ведет к заметному уменьшению их размера, если только температура не достигнет сравнимого с критической значения. К тому же, неоднократно удавалось находить после «выстрела» множество мелких частичек «взорванного» металла. Все это свидетельствует о существовании конденсированной фазы до окончания разряда.

Образовавшиеся капли хорошо видны возле электродов (рис.4). Фурье-анализ изображений показывает, что

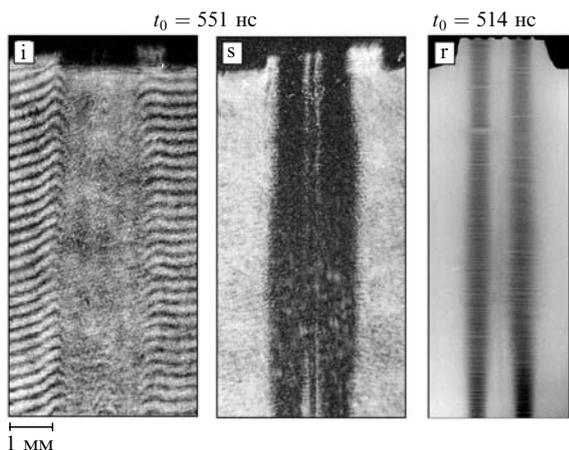


Рис.5. Фотографии столкновения встречных потоков расширяющейся плазмы при взрыве пары серебряных проволоочек (∅25 мкм). Обозначения те же, что и на рис.2.

*Именно для его моделирования были предприняты работы [10, 11]. Во всех рассматриваемых случаях имеет место один и тот же тип электронного взрыва проводника, так называемый быстрый, когда ввод джоулева тепла происходит быстрее не только развития магнитогидродинамической неустойчивости расплавленной проволоочки, но и более короткого процесса проникновения разреза к оси проволоочки.

их средний размер заключен в пределах 6–10 мкм, тогда как в центре диода он лишь слегка превышает характерный масштаб разрешения 3–5 мкм. Наглядно присутствие капель демонстрируется при взрыве двух параллельных проволоочек из золота: на рентгеновских изображениях (рис.4) четко видно, как остатки кернов проволоочек, расширяясь независимо, без всяких признаков взаимодействия, взаимно проникают друг в друга. Это свидетельствует о баллистическом характере движения капель и большой доли их в смеси. Иначе на рентгено- и интерферограммах было бы заметно уплотнение, порожденное столкновением двух встречно расширяющихся масс, как, например, при взрыве пары серебряных проволоочек (рис.5). Отметим, что серебро всегда оказывается близко к полному испарению.

3. Поглощение лазерного излучения и гидротепловая диссипация в плазме металлической капельно-паровой среды

Анализ данных, приведенных в разд.2, показывает возможность модельного описания среды, которая образуется при электрическом взрыве тонкой проволоочки в вакууме, в виде совокупности капель, находящихся в окружении пара. Отправным моментом можно считать аналогичию данных сред с исследованными ранее объемно-структурированными средами, принимая, однако, во внимание наличие пара.

Рассмотрим сначала эволюцию малоплотной компоненты среды при воздействии лазерного излучения. Из-за низкой начальной плотности ($10^{18} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$) роль пара в поглощении лазерного излучения невелика. Действительно, удельный коэффициент обратного тормозного поглощения света (в см^{-1}) составляет (см., напр., [5])

$$K_{ab} \approx 1.1 \times 10^7 \frac{\rho^2 \lambda^2}{T_e^{3/2}} \left(\frac{Z}{A} \right) Z, \tag{2}$$

где ρ – плотность плазмы (г/см^3); λ – длина волны (мкм); T_e – температура электронов плазмы (кэВ); Z и A – степень ионизации и атомный вес ионов плазмы. Рассмотрим нагрев паров металла с атомным весом $A = 100 - 200$ излучением лазера с $\lambda = 1.06$ мкм. При $\rho = 10^{-4} - 10^{-3} \text{ г/см}^3$ в ходе нагрева электронная температура плазмы может достигнуть $T_e \approx 1$ кэВ, что соответствует зарядам ионов $Z = 15 - 25$. Отсюда, согласно (2), легко получить значения коэффициента поглощения в диапазоне $10^{-3} - 10^{-2} \text{ см}^{-1}$, поэтому в такой среде с размером порядка 1 мм пар будет поглощать только 0.1%–1% энергии падающего света. В результате основное поглощение лазерного излучения будет происходить в плотных областях среды – сначала на каплях за счет резонансного механизма поглощения в скин-слое, а затем в плотных зонах столкновений плазменных потоков разлетающихся капель. Тем не менее, следует отметить, что хотя плотность пара и мала, общая его масса все же довольно велика и в реальных условиях эксперимента может быть сравнима с массой капель. Поэтому роль пара в переносе поглощаемой лазерной энергии может оказаться и не столь малой в полном энергетическом балансе: ведь отношением масс пара и капель можно управлять с помощью изменения задержки лазерного импульса в довольно широких пределах относительно взрыва проволоочки.

