

Скачок пропускания тонкого слоя алюминия при лазерной абляции

Н.Е.Быковский, С.М.Першин, А.А.Самохин, Ю.В.Сенатский

Зарегистрирован скачок пропускания (от ~0.1% до ~50% за ~1 нс) оптического затвора на пленке майлар (тонкий слой алюминия на лавсане) при воздействии на нее наносекундных (10^{-7} – 10^{-8} с) импульсов неодимового лазера с интенсивностью до 0.1 ГВт/см². Обсуждается механизм быстрого (10^{-10} – 10^{-11} с) увеличения пропускания слоя алюминия при его перегреве без вскипания до температуры фазового перехода металл–диэлектрик.

Ключевые слова: неодимовый лазер, оптический затвор, алюминиевая пленка, переход металл–диэлектрик, волна просветления.

1. Введение

Тонкий слой металла, испаряемый излучением, использовался в качестве одного из первых доступных затворов для модуляции добротности резонаторов лазеров, оптической развязки в каскадах лазерных усилителей (или лазерной установки и мишени) и в ряде других экспериментов [1–8]. Несмотря на свою привлекательность (простота изготовления, низкая стоимость), испаряющаяся пленка металла являлась затвором одноразового действия, который после срабатывания не восстанавливал исходное малое пропускание, и этот затвор вскоре был вытеснен в лазерных установках электрооптическими затворами и просветляющимися красителями. Вместе с тем экспериментальные данные о работе затвора на основе металлической пленки представляют интерес при исследованиях взаимодействия лазерного излучения с металлами, которые проводятся с начала 1960-х годов и по настоящее время [9–20].

В 1944 году Зельдович и Ландау опубликовали статью «О соотношении между жидким и газообразным состоянием у металлов» [21], где обратили внимание на возможность перехода металл–диэлектрик в расширенном состоянии металла при докритических температурах. Позднее это предположение рассматривалось при обсуждении скачкообразного, на несколько порядков, снижения электропроводности ртути при ее стационарном нагреве [22]. В [23] указано, что при достаточном снижении плотности металла следует ожидать возникновения локализованных электронных состояний. Наблюдаемые в экспериментах со «взрывающимися проволочками» паузы тока в проводниках (до момента испарения и образования плазмы) при импульсном нагреве возникали, скорее всего, в результате фазового перехода металл–диэлектрик [24, 25].

С появлением лазеров, способных испарять металлы и формировать плазму на их поверхности, можно было

ожидать экспериментального обнаружения фазового перехода металл–диэлектрик, происходящего под действием лазерного излучения. Бонч-Бруевич с соавторами [9] обнаружили, что при фокусировке пучка неодимового лазера на образцы (из меди, алюминия и др.) отражательная способность металлов за время действия лазерного импульса изменяется. Однако при интерпретации наблюдавшегося уменьшения коэффициента отражения от поверхности образцов механизм фазового перехода металл–диэлектрик авторами не привлекался. Позднее концепция перехода металл–диэлектрик рассматривалась неоднократно при теоретическом анализе лазерной абляции и для объяснения результатов многочисленных экспериментов по взаимодействию лазерного излучения с металлическими мишенями.

В работе [10] Батанов и др. предположили, что в случае лазерного нагрева массивной металлической мишени при интенсивностях 10^7 – 10^8 Вт/см² переход металл–диэлектрик должен сопровождаться новым специфическим физическим явлением – распространением волны просветления в расплаве. В таком режиме взаимодействия кипение металла не наступает, несмотря на перегрев жидкого металла за время действия импульса до температуры фазового перехода металл–диэлектрик T_{md} [10]. В соответствии с этим механизмом энергия лазерного излучения, прошедшего через расплав, затрачивается на нагрев твердого металла под слоем расплава на дне кратера и на его углубление. Введение механизма волны просветления позволило авторам работы [10] объяснить аномальное уменьшение за время действия лазерного импульса коэффициента отражения от поверхности металла, наблюдавшееся в эксперименте [9]. Подобный эксперимент затем был проведен в работе [12] и получил объяснение с учетом наличия волны просветления при фазовом переходе металл–диэлектрик.

