_____ ДИАГНОСТИКА __ ПЛАЗМЫ

УДК 533.9.082.5

НАБЛЮДЕНИЕ ЭФФЕКТОВ РАССЕЯНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПРОДУКТАХ ВЗРЫВА ТОНКИХ МОЛИБДЕНОВЫХ ПРОВОЛОЧЕК

© 2022 г. В. М. Романова^{*a*, *}, И. Н. Тиликин^{*a*}, А. Е. Тер-Оганесьян^{*a*}, А. Р. Мингалеев^{*a*}, Т. А. Шелковенко^{*a*}, А. И. Хирьянова^{*a*}, С. А. Пикуз^{*a*}

^а Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия *e-mail: vmr@inbox.ru Поступила в редакцию 14.09.2021 г.

После доработки 01.10.2021 г. Принята к публикации 05.10.2021 г.

Представлены результаты лазерного зондирования продуктов электрического взрыва тонких молибденовых проволочек в воздухе (20 кВ, 10 кА, 350 нс). Теневые и интерферометрические изображения разрядного промежутка фиксировались в один и тот же момент времени с помощью зондирующего излучения на двух длинах волн ($\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм). Сопоставление изображений показывает, что на достаточно поздней стадии расширения (микросекунда и более после начала тока) увеличение длины волны зондирования приводит к существенному возрастанию прозрачности так называемого керна – наиболее долгоживущих и относительно плотных остатков вещества проволочки. Этот факт хорошо объясняется, если принять во внимание, что вещество керна в значительной степени состоит из малых, порядка ста нанометров, частиц, рассеяние на которых подчиняется рэлеевской зависимости от длины волны ($\sim\lambda^{-4}$). Приведенные материалы показывают, что в исследованиях по ЭВП фактор рассеяния должен обязательно приниматься в расчет при анализе данных теневого и интерферометрического зондирования.

Ключевые слова: электрический взрыв проводников, лазерное зондирование, рэлеевское рассеяние, конденсированное вещество, фазовые переходы

DOI: 10.31857/S0367292122020135

1. ВВЕДЕНИЕ

Начало современного этапа изучения электрического взрыва тонких проволочек (ЭВП) можно отнести к середине прошлого столетия. Материалы прошедших тогда четырех конференций [1]. обобщивших результаты этих исследований, содержат работы практически по всем направлениям ЭВП, многие из которых продолжают успешно развиваться. В тот классический период были заложены основы представлений о физике взрыва проволочек, работающие по сей день, однако окончательной ясности в картине происходящих при ЭВП процессов по-прежнему нет. Из-за чрезвычайной сложности физики быстрого нагрева металла соответствующая теория до сих пор не создана, а интерпретация экспериментальных данных постоянно наталкивается на трудности. Происходящие в момент взрыва фазовые переходы охватывают термодинамическую область всех метастабильных и лабильных состояний в окрестности критической точки, при этом в разных частях нагрузки могут одновременно протекать разные процессы. Хотя традиционно их принято связывать почти исключительно с быстрым

испарением металла и с последующим пробоем образовавшегося пара, уже в ранних работах по ЭВП встречаются свидетельства более сложного поведения вещества. Таковы, например, наблюдения продуктов взрыва проволочки в виде плотной (по всей вероятности, жидкой) оболочки полого керна, погруженного в паровое окружение [2], а также в виде пенообразной смеси металлических пузырей и жидкого металла [3].

В конце 1990-х годов было установлено, что продукты взрыва обладают структурой "корона– керн" – с плазменно-паровой наружной и пенообразной внутренней областями [4, 5]. Возникновение этих двух резко несхожих фазовых состояний подробно обсуждается в работе [6]. Качественный анализ происхождения и дальнейшей эволюции продуктов ЭВП позволяет связать их с различными типами взрыва – соответственно, фазового [7, 8] и кавитационного [9, 10]. Первый из них (так называемый фазовый) протекает во внешней части проводника, где важно влияние магнитного давления на термодинамику испарения, тогда как кавитационный – во внутренней области проволочки, там, где замагниченность