Перейдем теперь к анализу особенностей образования плазмы при лазерном нагреве плотных компонент

среды – капель металла. Из предыдущего раздела известно, что продукты взрыва проволоочки с радиусом $r_w = 10$ мкм за время разлета $t_{ex} > 1$ мкс заполняют объем цилиндра с радиусом $a = 1 - 3$ мм. В результате средняя плотность вещества снижается в $(a/r_w)^2$ раз от типичного для металлов значения $\rho_s = 10$ г/см³ до $\rho_a = 10^{-3}$ г/см³. Объемную плотность капель n_d и средний радиус ячеек среды r_c (половина расстояния между каплями) оценим по формулам

$$n_d \approx \frac{3X}{4\pi r_d^3} \left(\frac{r_w}{a} \right)^2, \quad (3)$$

$$r_c \approx r_d \left(\frac{a}{r_w} \right)^{2/3} X^{-1/3}, \quad (4)$$

где X – доля вещества капель, а r_d – их радиус. Положив $X = 0.8 - 0.9$, $r_d = 1 - 3$ мкм, $a/r_w = 100 - 300$, согласно (3) и (4) найдем, что $n_d = 5 \times 10^4 - 10^7$ см⁻³, $r_c = 30 - 100$ мкм.

Поглощение излучения лазера при взаимодействии с каплями происходит на глубине геометрической прозрачности среды. На первой стадии гомогенизации среды, когда идет первоначальное заполнение межкапельного пространства плазмой испаренных капель, можно считать, что глубина геометрической прозрачности представляет собой просто величину, обратную произведению площади сечения капли на плотность капель [3]:

$$L_0 = \frac{4}{3X} r_d \left(\frac{a}{r_w} \right)^2 \equiv \frac{4}{3} r_d \frac{\rho_s}{X \rho_a}. \quad (5)$$

Для приведенных выше параметров среды глубина геометрической прозрачности составляет 1 – 3 см. Она сравнима с продольным размером мишени и в 4 – 5 раз превышает поперечный размер мишени. Иными словами, в течение первой стадии гомогенизации следует ожидать почти 100 %-ного поглощения света при воздействии лазерного пучка вдоль оси разряда, тогда как при воздействии в направлении, поперечном к оси мишени, оно достигает 20 % – 25 %.

Длительность первой (быстрой) стадии гомогенизации оценим по отношению начального межкапельного расстояния к скорости фронта разлета вещества взорванных капель

$$t_1 = \frac{r_c}{v}. \quad (6)$$

Скорость разлета v близка к скорости звука, которую легко оценить по энергии лазерного излучения, поглощенной за время расширения

$$E = I t_1 \pi r_{las}^2 \quad (7)$$

и массе вещества в области геометрической прозрачности

$$M_s = \left(\frac{r_{las}}{r_d} \right)^2 \frac{4\pi}{3} r_d^3 \rho_s, \quad (8)$$

где r_{las} – радиус лазерного пучка; I – интенсивность лазерного импульса. Согласно этим соотношениям, средняя энергия на одну частицу (электрон или ион) составляет

$$E_p = \frac{1}{C_V(\gamma - 1)} \left(\frac{3 I r_c}{4 \rho_s r_d} \right)^{2/3}. \quad (9)$$

где $C_V = (Z + 1)/(\gamma - 1) A m_p$ – удельная теплоемкость (температура выражена в энергетических единицах); γ – показатель адиабаты; m_p – масса протона. Тогда

$$t_1 = r_c \left(\frac{3 I}{4 \rho_s} \right)^{-1/3} \left(\frac{r_d}{r_c} \right)^{1/3}. \quad (10)$$

При $I = 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² для среды с параметрами, представленными выше, $E_p = 1.5 - 6$ кэВ, а время первой, быстрой, стадии гомогенизации составляет 300 – 600 пс.