В экспериментах [15, 17, 18] по взаимодействию наносекундных импульсов лазерного излучения с металлами и сплавами были также получены данные, свидетельствовавшие о возникновении волны просветления в области взаимодействия излучения с мишенью. Косвенным подтверждением возникновения волны просветления до вскипания металла при лазерном нагреве мишеней наносекундными импульсами стало наблюдение разлета капель расплава из кратера по образующей конуса с вершиной

Н.Е.Быковский, Ю.В.Сенатский. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: senatsky@sci.lebedev.ru

С.М.Першин, А.А.Самохин. Институт общей физики им. А.М.Прохорова РАН, Россия, 119991 Москва, ул. Вавилова, 38

Поступила в редакцию 17 ноября 2015 г., после доработки – 18 декабря 2015 г.

на дне кратера [15], а также селективное испарение компонентов расплава, концентрация которых далека от азотропной, и обогащение паров легколетучими компонентами [17, 18].

Первые наблюдения просветления тонких слоев металла при абляции импульсами лазерного излучения были сделаны в экспериментах с металлическими пленками и фольгой [1–8]. В качестве механизма увеличения прозрачности металла в этих экспериментах рассматривалось как простое испарение слоя металла [1, 3, 5, 6], так и переход металл–диэлектрик с распространением волны просветления в испаренном металле [4, 7, 8].

В настоящей работе анализируются результаты экспериментов [2, 4, 8] по облучению наносекундными (10^{-7} – 10^{-8} с) импульсами излучения неодимового лазера пленки майлар (слой Al толщиной ~ 0.05 мкм на лавсане), в которых было зарегистрировано увеличение пропускания Al-слоя на два-три порядка за время $\tau_t \approx 1$ нс (скачок пропускания). Обсуждается механизм быстрого (10^{-10} – 10^{-11} с) увеличения прозрачности затвора с учетом перегрева жидкого металла без вскипания до температуры фазового перехода металл–диэлектрик. Анализ этих экспериментов показал, что зарегистрированный в [4] скачок пропускания Al-слоя стал, по-видимому, первой прямой экспериментальной иллюстрацией достижения фазового перехода металл–диэлектрик при лазерном облучении.

2. Экспериментальные данные

В ходе научно-исследовательской работы по созданию мощного оптического квантового генератора [2] затвор на основе Al-пленки был впервые использован в лазерной установке на неодимовом стекле с пиковой мощностью излучения ~ 1 ГВт для оптической развязки задающего генератора с модуляцией добротности вращающейся призмой от каскадов усилителя и для обострения переднего фронта усиливаемого импульса. Схема установки представлена на рис.1,а. В генераторе и двухкаскадном усилителе применялись активные элементы (стержни) из стекла КГСС-7 размером $\varnothing 30 \times 600$ мм (разработка Литкаринского завода оптического стекла), размещенные в осветителях ГОС-300 (разработка Ленинградского оптико-механического объединения). Торцы стержней срезались под малым углом (1.5° – 2°) к оси. В качестве выходного зеркала в генераторе использовалась плоскопараллельная пластина из стекла К-8. Затвор (пленка майлар) представлял собой слой Al толщиной ~ 0.05 мкм, нанесенный на лавсановую ленту шириной 5 см и толщиной ~ 20 мкм, закрепленную в устройстве, которое обеспечивало перемотку ленты после разрушения Al-покрытия лазерным излучением. Начальный коэффициент пропускания K_0 пленки майлар для слабого сигнала на длине волны генерации лазера $\lambda \approx 1.06$ мкм не превышал 0.1%, так что генератор был оптически развязан от усилителя.

Для регистрации импульсов на выходе генератора и усилителя применялись фотоэлемент ФЭК-09 с осциллографом С1-14 (осциллограммы на рис.1,б,з), а также фотоумножитель ФЭУ-15Б с осциллографом ДЭСО-1 (осциллограмма на рис.1,в). В отсутствие пленки майлар стержни генератора и усилителя оказывались оптически связанными и фактически образовывали единый генератор, в котором при включении добротности генерировалось несколько импульсов с длительностью 150–200 нс и энергией до 80 Дж (рис.1,в). При размещении пленки на вы-