электронов невозможна. Не вдаваясь в подробности рассмотрения этих сценариев, отметим, что в итоге оба они обосновывают содержание в продуктах фазовых переходов значительного количества фрагментов конденсированного вещества. В зависимости от типа перехода оно различается по своим свойствам: фазовый взрыв приводит к образованию малых жидких металлических капель, а кавитационный – диэлектрических, с небольшой примесью заряженных, частиц. В последнем случае переход металл-диэлектрик происходит в ходе быстрого расширения вещества, взрывающегося по этому типу. Мелкие капли, порождаемые в приосевой области проволочки, продолжая свое движение, проникают далеко в глубину окружающего пара; в результате в нем происходит перемешивание капель разного происхождения. Разработка более подробной модели требует конкретных знаний о локальных (не усредненных по сечению проволочки) параметрах вещества, находящегося в процессе быстрого нагрева и распространения по нему волны разгрузки – сначала к оси проводника, а затем отраженной от оси к поверхности. Отсутствие необходимых экспериментальных данных не позволяет в настоящее время получить надежную теоретическую оценку размера и состояния вещества капель, однако само их наличие в продуктах взрыва проволочек представляется более чем вероятным – причем, что важно, для широкого диапазона значений энерговклада, включая близкие к энергии атомизации и даже превышающие ее. Частички конденсированного вещества в принципе могут иметь микронный, субмикронный, а также значительно меньший размер – от десятков нанометров до нескольких ангстремов (то, что именуется наночастицами). Неизбежность появления конденсированной материи в родственной ситуации фазовых переходов при распространении ударных волн обсуждалась еще в книге Зельдовича и Райзера [11], а получение нанопорошков методом взрыва тонких проводников является предметом одной из наиболее активно развиваемых сейчас прикладных областей электрофизики [12-14]. В эксперименте присутствие капель было наглядно продемонстрировано в работе [15]: на рентгеновском изображении взрыва двух параллельных золотых проволочек видно, что керны, расширяясь, без всякого взаимодействия проходят сквозь друг друга, что говорит о большой доле капель в смеси и о баллистическом характере их движения.

Тем самым можно констатировать, что в продуктах взрыва тонких проволочек (как в плотной среде, так и в вакууме) следует ожидать присутствия, наряду с паром, вещества в виде жидких капель и микрокапель, твердых микрочастиц, а также пены. Однако экспериментально наблюдать отдельные капли или частички практически

невозможно – не только на наиболее ранней, весьма кратковременной стадии собственно взрыва, но даже в процессе последующего за ним относительно длительного разлета вещества. Этому препятствуют технические реалии сильноточных экспериментов, малость размеров и времени существования объекта, а также в целом сложность реализации оптического фотографирования микрообъектов в динамике и с предельно достижимым разрешением. В нанопорошковых исследованиях для определения размеров и формы образовавшихся частиц используется высокоразрешающая оптика (электронные, сканирующие и туннельные микроскопы). Однако подобные измерения производятся в стационарных условиях, причем спустя значительное время после завершения всех активных процессов, и они не могут предоставить однозначную информацию о физике самого взрыва, т.е. о свойствах продуктов фазовой трансформации на стадии вложения энергии и разлета вещества. Обычное же лазерное зондирование, стандартно применяемое в экспериментах по ЭВП, редко имеет пространственное разрешение лучше 20 мкм (хотя существуют отдельные исключения - например, в работе [16] получены изображения десятимикронного плазменного объекта с разрешением 3 мкм, что довольно близко к дифракционному пределу используемой оптики). Чтобы "разглядеть" более мелкие объекты, приходится применять рентгенографию – например, с Х-пинчем в качестве источника просвечивающего излучения [17]. Эта диагностика способна обеспечить в мягком рентгеновском диапазоне пространственное разрешение порядка 1 мкм, и именно с ее помощью впервые удалось увидеть фрагментированность продуктов ЭВП и зафиксировать, в частности, гетерогенность вещества керна [5]. Однако данная методика применима только в условиях вакуума, а кроме того, она не может считаться широкодоступной, поскольку требует использования сильноточных генераторов со скоростью нарастания тока не меньше 1 кА/нс, что само по себе является сложной технической задачей.

Мелкодисперсные продукты взрыва можно, тем не менее, обнаружить непосредственно в ходе их адиабатического расширения и методами обычного лазерного зондирования. Более того, лазерные изображения, свидетельствующие о присутствии малых (≤1 мкм) частиц вещества, иногда публикуются в литературе по ЭВП – но, как правило, их не трактуют в нужном ключе. Дело в том, что основным механизмом ослабления просвечивающего излучения считается его поглощение в продуктах взрыва или рефракция на границах плотности. Во всяком случае, по отношению к так называемому "плотному керну" подобная интерпретация обычно принимается без доказательств. Однако в процессе взрывного разлета вещества его плотность неизбежно и резко падает, поэтому, начиная примерно с десятикратного расширения проволочки, эффективность обоих вышеуказанных процессов ничтожна. Как было впервые показано в работе [18], среди реальных факторов, отвечающих за формирование лазерного изображения, наиболее существенным является эффект рассеяния света при его прохождении через среду, содержащую конгломерат малых (размером менее 1 микрона) частичек вещества.

Ослабление падающего на рассеивающие центры излучения описывается законом Бугера

$$I = I_0 \exp(-n\sigma_0 L), \tag{1}$$

где n — среднее количество капель в единице объема, σ_0 — сечение рассеяния на одной частице и L — длина пути света в веществе. Сечение рассеяния для излучения с длиной волны λ на сферической капле диаметром $a \leq \lambda$ составляет

$$\sigma_0 \approx 4/3 (2\pi)^5 a^6 / \lambda^4 \tag{2}$$

(см., например, [19]).