Длительность второй, медленной, заключительной стадии гомогенизации, которая в конечном итоге и приводит к формированию однородного распределения плотности плазмы, определяется скоростью вязкой диссипации энергии сталкивающихся плазменных потоков и ударных волн [6, 17]. Скорость увеличения размера области гомогенизированного вещества по порядку величины есть отношение длины ион-ионных столкновений ко времени прохождения ударной волной межкапельного расстояния, и, следовательно, длительность заключительной стадии гомогенизации составляет [6, 17]

$$t_2 = \frac{r_c^2}{\lambda_{ii} V_s},$$

где λ_{ii} – длина пробега для ион-ионных столкновений; V_s – скорость ударной волны. Точный расчет длительности (в секундах) заключительной стадии гомогенизации объемно-структурированного вещества с твердыми элементами сферической формы, выполненный в [17], дает следующий результат:

$$t_2 \approx 10^{-3} \frac{\rho_a r_c^2 Z^{5/2}}{T^{5/2}} \left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} \quad (11)$$

(здесь ρ_a измеряется в г/см³, r_c – в см, температура T – в кэВ).

Быстрый рост длительности заключительной стадии гомогенизации с ростом Z значительно повышает время существования неравновесной плазмы металлической капельно-паровой среды по сравнению со случаем пористых сред легких элементов. Для интересующей нас плазмы с $r_c = 30 - 100$ мкм и $\rho_a = 10^{-3} - 10^{-2}$ г/см³ при температуре 1 кэВ (ей соответствует степень ионизации, равная 15 – 20) длительность заключительной стадии гомогенизации, согласно (11), составляет 10 – 50 нс, тогда как для пористого полистирола или агар-агара при тех же параметрах она равна 1 – 5 нс.

В процессе гомогенизации столкновения плазменных потоков и ударных волн порождают стохастические по времени и пространству области высокоплотной плазмы с температурой ионов, значительно превышающей температуру электронов. Согласно расчетам [17], средние размеры таких областей и плотности плазмы в них составляют

$$r_p = \frac{r_c}{(1 + \beta)^{3/2\beta}} \quad \text{и} \quad \rho_d = (1 + \beta)^{9/2\beta} \rho_a, \quad (12)$$

где $\beta = 3(\gamma - 1)(v + 1)/2$ – отношение кинетической и тепловой энергии при изотермическом разлете заданной

массы вещества [18], а значения $\nu = 0, 1, 2$ соответствуют плоскому, цилиндрическому и сферическому разлету.

При сферическом разлете, полагая $\gamma = 5/3$, находим $r_p = r_c/2$ и $\rho_d = 8\rho_a$. Размер областей плотной неравновесной плазмы составляет примерно половину межкапельного расстояния и плотность плазмы в этих областях примерно на порядок превышает среднюю плотность. По мере гомогенизации плазмы длина геометрической прозрачности уменьшается вследствие увеличения размера плотных областей вещества. Среднюю за время гомогенизации длину геометрической прозрачности можно рассчитать по среднему размеру плотных областей

$$L_g = \frac{4}{3} r_d \frac{\rho_s}{r_p X \rho_a}.$$

Отсюда, используя (12), получаем

$$L_g = \frac{8}{3} r_d \left(\frac{\rho_s}{X \rho_a} \right)^{1/3}. \quad (13)$$

Сравнение (13) и (1) показывает важность геометрического фактора структуры: длина геометрической прозрачности частично гомогенизированной плазмы объемно-структурированного вещества с капельной структурой зависит от отношения плотностей ρ_s/ρ_a слабее, чем в веществе с волокнистой структурой. Вследствие этого длина геометрической прозрачности в течение длительного процесса заключительной стадии гомогенизации оказывается значительно (в $(\rho_s/\rho_a)^{2/3}/2$ раз) меньше своего начального значения. Так, для отношения $\rho_s/\rho_a = 10^4$ и радиуса капли $r_d = 1 - 3$ мкм она равна 100–300 мкм.