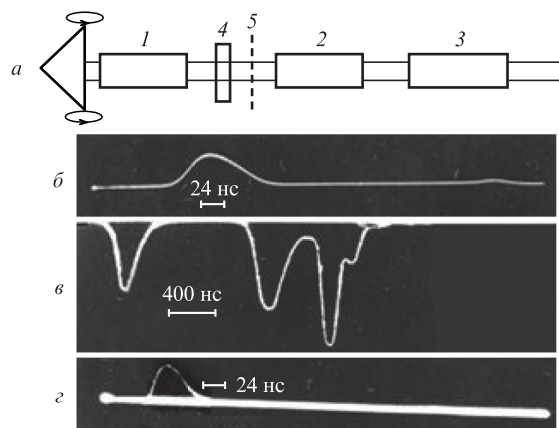


Рис.1. Схема генератора с модуляцией добротности вращающейся призмой и двухкаскадного усилителя на стержнях из стекла КГСС-7, размещенных в осветителях ГОС-300, при световом диаметре 30 мм (а), а также осциллограммы импульсов на выходе генератора (б), на выходе усилителя в отсутствие пленки майлар (в) и с пленочным затвором (з):

1, 2, 3 – стержни размером $\varnothing 30 \times 600$ мм; 4 – выходное зеркало генератора; 5 – пленка майлар с Al-покрытием.

ходе генератора в нем формировался одиночный импульс длительностью ~ 80 нс (рис.1,б) с энергией до 10 Дж в пучке диаметром 30 мм, который направлялся непосредственно (без фокусировки) на пленочный затвор и затем в усилитель. При поглощении затвором начального участка импульса генератора (с плотностью мощности 10^7 – 10^8 Вт/см 2) Al-слой испарялся, пропуская оставшуюся часть импульса в усилитель. В этих условиях можно было ожидать обострения переднего фронта и уменьшения длительности импульса на время, которое затрачивалось на нагрев Al-слоя перед его испарением. Осциллограмма импульса длительностью ~ 50 нс с укороченным передним фронтом длительностью ~ 10 нс на выходе усилителя приведена на рис.1,з. При этом энергия импульса составляла 60 Дж, расходимость излучения – около 3×10^{-3} рад, мощность – более 1 ГВт [2], что в свое время (1965 г.) было достижением для неодимовых лазеров.

Для проверки быстродействия пленочного затвора был поставлен дополнительный эксперимент (рис.2) [4, 8]. На затвор направлялся (без фокусировки) пучок излучения лазера с модуляцией добротности ячейкой Керра (длительность импульса ~ 20 нс, энергия до 1 Дж, плотность мощности до 10^8 Вт/см 2) [26] (рис.2,а). В этом лазере применялись два стержня из стекла КГСС-7 размером $\varnothing 10 \times 120$ мм с плоскими параллельными торцами. Резонатор длиной ~ 1 м был образован зеркалом с диэлектрическим покрытием, имеющим коэффициент отражения $\sim 100\%$ на длине волны $\lambda \approx 1.06$ мкм, и плоскопараллельной стеклянной пластинкой (в качестве выходного зеркала использовался также торец стержня).

Было установлено, что при плотности энергии импульса $\epsilon < \epsilon_{th} \approx 0.4$ Дж/см 2 испарения Al-слоя не происходило (ϵ_{th} соответствовало порогу испарения Al-слоя). При $\epsilon < \epsilon_{th}$ весь импульс, проходивший через пленку, ослаблялся в $\sim 10^3$ раз. Для устранения только малоинтенсивного начального участка импульса генератора с модуляцией добротности и выделения основной части импульса необходим режим работы при $\epsilon > \epsilon_{th}$. При этом, если плотность энергии начального участка импульса не достигает пороговой величины, пленочный затвор задерживает эту часть импульса. С ростом интенсивности импульса усло-