При высокой концентрации капель подходяшего размера эффект ослабления излучения с данной длиной волны может стать весьма значительным даже в случае сильного расширения материала проволочки. В частности, это было продемонстрировано в экспериментах по взрыву в вакууме проволочек из золота [20]. Тогда как все прочие причины ослабления (экстинкции) проходящего излучения – рефракция на границах объекта, поглощение света паровой составляющей продуктов взрыва, поглощение свободными электронами, а также другие, в том числе классическое молекулярное рассеяние на флуктуациях пара – при уменьшении средней плотности вещества очень быстро становятся крайне незначительными [18]. Логично предположить, что в этом случае формирование полученных теневых изображений происходит именно за счет рассеяния света при прохождении им капельно-паровой взвеси, содержащей частички конденсированного вещества соответствующего размера. В формировании подобных изображений, как это следует из (2), существенную роль играет сильная (в четвертой степени) рэлеевская зависимость сечения рассеяния от частоты зондирования. А именно, с ростом длины волны доля прошедшего без рассеяния света будет резко возрастать - то есть в случае мелкодисперсной среды переход к большим длинам волн должен приводить к ее "просветлению". Теневые изображения объектов иной природы (жидкой оболочки керна или же чисто газовой/паровой составляющей) зависеть от длины волны либо вообще не должны, либо – в области, занятой плазмой – давать, наоборот, обратный эффект, поскольку сечение поглощения света

свободными электронами пропорционально длине волны [11]. Тем самым, сопоставляя изображения, полученные в излучении разных длин волн, можно попытаться разделить области, занятые веществом, находящимся в разном фазовом состоянии.

Мелкодисперсная среда способна оказывать существенное влияние и на результаты интерферометрических измерений. Многократное рассеяние лазерного пучка при его прохождении через вещество, содержащее микронные частички, приводит к частичной или полной потере когерентности излучения, что неизбежно сказывается на качестве итоговой интерференционной картины. Контрастность полос при наличии данного эффекта может снизиться вплоть до их исчезновения. Причем, как и в случае теневых изображений, степень воздействия рассеивающих центров на интерферометрическое изображение сильно зависит от длины волны. Из всего этого очевидным образом следует, что в исследованиях по ЭВП при анализе результатов теневого и интерферометрического зондирования необходимо принимать в расчет фактор рассеяния. Это позволит избежать некорректной интерпретации данных, а также в целом будет способствовать получению более адекватной информации о состоянии вещества продуктов взрыва в момент фотографирования.

В представленной работе эффекты, связанные с рассеянием на микрочастицах вещества, демонстрируются на примере взрыва тонких молибденовых проволочек в воздухе.

2. СХЕМА ЭКСПЕРИМЕНТА И ДИАГНОСТИКА

Эксперименты проводились на небольшом генераторе ГВП (рис. 1) с конденсаторным накопителем при зарядном напряжении до 20 кВ (максимальный ток 10 кА, скорость нарастания до 50 А/нс). В качестве нагрузки служили проволочки из молибдена диаметром 30 мкм и длиной 6-7 мм. Разрядный промежуток ГВП вмонтирован в вакуумную камеру сильноточного генератора БИН, что позволяет изучать взрыв проводников как в плотной среде, так и в вакууме [21], а при необходимости использовать рентгеновское излучение, производимое в сильноточном разряде, для зондирования продуктов взрыва. Небольшие полукруглые электроды ГВП расположены соосно друг против друга (рис. 1б): такую систему по отношению к проволочке микронного диаметра с приемлемым приближением можно считать плоским диодом. Проволочная нагрузка, закрепленная на оси диода, достаточно сильно удалена от всех поверхностей, находящихся под высоким напряжением (кроме места крепления к аноду). Отметим, что в результате практически снимает-



Рис. 1. (а) Генератор для взрыва проволочек ГВП (принципиальная схема); (б) схема расположения электродного узла ГВП в камере БИН.

ся проблема учета радиального электрического поля, весьма существенная при ЭВП в вакууме для устройств с коаксиальными диодами, которые используются в большинстве исследований.

Фотографирование разрядного промежутка в двух длинах волн ($\lambda_1 = 1064$ нм и $\lambda_2 = 532$ нм) производилось с помощью оптической многокадровой системы, созданной на основе Nd: YAG лазера Lotis LS-2131М (7-9 нс, 200 мДж на основной частоте). При этом использовалось излучение на выходе кристалла-преобразователя, содержащее обе гармоники, идущие по одному оптическому пути. Схема обеспечивала одновременное получение теневого, шлирен- и интерферометрического изображений проволочки в излучении каждой из двух гармоник лазера (рис. 2); более подробно она описана в работе [20]. Для получения интерферограмм использовался однопроходный слвиговый интерферометр. изготовленный из двух прямоугольных стеклянных призм 20 мм × × 20 мм, образующих воздушный клин 3" между отражающими поверхностями [22]. Изображения регистрировались цифровыми камерами с матрицами разных типов: зеленый свет – Canon EOS 1100D, с приемником на основе матрицы CMOS, а инфракрасное излучение — Nikon D80 с приемником на основе матрицы ССД. Выбор типа камеры во втором случае был связан с тем, что у фотоаппаратов Nikon была обнаружена чувствительность к основной гармонике лазера, которая, после удаления внутренних фильтров, возросла до приемлемого для диагностических целей уровня¹. Пространственное изображение всей системы было не хуже 15-20 мкм. Синхронизация лазерного и электрического импульсов контролировалась с помощью фотодетектора Thorlabs DET10A/M, установленного на входе вакуумной камеры.