Из результатов расчета длины геометрической прозрачности следуют важные выводы о характере и эффективности поглощения лазерного излучения в пористой среде, образующейся при электрическом взрыве тонких проводников. На начальной стадии гомогенизации глубина геометрической прозрачности велика и сравнима с длиной обратного тормозного поглощения света в плазме с докритической плотностью $10^{-4} - 10^{-3}$ г/см³, причем любая из этих длин примерно на порядок превышает поперечный размер мишени, поэтому поглощение света происходит как в докритической плазме пара и испаренного вещества капель (обратный тормозной механизм), так и в неиспаренных частях капель (резонансный механизм), но общая эффективность поглощения невелика.

Таким образом, для лазерных импульсов с длительностью короче времени начальной стадии гомогенизации 300–600 пс эффективность поглощения излучения не превышает 10%–20%. Глубина геометрической прозрачности частично гомогенизированной плазмы в 100 раз меньше, чем длина обратного тормозного поглощения света в плазме с докритической плотностью, и в 10 раз меньше поперечного размера мишени. Поэтому для лазерных импульсов с длительностью, превышающей время начальной стадии гомогенизации, но меньшей, чем длительность заключительной стадии гомогенизации (10–50 нс), поглощение излучения происходит объемно на глубине геометрической прозрачности частично гомогенизированной плазмы (см. (13)), и эффективность поглощения близка к 100%.

Из-за осцилляций плотности частично гомогенизированной плазмы даже для пористого вещества со сверхкритической плотностью возможно существование обла-

стей докритической плотности. Как и в случае пористых сред легких элементов, это является предпосылкой высокой эффективности объемного поглощения лазерного излучения в металлической капельно-паровой среде со сверхкритической средней плотностью, достигающей значений, на порядок превышающих критическую плотность.

Столкновения плазменных потоков и ударных волн, сопровождающиеся гидротепловой диссипацией, являются причиной неравновесного состояния частично гомогенизированной лазерной плазмы пористых сред. При разлете плотных частиц пористого вещества большая часть энергии, которая первоначально содержится в виде тепловой энергии электронов, преобразуется в кинетическую энергию ионов. Как уже отмечалось, при изотермическом разлете сферической частицы отношение кинетической и тепловой энергий $E_h/E_T = 3$. При столкновении гидродинамических потоков происходит, наоборот, преобразование кинетической энергии в тепловую. Время релаксации энергии между электронами и ионами значительно превышает время релаксации ионов. Поэтому в процессе гидротепловой диссипации при столкновении плазменных потоков энергия гидродинамического движения переходит в тепловую энергию ионов и лишь после этого происходит передача энергии от ионов электронам плазмы.

Расчет, выполненный в [3] для пористого вещества легких элементов, показал значительное различие обсуждаемых времен релаксации. Для агар-агара со средней плотностью 10^{-3} г/см³ ион-ионное время релаксации составило 28 пс, а электрон-ионное – 640 пс. Причем первое значительно меньше периода столкновений (100–200 пс), а второе – значительно больше него, что и является причиной образования неравновесной плазмы с преимущественным нагревом ионной компоненты. Для плазмы металлической капельно-паровой среды следует ожидать еще большую разницу времен релаксации за счет увеличения времени релаксации электронов с более тяжелыми ионами.

Итак, считая, что в результате разлета сферических капель 3/4 энергии поступает в энергию гидродинамического движения ионов, а 1/4 – в тепловую энергию электронов и ионов, для средней кинетической энергии гидродинамического движения ионов E_h и температуры частиц плазмы T_0 в момент столкновения плазменных потоков имеем:

$$E_h = \frac{3}{4} (Z + 1) E_p, \quad (14)$$

$$T_0 = \frac{1}{4} (\gamma - 1) E_p. \quad (15)$$

Здесь E_p задается выражением (9). Времена ион-ионной и электрон-ионной релаксации τ_{iiE} и τ_{eiE} выражаются через время электрон-ионных столкновений

$$\tau_{ei} = 3.4 \times 10^{-15} \frac{T_e^{3/2} A}{\rho Z^2}, \quad (16)$$

где применительно к рассматриваемой задаче под температурой T_e и плотностью плазмы ρ надо понимать их значения в момент столкновения, соответственно T_0 и $8\rho_a$ (см. (12) и (15)).