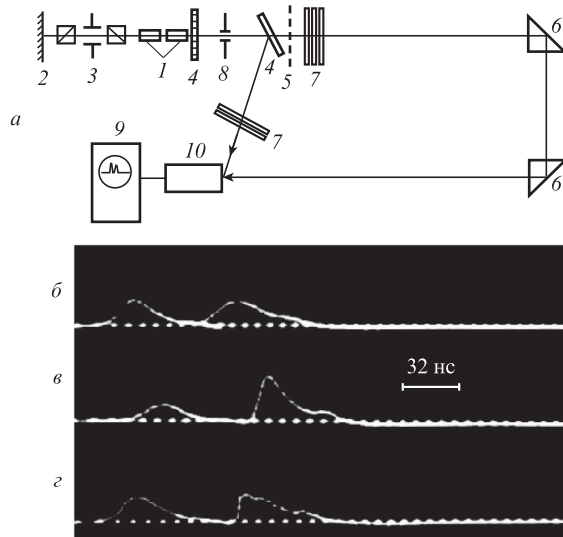


Рис.2. Схема эксперимента по формированию импульсов генератора с модуляцией добротности оптическим затвором на основе металлизированной пленки майлар (а), а также осциллограммы импульсов до затвора (слева) и после прохождения через затвор и трассу ~ 23 м (справа) при воздействии на слой Al недиафрагмированным пучком (б) и пучком, прошедшим через диафрагму диаметром 5 (в) или 1.5 мм (з):

1 – стержни размером $\varnothing 10 \times 120$ мм из стекла КГСС-7; 2 – глухое зеркало резонатора; 3 – ячейка Керра; 4 – пластинки из стекла К-8; 5 – затвор на Al-пленке; 6 – призмы; 7 – светофильтры; 8 – диафрагма; 9 – осциллограф С1-14; 10 – фотоэлемент ФЭК-09.

вие $\varepsilon > \varepsilon_{th}$ выполнялось, затвор просветлялся и основная часть импульса проходила через затвор с малыми потерями. При $\varepsilon > \varepsilon_{th}$ в области облучения Al-слой на пленке удалялся. Коэффициент пропускания лавсановой основы K_{lav} для излучения с интенсивностью до 10^{10} Вт/см² был равен $\sim 90\%$. Интегральный (за все время действия лазерного импульса) коэффициент пропускания K_{int} пленочного затвора при просветлении составлял $\sim 50\%$ [4]. Испарение Al-пленки при $\varepsilon > \varepsilon_{th}$ осуществлялось как полным (без ограничения диафрагмой) пучком генератора диаметром около 10 мм, так и при установке вне резонатора диафрагмы диаметром 5 или 1.5 мм, вырезавшей центральную часть пучка.

Для регистрации импульсов на входе и (после световой задержки на трассе ~ 23 м) на выходе пленочного затвора применялись фотоэлемент ФЭК-09 и осциллограф С1-14. Сравнение осциллограмм импульсов до и после затвора показывает, что заметное уменьшение длительности переднего фронта импульсов наблюдается, но только для пучков, прошедших через диафрагму (рис.2, в, з). При облучении пленки недиафрагмированным пучком длительность переднего фронта импульса после затвора практически не изменялась (рис.2, б). В то же время при облучении пленки через диафрагму диаметром 5 мм длительность фронта прошедшего импульса уменьшалась до ~ 5 нс (рис.2, в), а в случае диафрагмы диаметром 1.5 мм – до ~ 1 нс [4, 8]. Скачок коэффициента пропускания пленки майлар при ее просветлении $K_{int}/K_0 = 10^2 - 10^3$.

3. Обсуждение результатов эксперимента

Результаты формирования импульсов с помощью пленочного затвора в экспериментах, выполненных по схемам рис.1 и 2 [2, 4, 8], объясняются пространственно-временной

структурой излучения в лазерных пучках, возникавшей из-за неравномерного по сечению активных элементов развития генерации в лазерах с модуляцией добротности. В эксперименте, проведенном по схеме рис.2, при облучении пленки майлар недиафрагмированным пучком пространственно-временная структура импульса приводила к одновременному просветлению затвора по сечению. В этих условиях уменьшения длительности переднего фронта импульса не происходило (рис.2, б). Напротив, при облучении затвора излучением только от небольшого участка активной среды (через диафрагму) разброс моментов времени просветления по сечению затвора уменьшался и наблюдалось обострение переднего фронта и укорочение импульса (рис.2, в, з). Длительность переднего фронта после диафрагмы диаметром 1.5 мм (~ 1 нс) соответствовала временному разрешению тракта регистрации, что дает основание предположить еще большее укорочение фронта импульса пленочным затвором.