Сигналы тока, производной тока и напряжения, получаемые соответственно с широкополосного шунта, петли и делителя напряжения, регистрировались 500-МГц осциллографом Tektronix TDS 3054B. На основе этих данных можно рассчитать величину энергии, вложенной в проводник на стадии резистивного нагрева, для чего вычисляется интеграл произведения тока и резистивного напряжения. На рис. 3 представлены характерные осциллограммы сигналов тока и напряжения, полученные в одном из разрядов, а также кривая вложенной энергии. Энерговклад рассчитывался до момента *t*_{шунт}, который можно определить по перегибу кривой разрядного тока (окончание штрихованной области 2). После этого резкое возрастание сигнала и возобновление его синусоидальной формы указывает на установление вдоль поверхности проволочки шунтирующего пробоя, перекорачивающего разрядный промежуток (штрихованная область 3). и. тем самым, - на окончание стадии резистивного нагрева. В данном случае величина вложенной энергии в точке *t*_{шунт} составляла 0.31 Дж.

3. ЛАЗЕРНОЕ ФОТОГРАФИРОВАНИЕ ВЗРЫВА ПРОВОЛОЧЕК

Типичная картина взрыва в воздухе молибденовой проволочки представлена на рис. 4 ($\lambda_2 =$ = 532 нм, далее "зеленый свет") и рис. 5 ($\lambda_1 =$ = 1064 нм, далее "инфракрасное излучение"). Молибден относится к так называемой "вольфра-

¹ Как выяснилось впоследствии, современные камеры Canоп после удаления внутренних фильтров также могут быть использованы для регистрации излучения в ближнем инфракрасном диапазоне. Этот вопрос требует дополнительного изучения, поскольку он может представлять интерес для малобюджетных исследований.



Рис. 2. Оптическая схема исследования процессов взрыва вакуумной нагрузки. 1 -лазер LS-2131M; 2 -КТР преобразователь во 2-ю гармонику; 3 -расширитель пучка (телескоп); 4 -поворотные зеркала; 5 -вакуумная камера; 6 -взрывающаяся проволочная нагрузка; 7 -объектив Sigma 70–300 mm F4-5.6 DG Масго 1 (~100 линий мм⁻¹); 8 -объектив ЭРА-13 (360 мм, 350 линий мм⁻¹); 9 -делительные пластины; 10 -ИК-фильтры; 11 -сдвиговый интерферометр; 12 -нож шлирен-системы; 13 -фотокамера Canon 1100D; 14 -фотокамера Nikon D80.

мовой" группе, объединяющей тугоплавкие резистивные металлы. В отличие от более легкоплавких и хорошо проводящих алюминия, меди или золота взрывное расширение молибденовой про-

волочки, наступающее по окончании резистивной фазы нагрева, протекает менее бурно, без образования большого количества крупномасштабных неустойчивостей [21]. Наиболее плотная часть продуктов взрыва, так называемый керн, расширяется в этом случае сравнительно медленно, поэтому цилиндрическая ударная волна, образующаяся в окружающей среде в момент шунтирующего пробоя, очень быстро отрывается и "убегает" от его поверхности. Фотографирование производилось на достаточно поздней стадии разряда; к этому моменту керн успевает расшириться более чем в 40 раз. На рис. 4 на обоих изображениях, теневом и интерферометрическом, он выглядит темным и бесструктурным, в то время как окружающая керн среда – смесь воздуха и паров металла, по которой распространяется разрядный ток, - остается, наоборот, прозрачной для зондирующего излучения.

Качественно о состоянии вещества "в прозрачной зоне" можно судить по сдвигу интерферометрических полос (рис. 4б). Линии равной фазы, невозмущенные на периферии, при приближении к оси сначала совершают скачок вправо (что в данной оптической схеме соответствует коэффициенту преломления среды n > 1), визуализируя уплотнение воздуха в релаксационном слое за фронтом цилиндрической ударной волны [11]. Резкий скачок на самом фронте происходит в слишком узкой зоне пространства, чтобы его можно было отследить на подобном изображении. Ближе к оси полосы смещаются уже влево (n < 1), что говорит о наличии плазмы между границами керна и ударной волны [23]. Вблизи гра-



Рис. 3. (а) Осциллограммы тока и напряжения при взрыве проволочки из молибдена (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм). Заштрихованные области соответствуют основным стадиям взрыва проволочки: 1 – нагрев вещества в металлическом состоянии, 2 – собственно взрыв (взрывная потеря металлической проводимости) и 3 – шунтирующий разряд, обеспечивающий плазменную проводимость диодного промежутка; (б) Начальная стадия разряда: ток, резистивное напряжение, dI/dt и кривая вложенной энергии. $t_{\phi.e.} = 92$ нс – момент фазового взрыва, $t_{uyhm} = 178$ нс – шунтирующий пробой (окончание резистивного нагрева).