С учетом (14) и (15) имеем

$$\tau_{eiE} = \left(\frac{m_i}{2m_e} \right) \tau_{ei} \approx 9 \times 10^2 A \tau_{ei}, \quad (17)$$

$$\tau_{iiE} = \frac{2^{1/2}}{Z^2} \left(\frac{m_i}{m_e} \right)^{1/2} \left(\frac{E_h}{T_e} \right)^{3/2} \tau_{ei} \approx 3 \times 10^2 \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/2} \tau_{ei}, \quad (18)$$

где $m_{e,i}$ – масса электронов и ионов соответственно. Отсюда

$$\frac{\tau_{iiE}}{\tau_{eiE}} = \frac{1}{3} \frac{1}{A} \left(\frac{A}{Z} \right)^{1/2}.$$

Последнее отношение наглядно иллюстрирует рост превышения электрон-ионного времени над ион-ионным временем с увеличением атомного веса иона. Расчет времен релаксации для $E_p = 1$ кэВ (что соответствует $I = 10^{14}$ Вт/см²), $\rho_a = 10^{-3}$ г/см³ и $Z = 15 - 20$ дает следующие результаты: $\tau_{eiE} = 4000$ пс, $\tau_{iiE} = 20$ пс. Ион-ионное время значительно меньше, а электрон-ионное, наоборот, значительно больше периода столкновений потоков плазмы (300 – 600 пс). Поэтому в течение обеих стадий гомогенизации плазма металлической капельно-паровой среды будет находиться в неравновесном состоянии с температурой ионов $T_i = (\gamma - 1)(1 + 3Z/4)E_p$, соответствующей суммарной тепловой и гидродинамической энергии ионов в момент столкновения потоков, и температурой электронов $T_e = (\gamma - 1)E_p/4$. Для $I = 10^{14}$ Вт/см² температуры составляют $T_i = 8 - 12$ кэВ и $T_e = 0.2 - 0.3$ кэВ.

На эффекте длительного существования неравновесной плазмы пористых сред с преимущественным нагревом ионной компоненты основано предложение создания мощного источника нейтронов с интенсивностью 10^9 ДТ-нейтронов или 10^6 DD-нейтронов на джоуль вложенной лазерной энергии [2]. В случае образующейся при электрическом взрыве тонкого проводника плазмы создание такого источника может быть основано на использовании в качестве материала взрывающейся проволоки металлов, способных эффективно адсорбировать дейтерий или тритий (таких как палладий или платина). В зависимости от массового содержания ионов дейтерия или трития в материале проводника температура ионов неравновесной плазмы, образующейся при воздействии лазерного импульса,

$$T_i = \frac{(\gamma - 1)\bar{E}_p}{4} \left[1 + 3(Z_m + 1) \left(\frac{A_f \mu_m}{A_m \mu_f} + \frac{Z_f + 1}{Z_m + 1} \right) \times \left(\frac{A_f \mu_m}{A_m \mu_f} + 1 \right)^{-1} \right], \quad (19)$$

где $A_{m,f}$, $Z_{m,f}$, $\mu_{m,f}$ – соответственно атомный вес, степень ионизации и массовое содержание ионов металла или ионов легких элементов; \bar{E}_p – средняя энергия на частицу,

$$\bar{E}_p = \frac{1}{(\gamma - 1)\tilde{C}_V} \left[\frac{3}{4} \frac{I}{\rho_m(1 + \mu_f/\mu_m)} \frac{r_c}{r_d} \right]^{2/3}; \quad (20)$$

ρ_m – плотность металла; \tilde{C}_V – удельная теплоемкость композиционной среды,

$$\tilde{C}_V = \left[(Z_m + 1) + (Z_f + 1) \frac{A_m \mu_f}{A_f \mu_m} \right] [(\gamma - 1)A_m m_p]^{-1}.$$

Заметим, что в пределе $\mu_f \rightarrow 0$ формула (19) переходит в $T_i = (\gamma - 1)(1 + 3Z/4)E_p$.

С ростом относительного содержания легких ядер температура ионов падает, однако при воздействии ла-

зерного импульса с $I = 10^{15}$ Вт/см² температура ионов на уровне термоядерных значений может быть достигнута для металлов с достаточно высоким содержанием легких ядер. Например, для дейтерийсодержащего палладия ($A = 106$, $Z_a = 46$) при равном массовом содержании ядер обоих элементов $\mu_D = \mu_{Pd}$ при $T = 10^{14}$ Вт/см² температура ядер дейтерия, согласно (20), при $Z = 15$ составляет всего лишь 2 кэВ, но при интенсивности 10^{15} Вт/см² – уже 8 – 10 кэВ.