Данные эксперимента, выполненного по схеме рис.2, позволяют также предположить, что именно неравномерное пространственно-временное распределение интенсивности в пучке диаметром 30 мм в соответствующей рис.1 лазерной системе на активных элементах размером $\varnothing 30 \times 600$ мм не позволило достичь высоких скоростей просветления затвора в этом эксперименте. По той же причине, по-видимому, эффект быстрого просветления не был обнаружен и в других экспериментах с Al-пленками [5, 6], в которых были зарегистрированы прошедшие через пленку импульсы излучения с длительностью переднего фронта до 10 нс.

Таким образом, оптический затвор из слоя алюминия толщиной ~ 0.05 мкм на лавсановой ленте (майлар) обеспечил в экспериментах [2, 4, 8] оптическую развязку в лазерной системе генератор – усилитель и обострение переднего фронта импульса, прошедшего через затвор. Полученный результат (уменьшение длительности фронта до ~ 1 нс) выявил также высокую скорость просветления испаряющегося слоя металла, которое, вероятно, происходило за время, меньшее 1 нс. В работе [4] при обсуждении скачка пропускания Al-пленки указывалось, что «возможным механизмом быстрого увеличения прозрачности может быть механизм «деколлективизации» электронов проводимости в расширяющемся слое нагретого металла, переход металл – диэлектрик». Однако физическая картина обнаруженного аномально быстрого просветления не была до конца установлена.

В последнее время выполнено значительное число экспериментальных и теоретических работ по взаимодействию наносекундных лазерных импульсов с металлами, в том числе с алюминиевыми мишенями [13–20]. Теоретический анализ стационарного режима испарения с поверхности массивной металлической мишени для плотностей потоков излучения до 10^8 Вт/см² при наличии перехода металл – диэлектрик [14] показал, что такой режим испарения может реализовываться только в сравнительно узком диапазоне интенсивностей облучения. При увеличении плотности потока возможно взрывное (объемное) вскипание перегретой метастабильной фазы и возникновение плазмы, что подтверждается экспериментами и расчетами для массивных мишеней и пленок [13–20].

Ограниченный диапазон интенсивностей излучения ($10^7 - 10^8$ Вт/см²) при просветлении Al-пленок под действием наносекундных лазерных импульсов был зарегистрирован в работах [4–8]. В эксперименте, соответствующем

рис.2, плотности энергии просветления $\varepsilon_{th} \approx 0.4$ Дж/см² Al-слоя толщиной $h \approx 0.05$ мкм импульсом длительностью ~ 20 нс соответствовала интенсивность $\sim 2 \times 10^7$ Вт/см² [4, 8]. Зная коэффициент температуропроводности алюминия ($k = 0.1$ см²/с) [6], можно оценить время прогрева пленки: $h^2/k \approx 250$ пс. Таким образом, за время действия этого импульса прогрев можно считать практически однородным и одновременным по всей глубине пленки.

Оценку температуры, до которой нагревается Al-пленка толщиной $h \approx 0.05$ мкм при поглощении излучения с $\varepsilon = 0.2\varepsilon_{th} \approx 0.08$ Дж/см² (учитывается 80%-ное отражение излучения), проведем для фрагмента пленки диаметром 5 мм (площадь фрагмента $S \approx 0.2$ см², его объем $V \approx 10^{-6}$ см³). Масса алюминия m в этом фрагменте при его плотности $\rho = 2.7$ г/см³ составляет $\sim 2.7 \times 10^{-6}$ г. При теплоемкости алюминия $c = 940$ Дж·кг⁻¹·К⁻¹ [16] получаем температуру $T_h \approx 6500$ К, до которой нагревалась пленка при поглощении излучения с $\varepsilon = 0.2\varepsilon_{th}$. Критическая температура для алюминия $T_c \approx 7400$ К [27], температура перехода металл–диэлектрик $T_{md} \approx 0.8T_c$ [16]. Таким образом, оценка показывает, что под действием лазерного импульса с плотностью энергии $\varepsilon_{th} \approx 0.4$ Дж/см² слой Al с $h \approx 0.05$ мкм мог быть нагрет в эксперименте [4, 8] до температуры перехода металл–диэлектрик. С ростом температуры плотность металла уменьшается, и переход металл–диэлектрик может, в принципе, произойти в конденсированной фазе при температуре $T_{md} < T_c$, на что было обращено внимание еще в работе [21].