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 2 2022



Рис. 4. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с λ₁ = 532 нм; (в) – профили интенсивности для областей А и В вдоль направления *Y*.



Рис. 5. Теневое (а) и интерферометрическое (б) изображения взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с λ = 1064 нм; (в) – профили интенсивности для областей А и В вдоль направления *Y*.

ницы непрозрачности направление изгиба линий меняется на противоположное (то есть вещество керна нейтрально), однако проследить дальнейший ход полос невозможно: как и на теневом изображении, керн не пропускает излучение лазера. Оценить количественно плотность электронов в токовом слое по сдвигу полос невозможно, поскольку неизвестно общее количество атомов и ионов воздуха и испаренного металла на всем пути луча, а также их радиальное распределение. Для восстановления профилей атомной и электронной плотности вещества, помимо использования данных интерферометрических измерений, неизбежно приходится прибегать к произвольным предположениям о составе вещества в каждой из радиальных зон, как это делается в работе [24]. Результат подобных вычислений нельзя признать полностью корректным.

С целью оценить долю прошедшего через керн излучения, для теневого изображения были построены профили интенсивности. Чтобы исключить эффекты автоматической коррекции изображения (гамма, цветового баланса, экспозиции и т.д.), данные для построения профилей извлекались с помощью программного обеспечения dcraw [25] непосредственно из формата CR2. В этом формате амплитуда записанных изображений линейно пропорциональна интенсивности падающего на матрицу излучения, что позволяет проводить их количественный анализ. На рис. 4в показаны профили интенсивности проходящего излучения, построенные для областей А–А и В–В (рис. 4а); первая проходит через исследуемый объект, а вторая выбрана там, где пучок зондирующего излучения заведомо блокировался электродом. Видно, что в центральной (приосевой) области интенсивность засветки за непрозрачным электродом и за керном практически одинакова, что объективно подтверждает визуальное впечатление о том, что излучение через керн действительно не проходит.

Высказанные во Введении соображения позволяют связать непрозрачность керна с многократным рассеянием на субмикронных каплях. Рассеянный свет не попадает в апертуру оптической системы, что и приводит к блокированию зондирующего излучения; этот же эффект разрушает когерентность излучения в интерферометрическом канале. Как результат, в "зеленом" свете оба изображения выглядят непрозрачными. Заметим, что достаточно гладкая поверхность керна на столь поздней стадии взрыва также говорит о присутствии в продуктах взрыва конденсированной фазы. Это обстоятельство, как и сильная экстинкция зондирующего излучения, также противоречит гипотезе о его пребывании исключительно в состоянии пара/плазмы.

В том же разряде, одновременно с видимым, разрядный промежуток был сфотографирован в инфракрасном излучении (основная гармоника лазера, $\lambda = 1064$ нм). Соответствующие изображения и профили плотности для областей A и B приведены на рис. 5. На них присутствуют те же, что и на рис. 4, основные особенности – фронт ударной волны, релаксационный слой, темный цилиндрический керн и светлая область протекания тока между ними, однако теперь керн уже нельзя назвать полностью непрозрачным. Сравнение профилей на рис. 5в показывает, что при теневом фотографировании через керн проходит приблизительно 10% излучения. Видно, что интенсивность прошедшего сквозь него излучения с некоторой квазипериодичностью меняется вдоль оси. Кроме того, заметно, что внешняя поверхность керна имеет уплотнение в виде более темного слоя вещества, что свидетельствует о его "трубчатом" строении (такая структура у продуктов взрыва проволочки ранее была зарегистрирована в ряде экспериментов [26]; также она возникает в молекулярно-динамическом расчете [10, 27]).

В свою очередь, на интерферометрическом изображении линии равной фазы можно проследить повсей их длине; они не обрываются на границе керна, как на рис. 4б. Хорошо видно, что во внутренней части линии изогнуты вправо, что говорит об общей нейтральности вещества. Такое повышение прозрачности объекта при увеличении длины волны хорошо согласуется с представлением о присутствии значительного количества микрочастиц в составе продуктов взрыва и о рэлеевском характере рассеяния на них. Действительно, согласно закону Рэлея интенсивность рассеяния света $I \sim 1/\lambda^4$, т.е. для длин волн, различающихся в два раза, она изменяется в 16 раз. Такое сильное возрастание доли прошедшего вперед света у инфракрасного излучения по сравнению с видимым и было зарегистрировано в эксперименте.