4. Перенос энергии в лазерной плазме металлической капельно-паровой среды

В отличие от плазмы пористых сред легких элементов с пустым пространством ячеек, в плазме металлической капельно-паровой среды, где межкапельное пространство заполнено паром, имеются предпосылки для эффективного действия всех видов переноса энергии, включая радиационный механизм и электронную теплопроводность. Характерный градиент температуры для оценки роли электронной теплопроводности в плазме пористой среды определяется по изменению температуры на межкапельном расстоянии r_c . Для скорости волны электронной теплопроводности в этом случае получаем

$$V_k = \frac{\kappa_0 T^{7/2}}{C_V \rho r_c},$$

где $\kappa_0 \approx 10^{19}/Z$ – коэффициент, характеризующий электронную теплопроводность (см., напр., [1]). Для плазмы межкапельного пара с параметрами $T = 0.5 - 1$ кэВ, $\rho = 10^{-3} - 10^{-2}$ г/см³ и $Z = 10 - 15$ значения V_k оказываются в диапазоне $10^7 - 10^8$ см/с, что превышает скорость звука. Это означает, что если в плазме пористых сред с пустым пространством ячеек волна электронной теплопроводности может появиться лишь вслед за фронтом гидродинамических возмущений (что и обеспечивает образование свободных электронов в объеме ячеек), то в рассматриваемой среде с паром в пространстве между каплями имеет место самостоятельный механизм электронной теплопроводности. Последний оказывается даже более значимым, чем гидродинамический перенос энергии.

Качественный анализ особенностей радиационного переноса энергии проведем, используя приближенные аналитические зависимости для росселандовых пробегов излучения. Для плазмы ряда металлов они имеются, например, в [19, 20]. Так, росселандов пробег (в см) в плазме золота составляет [19]

$$\lambda_R = 10^{-2} \frac{T^{2.5}}{\rho^{1.5}}$$

(T измеряется в кэВ, ρ – в г/см³). Сравнивая росселандов пробег с меньшим из размеров среды – поперечным размером, равным $a = (1 - 3) \times 10^{-1}$ см, – легко получить, что волна лучистой теплопроводности формируется при условии равновесности излучения ($\lambda_R \ll a$), которое для плазмы золота выполняется при

$$\rho > (0.1 - 0.2) T^{5/3}. \quad (21)$$

Кроме того, понятно, что именно при выполнении условия равновесности излучения можно ожидать высокой степени конверсии поглощенной энергии лазерного излучения в энергию мягкого рентгеновского излучения. Для импульсной плазмы еще одним условием высокой

степени конверсии вложенной в плазму энергии в энергию собственного излучения является малость потерь энергии на гидродинамическое движение вещества по сравнению с интенсивностью процессов излучения. Это условие выполняется тем лучше, чем более протяженна плазма [19]. Как показано в [4], для малоплотной плазмы металлов условие низких затрат энергии на гидродинамическое движение выполняется как раз на тех масштабах, что соответствуют типичному поперечному размеру плазмы электрического взрыва тонкого проводника $a = 0.1 - 0.3$ см. Приведем как пример параметры малоплотной плазмы золота при $a \geq 0.1 - 0.3$ см, которые соответствуют эффективному переносу энергии лучистой теплопроводностью и высокой (близкой к 100 %) эффективности конверсии энергии лазерного излучения в энергию мягкого рентгеновского излучения: при температуре $T = 0.5$ кэВ плотность плазмы должна превышать $0.03 - 0.06$ г/см³, а при $T = 0.2$ кэВ требуется $\rho > 0.007 - 0.014$ г/см³. Аналогичный анализ для плазмы меди [20], где

$$\lambda_R = 3.2 \times 10^{-2} \frac{T^{2.77}}{\rho^{1.72}},$$

дает такие результаты: $T = 0.5$ кэВ, $\rho > 0.05 - 0.1$ г/см³, а при $T = 0.2$ кэВ необходимо $\rho > 0.01 - 0.02$ г/см³.

Приведенные оценки показывают, что металлическая капельно-паровая среда, возникающая при электрическом взрыве тонкого проводника, представляет собой мишень, которая по всем параметрам удовлетворяет требованиям создания мощного импульсного источника мягкого рентгеновского излучения.