В рассматриваемом случае Al-слоя при небольшом расширении металла, скорее всего, сначала возникает промежуточное нестационарное состояние с нарушенными связями между атомами кристаллической решетки Al за счет их разориентации. В этом состоянии происходит локализация электронов проводимости на атомах или на кластерах атомов и просветление слоя Al. При снижении коэффициента отражения из-за просветления интенсивность лазерного излучения, поступающего в Al-пленку, возрастает, и просветленное состояние поддерживается остаточным поглощением излучения в пленке и расширением нагретого Al-слоя.

Просветление Al-покрытий с начальным пропусканием от 0.05% до 2% при облучении их импульсами неодимового лазера длительностью 30 нс наблюдалось в работе [5] при $\varepsilon = 0.1 - 1.2$ Дж/см² и, по-видимому, также было связано с переходом металл–диэлектрик в расширяющемся слое металла, хотя авторы работы этот механизм просветления не рассматривали. Пороговая для просветления плотность энергии лазерного импульса в [5] увеличивалась с ростом толщины покрытия. Область просветления покрытий была ограничена: с увеличением ε интегральный коэффициент пропускания $K_{int}(\varepsilon)$ сначала возрастал, а затем, при $\varepsilon > 1.5$ Дж/см², уменьшался [5].

Такое поведение зависимости $K_{int}(\varepsilon)$ в [5] и регистрация скачка пропускания в [4] позволяют предположить следующую модель процесса просветления Al-слоя. При достижении пороговой для просветления Al-слоя с начальной толщиной h_1 плотности энергии ε_{th1} с ростом температуры и уменьшением плотности алюминия в слое формируются частицы (кластеры атомов Al)*. Возникают мелкие кластеры с диэлектрическими свойствами (с лока-

лизованными электронами), которые ответственны за скачок пропускания Al-покрытия. Более крупные кластеры атомов Al сохраняют металлические свойства. Эти (металлические) кластеры ответственны за поглощение излучения. При увеличении плотности энергии лазерного импульса, $\varepsilon > \varepsilon_{th1}$, число мелких (диэлектрических) кластеров увеличивается и коэффициент $K_{int}(\varepsilon)$, а вместе с ним и скачок пропускания Al-покрытия, возрастает. При переходе через границу области просветления ($\varepsilon > 1.5$ Дж/см²) увеличение интенсивности излучения вызывает ионизацию атомов Al и коэффициент пропускания слоя формирующейся плазмы уменьшается.

Оценку характерного времени скачка пропускания τ_s , наблюдавшегося в Al-пленке с $h \approx 0.05$ мкм в [4, 8], можно получить, предполагая, что распространение фронта просветления в пленке (из-за перехода металл–диэлектрик) происходит вместе с ее расширением со скоростью v . Скорость свободного расширения пленки v в условиях эксперимента [4, 8] не должна была превышать скорость звука в металлическом алюминии ($v < v_{Al} \approx 5 \times 10^5$ см/с), поэтому время скачка пропускания можно оценить как $\tau_s = 10^{-10} - 10^{-11}$ с. Высокая скорость просветления позволила сформировать у импульса излучения неодимового лазера, прошедшего через пленку майлар, передний фронт, длительность которого (~ 1 нс) ограничивалась временным разрешением тракта регистрации (рис.2,з) [4, 8]. Как отмечалось, в экспериментах [5, 6] высокая скорость просветления пленочного затвора под действием наносекундных лазерных импульсов «маскировалась» пространственно-временной структурой излучения в лазерном пучке, направлявшемся на затвор.

Наблюдавшееся скачкообразное просветление Al-пленки можно сопоставить с динамикой просветления, которая могла бы иметь место в режиме испарения металла с поверхности при последовательном уменьшении толщины пленки. Оценку времени, необходимого для полного испарения и просветления Al-пленки с $h \approx 0.05$ мкм в этом режиме, можно провести следующим образом. Будем считать, что фрагмент пленки диаметром 5 мм уже нагрет (в условиях эксперимента [4, 8] излучением головной части лазерного импульса до температуры кипения и продолжает поглощать излучение с плотностью мощности 2×10^7 Вт/см². За 1 нс к фрагменту площадью 0.2 см² подводится энергия 4 мДж. С учетом отражения в пленке поглощается только 0.8 мДж. Скрытая теплота испарения алюминия $L_b \approx 10^4$ Дж/г [16]. Чтобы испарить алюминий из фрагмента пленки, нужно затратить энергию $Q_b = mL_b \approx 27$ мДж, для чего потребуется облучать пленку в течение ~ 33 нс. Следовательно, время, необходимое для последовательного (последовательного) испарения Al-покрытия толщиной ~ 0.05 мкм при интенсивности излучения 2×10^7 Вт/см², более чем в 30 раз превышает зарегистрированное в эксперименте время просветления пленки. Это позволяет предположить, что механизмом наблюдавшегося скачкообразного просветления пленки является не простое испарение, а переход металл–диэлектрик в расширяющемся Al-покрытии.