На более поздней стадии разлета продуктов взрыва эффект "просветления" при удвоении длины волны зондирования становится более радикальным (рис. 6, 7). Плотность образовавшихся в момент взрыва микрочастиц, а с ней и показатель экспоненты в формуле (1) естественным образом уменьшается по мере роста диаметра керна (для обеих гармоник просвечивающего излучения), однако в данном случае гораздо значимее оказывается сечение рассеяния, резко падающее при увеличении длины волны. Кривые пропускания излучения с длинами волн 532 нм и 1064 нм, построенные в соответствии с формулами (1) и (2), демонстрируют, что такое соотношение для частот, различающихся вдвое, сохраняется в широком диапазоне размеров частиц и их плотности (рис. 8). Действительно, в момент времени t = 1400 нс, при 60-кратном расширении проволочки, когда "инфракрасный" керн пропускает уже около 20% излучения, "зеленый" все еще продолжает оставаться непрозрачным. В результате внутренняя структура керна – как радиальная, так и поперечная — видна на теневых фотографиях только в излучении 1064 нм (рис. 7).

На интерферограммах (рис. 6) полосы сквозь "зеленый" керн по-прежнему не проходят, тогда как на "инфракрасном" кадре они отлично видны на всем своем протяжении, демонстрируя достаточно сложное распределение плотности ней-



Рис. 6. Интерферометрические изображения взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм, длина 6.3 мм) в излучении с $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

трального вещества (внутри) и плазменной оболочки (снаружи) керна. В частности, как можно заметить, в приосевой зоне практически нет приращения набега фазы, что хорошо согласуется с наблюдением полого (трубчатого) строения "плотного" керна в более ранний момент времени.

В процессе расширения "стенка" керна постепенно разрушается, из-за чего профиль плотности на его внешней границе должен приобретать более гладкий вид. По-видимому, именно с этим связан тот факт, что на кадрах, соответствующих разным длинам волн, размеры кернов также разные — диаметр первого больше (рис. 7). Очевидное объяснение: плотность облака разлетающихся микрочастиц уменьшается по направлению от оси, и в процессе расширения наступает такой момент, когда во внешнем слое керна она все еще достаточна для эффективного рассеивания зеленого света, но уже недостаточна для рассеивания инфракрасного, и поэтому вещество в этой области становится для него прозрачным.

Впечатляющая разница между изображениями в "зеленом" и "инфракрасном" каналах сохраняется вплоть до самых поздних моментов расширения (рис. 9). Хорошо видно, что после



Рис. 7. Совмещенные теневые изображения взрыва молибденовой проволочки в излучении с $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б).

трех микросекунд расширения на изображении, полученном в излучении 1064 нм, керн как таковой окончательно исчезает – на его месте можно проследить лишь небольшое количество локальных затемнений, а также следы остаточной поперечной структуры (рис. 9б). При этом на изображении с длиной волны 532 нм, полученном одновременно с ним, объект все еще практически непрозрачный ($I/I_0 \approx 2\%$) и обладает видимой связностью (рис. 9а). Привычное название "керн" по отношению к нему, как нам представляется, применять не вполне верно. При всей размытости этого термина он все-таки подразумевает нечто, обладающее поверхностью с определенной границей. Если на "зеленом" теневом изображении (рис. 9а) такая граница, хоть и не совсем четкая, все же прослеживается, то говорить о какой-либо поверхности у "инфракрасного" изображения трудно. Весьма показательным является также практически полное отсутствие границ на соответствующем шлирен-изображении (рис. 9в): межэлектродное пространство заполнено лишь множеством светлых пятен – хаотических следов рассеянного микрокаплями света. Сравнение изображений на рис. 9 особенно ясно демонстрирует, что между понятиями "непрозрачный" и "плотный" существует принципиальная разница, которая обычно игнорируется при использовании термина "плотный керн" в литературе по ЭВП.

Зная степень ослабления зондирующего излучения при том или ином диаметре расширения керна, можно попытаться оценить размер рассеивающих центров (в предположении их сферической формы и отсутствия разброса по диаметрам). Если счесть, что все первоначальное вещество проволочки превратилось в капли, то по пропусканию 10 и 20% инфракрасного излучения их диаметр рассчитывается как 55 нм; это дает Доля прошедшего излучения как функция плотности и размера частиц для разных длин волн (рэлеевское рассеяние)



Рис. 8. Пропускание зеленого и инфракрасного излучения в разные моменты расширения (расчет для центральной части керна). $t_1 = 1000$ нс (рис. 4, 5) и $t_2 = 1400$ нс (рис. 6, 7).