5. Заключение

Металлическая капельно-паровая среда, образующаяся при электрическом взрыве тонкого проводника, представляет собой интересный объект исследования с точки зрения создания неравновесной плазмы металлов при воздействии на такую среду мощного лазерного импульса интенсивностью $10^{14} - 10^{15}$ Вт/см². Из-за высокого заряда ионов степень неравновесности плазмы таких сред оказывается значительно более высокой по сравнению с лазерной плазмой пористых сред легких элементов. Так, время полной гомогенизации плазмы металлической капельно-паровой среды составляет несколько десятков наносекунд. Образующиеся стохастически и существующие в течение нескольких сотен пикосекунд области плотной плазмы с преобладающим нагревом ионов характеризуются значительным различием ионных и электронных температур: $T_i = 10 - 30$ кэВ при $T_e = 0.3 - 0.6$ кэВ.

При воздействии лазерного импульса с $I = 10^{14} - 10^{15}$ Вт/см² на пористую металлическую среду, образующуюся при электрическом взрыве тонкого проводника, может быть достигнута близкая к полной конверсия энергии лазерного излучения в энергию мягкого рентгеновского излучения. При использовании в качестве материала взрываемого проводника металла с адсорбированными внутри него ядрами дейтерия и трития может быть создан мощный источник термоядерных нейтронов при

воздействии лазерного импульса интенсивностью порядка 10^{15} Вт/см².

Важно отметить, что средняя плотность капельно-паровой среды, образованной при взрыве проволочек, может находиться в весьма широких пределах. Она легко понижается путем выбора надлежащего времени разлета по окончании импульса тока. В частности, можно преодолеть ограничение по плотности среды (0.1 г/см³), вызванное необходимостью обеспечения жесткости пористых металлических сред с открытыми порами, возникающей при их приготовлении методом вспенивания. Отсутствуют здесь и технологические трудности изготовления искусственных волоконистых сред из тонких металлических нитей (требования к толщинам взрывааемых проволочек мягче). Получению высоких ионных температур при использовании капельно-паровой среды не мешает также и присутствие паров металла в межкапельном пространстве, поскольку, как показано в настоящей работе, лазерный луч будет взаимодействовать в основном с веществом капель. Все это позволяет надеяться на целесообразность применения предлагаемого метода.

Работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ № 2151.

1. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *ЖЭТФ*, **106**, 548 (1995).
2. Гуськов С.Ю., Змитренко Н.В., Розанов В.Б. *Письма в ЖЭТФ*, **66** (8), 521 (1997).
3. Гуськов С.Ю., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **24** (8), 715 (1997).
4. Гуськов С.Ю., Меркульев Ю.А. *Квантовая электроника*, **31** (4), 311 (2001).
5. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **111**, 903 (1997).
6. Бугров А.Э., Бурдонский И.Н., Гаврилов В.В. и др. *ЖЭТФ*, **115**, 805 (1999).
7. Caruso A., Gus'kov S.Yu., Demchenko N.N., et al. *J. Rus. Las. Res.*, **18**, 464 (1997).
8. Гуськов С.Ю., Карузо А., Розанов В.Б., Странгио К. *Квантовая электроника*, **30** (3), 191 (2000).
9. Ditmire T., Donnelly T., Rubenchik A.M., et al. *Phys. Rev. A*, **53**, 3379 (1996).
10. Sinars D.B., Min Hu, Chandler K.M., et al. *Phys. Plasmas*, **8**, 216 (2001).
11. Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., et al. *Phys. Plasmas*, **7**, 429 (2000).
12. Пикуз С.А., Иваненков Г.В., Шелковенко Т.А., Хаммер Д.А. *Письма в ЖЭТФ*, **69**, 349 (1999).
13. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 4313 (1999).
14. Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Mingaleev A.R., Hammer D.A. *Rev. Sci. Instr.*, **70**, 667 (1999); Shelkovenko T.A., Sinars D.B., Pikuz S.A., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 667 (2001).
15. Pikuz S.A., Romanova V.M., Baryshnikov N.V., et al. *Rev. Sci. Instr.*, **72**, 1098 (2001).
16. Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Mingaleev A.R., Hammer D.A., Neves H.P. *Phys. Plasmas*, **6**, 4272 (1999).
17. Gus'kov S.Yu. Preprint FIAN (49), 1999.
18. Имшенник В.С. *ДАН СССР*, **131**, 1287 (1960).
19. Вергунова Г.А., Розанов В.Б. *Квантовая электроника*, **19** (3), 263 (1992).
20. Minguez E., Munoz R., Ruiz R., et al. *Laser and Particle Beams*, **17** (4), 799 (1999).