оценку размера капель снизу. Если же более реалистично предположить, что значительная часть вещества все-таки преобразовалась в пар, а в каплях содержится, например, только половина исходного вещества, получим диаметр 70 нм (рис. 8). Продолжая произвольно уменьшать предполагаемую плотность капель, формально будем получать все возрастающий размер частиц - вплоть до значений, близких и даже превышающих длину волны просвечивающего излучения для второй гармоники лазера. Однако для частиц, размер которых сравним и тем более превышает длину волны, доминирующим механизмом было бы рассеяние Ми, сечение которого слабо зависит от частоты света [19]. В представленных же здесь экспериментальных данных во всем диапазоне расширений видимого керна, начиная с десятикратного, наблюдается очень сильная, рэлеевская зависимость от λ. Это соображение требует ограничить сверху диаметр рассеивающих центров величиной ≤1/5λ (для гармоники 532 нм). Принимая все это во внимание, можно предположить, что наиболее вероятное значение



Рис. 9. Поздняя стадия взрыва молибденовой проволочки (диаметр 30 мкм). Теневые изображения в излучении лазера с длинами волн $\lambda = 532$ нм (а) и $\lambda = 1064$ нм (б); шлирен-изображение в излучении $\lambda = 532$ нм (в); сигналы осциллографа (г): 1 – ток, 2 – напряжение, 3 – сигнал с петли, 4 – сигнал датчика лазера. Штрихованная линия на (а–в) по-казывает положение проволочки до взрыва.

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 2 2022

размера капель при взрыве молибденовой проволочки лежит в диапазоне от 70 до 100 нанометров. Количество образовавшихся при этом микрочастиц будет, соответственно, составлять от 50 до 15% от исходного вещества.

Для того, чтобы с помощью данных по ослаблению зонлирующего излучения рассчитать размеры микрочастиц с большей точностью, потребовалось бы применение более изощренных моделей. Вычисление по простой формуле Бугера (1) представляет собой скорее оценку "по порядку величины". Прежде всего, в данном случае никак не учтена наблюдаемая в эксперименте неоднородность продуктов взрыва. Кроме того, вполне вероятно, что в ходе взрыва помимо капель или микрочастиц могло образоваться также конденсированное вещество иной природы, которое в этом случае будет вносить свой вклад в поглощение излучения. Дополнительно ослабить проходящий свет способна, например, плотная (скорее всего, жидкая) стенка трубчатого керна (рис. 5а) или "внутренний" керн, существование которого явственно угадывается на фоне более светлого (более прозрачного) основного (рис. 7б). Природа этого внутреннего керна пока не вполне ясна: в формировании его изображения на теневой картинке могли участвовать и пена, и плотный металлический пар. В любом случае утверждать здесь что-либо определенное на основании одних только теневых изображений довольно трудно; для полноценного анализа требуется привлечение дополнительных диагностических средств. В настоящей работе для этого были использованы шлирен- и интерферометрические изображения – как отмечалось выше, они свидетельствуют скорее в пользу конденсированной фазы, нежели пара.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

На основании проведенного анализа можно заключить, что непрозрачность керна на лазерных изображениях в ЭВП-экспериментах объясняется рассеянием света на малых (меньше длины волны) частицах, формирующихся в ходе взрыва проводника. Тогда как альтернативные гипотезы – поглощение или рефракция просвечивающего излучения в облаке расширяющегося металлического газа или газоплазменной смеси не согласуются с экспериментальными данными: при сильном расширении вещества эффективность поглошения зеленого света получается неправдоподобно высокой, а прозрачность этого же объекта по отношению к инфракрасному излучению и вовсе не имеет объяснения. Экспериментальным данным более всего соответствует версия о том, что в ходе электрического взрыва тонкого проводника на месте проволочки, помимо пара металла, образуется заметное количество конденсированной фазы, в том числе микрочастицы размером менее десятой доли микрона. Именно рассеяние на этих частицах вносит определяющий вклад в получение оптических изображений керна. Тем самым, представленные результаты показывают, что в исследованиях по ЭВП фактор рассеяния должен обязательно приниматься в расчет при анализе данных теневого и интерферометрического зондирования.

В связи с вышеизложенным представляется также необходимым уточнить само понятие "керн" (и, тем более, "плотный керн") применительно к описанию продуктов электровзрыва тонких проводников. До сих пор основным критерием для использования этого термина служила большая (относительно газоплазменного окружения) плотность вещества керна и наличие у него ограничивающей поверхности. Если рентгеновская диагностика, показывающая интегральную плотность по лучу, еще позволяет судить об этом более-менее уверенно (хотя и не без некоторых оговорок, т.к. керн может оказаться полым, но с плотной стенкой), то в формировании лазерных изображений с большой вероятностью могут участвовать иные, чем плотность вещества, факторы, а видимые границы невозможно связать с определенным объектом, поскольку они зависят от длины волны зондирования.

Работа поддержана грантом РНФ 19-79-30086. Разработка системы лазерного зондирования была частично поддержана в рамках гранта DE-NA0003764.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Exploding Wires / ed. by *W.G. Chace and H.K. Moore*. New York: Plenum Press, 1959–1968. V. 1–4.
- 2. *Muller W.* / in Exploding Wires / ed. by W.G. Chace and H.K. Moore. New York: Plenum Press. V. 1. P. 186.
- 3. Chace W.G. // Phys. Fluid. 1959. V. 2 (2). P. 230.
- Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Степневски В., Хаммер Д., Шелковенко Т.А. // ЖЭТФ. 1998. Т. 114. С. 1216. https://doi.org/10.1134/1.558708
- Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Greenly J.B., Dimant Y.S., Hammer D.A. // Phys. Rev. Lett. 1999. V. 83. P. 4313. https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4313
- Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Mingaleev A.R., Ter-Oganesyan A.E., Tilikin I.N., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 112704. https://doi.org/10.1063/1.5052549
- Воробьев В.С., Малышенко С.П., Ткаченко С.И., Фортов В.Е. // Письма в ЖЭТФ. 2002. Т. 75. С. 445. https://doi.org/10.1134/1.1490002
- Tkachenko S.I., Vorob'ev V.S., Malyshenko S.P. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2004. V. 37. P. 495. https://doi.org/10.1088/0022-3727/37/3/030

ФИЗИКА ПЛАЗМЫ том 48 № 2 2022

- Ткаченко С.И., Хищенко К.В., Воробьев В.С., Левашов П.Р., Ломоносов И.В., Фортов В.Е. // ТВТ. 2001. Т. 39 (5). С. 728.
- Zhakhovsky V.V., Pikuz S.A., Tkachenko S.I., Sasorov P.V., Shelkovenko T.A., Knapp P.F., Saylor C.C., Hammer D.A. // AIP Conf. Proc. 2012. V. 1426. P. 1207. https://doi.org/10.1063/1.3686497
- Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
- 12. Kotov Y.A. // J. Nanopart. Res. 2003. V. 5. P. 539.
- Sindhu K., Sarathi R., Chakravarthy S.R. // Nanotechnology. 2008. V. 19. P. 025703. https://doi.org/10.1088/0957-4484/19/02/025703
- Pervikov A., Lozhkomoev A., Bakina O., Lerner M. // Solid State Sciences. 2019. V. 87. P. 146. https://doi.org/10.1016/j.solidstatesciences.2018.11.016
- Гуськов С.Ю., Иваненков Г.В., Пикуз С.А., Шелковенко Т.А. // Квантовая электроника. 2003. Т. 33 (11). С. 958.
- Parkevich E.V., Ivanenkov G.V., Medvedev M.A., Khirianova A.I., Selyukov A.S., Agafonov A.V., Mingaleev A.R., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A. // Plasma Sources Sci. Technol. 2018. V. 27. P. 11LT01. https://doi.org/10.1088/1361-6595/aaebdb
- Шелковенко Т.А., Пикуз С.А., Хаммер Д.А. // Физика плазмы. 2016. Т. 42. С. 234. https://doi.org/10.7868/S0367292116030070
- 18. Колгатин С.Н., Лев М.Н., Перегуд Б.П., Степанов А.М., Федорова Т.А., Фурман А.С., Хачатурьянц А.В. // ЖТФ. 1989. Т. 59. Вып. 9. С. 123.

- 19. Ван де Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: Изд-во иностранной литературы, 1957.
- Romanova V.M., Ivanenkov G.V., Parkevich E.V., Tilikin I.N., Medvedev M.A., Shelkovenko T.A., Pikuz S.A., Selyukov A.S. // J. Phys. D: Appl. Phys. 2021. V. 54. P. 175201. https://doi.org/10.1088/1361-6463/abdce5
- Романова В.М., Иваненков Г.В., Мингалеев А.Р., Тер-Оганесьян А.Е., Шелковенко Т.А., Пикуз С.А. // Физика плазмы. 2015. V. 41. С. 671. https://doi.org/10.1134/S1063780X15080085
- Pikuz S.A., Romanova V.M., Baryshnikov N.V., Hu M., Kusse B.R., Sinars D.B., Shelkovenko T.A., Hammer D.A. // Rev. Sci. Instrum. 2001. V. 72. P. 1098. https://doi.org/10.1063/1.1321746
- 23. Зайдель А.Н., Островская Г.В. Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука, 1977.
- 24. Lu Y., Wu J., Shi H., Zhang D., Li X., Jia Sh., Qiu A. // Phys. Plasmas. 2018. V. 25. P. 072709. https://doi.org/10.1063/1.5040575
- Khirianova A., Parkevich E., Medvedev M., Smaznova Kh., Khirianov T., Varaksina E., Selyukov A. // Optics Express. 2021. V. 29. P. 14941. https://doi.org/10.1364/OE.421460
- Pikuz S.A., Shelkovenko T.A., Hoyt C.L., Douglass J.D., Tilikin I.N., Mingaleev A.R., Romanova V.M., Hammer D.A. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2015. V. 43. P. 2520. https://doi.org/10.1109/TPS.2015.2440101
- 27. Lv F., Liu P., Qi H., Liu J., Sun R., Wang W. // Computational Materials Science. 2019. V. 170. P. 109142. https://doi.org/10.1016/j.commatsci.2019.109142