Экспериментальные данные [2, 4–6, 8] свидетельствуют о том, что Al-пленка, поглотившая переднюю часть лазерного импульса длительностью 20–80 нс и трансформировавшая свое исходное металлическое состояние (при переходе металл–диэлектрик) в новую фазу, сохраняет в течение десятков наносекунд достаточно высокое оптическое качество. Действительно, Al-пленка могла исполь-

* Формирование кластеров с размерами от 1 нм из атомов медной мишени, нагретой до температуры ~ 4000 К при импульсном воздействии пучка электронов, рассматривалось в работе [28].

зоваться в лазерных системах [2, 4–6, 8] в качестве оптического затвора для коллимированных лазерных пучков. Коэффициенты пропускания излучения (за импульс) K_{int} для Al-пленок, просветляемых наносекундными импульсами, составляли 40%–80% [5] и ~50% [2, 4, 8]. Формирование в системе генератор–усилитель с пленочным Al-затвором (рис.1) лазерных пучков с энергией до 60 Дж [2, 4, 8] свидетельствует об отсутствии значительных потерь на рассеяние в пленке при прохождении через нее лазерных импульсов длительностью ~50 нс. Фаза взрывного вскипания материала пленки с потерей оптической однородности в условиях экспериментов [2, 4, 8], по-видимому, не достигалась.

Для лазерной схемы рис.2 длительность импульсов со срезанным передним фронтом, прошедших через пленку с $h \approx 0.05$ мкм при $K_{\text{int}} \approx 50\%$, а также трассу ~23 м и зарегистрированных фотоприемником, равна ~30 нс (по основанию импульса). За это время толщина Al-слоя при его расширении со скоростью $v < v_{\text{Al}}$ составит не более 150 мкм. Таким образом, приведенные экспериментальные данные и их анализ позволяют связать скачок пропускания (от ~0.1% до ~50% за ~1 нс) в тонкой Al-пленке, облучаемой наносекундными лазерными импульсами [4, 8], с фазовым переходом металл–диэлектрик при перегреве лазерным излучением слоя алюминия без его вскипания. Можно допустить также существование (при «подпитке» лазерным излучением) в пленочном Al-затворе в течение десятков наносекунд просветленного состояния в виде тонкого расширяющегося слоя алюминия с оптическими характеристиками, допускающими транспортировку лазерного пучка без существенных искажений.

4. Выводы

Представленные экспериментальные результаты по абляции Al-пленок импульсами излучения неодимового лазера с длительностью 20–80 нс и интенсивностью 10^7 – 10^8 Вт/см², а также их анализ дают основание полагать, что причиной просветления оптических затворов из тонких Al-пленок при облучении наносекундными лазерными импульсами в работах [2, 4–6, 8] мог быть фазовый переход металл–диэлектрик в перегретом жидком металле в докритической области температур. В работах [5, 6] просветление Al-пленки рассматривалось, однако, как результат простого испарения материала. На связь просветления Al-пленки под действием лазерного излучения с переходом металл–диэлектрик впервые было обращено внимание в работе [4]. Зарегистрированный в [4] скачок пропускания Al-слоя (от ~0.1% до ~50% за ~1 нс) стал, по-видимому, первой прямой экспериментальной иллюстрацией достижения перехода металл–диэлектрик при лазерном облучении.

Отметим, что полученные еще в 1960-х годах результаты [2, 4, 8] вызывают интерес и сегодня, т. к. они предоставляют дополнительную информацию о процессах взаимодействия лазерного излучения при интенсивностях 10^7 – 10^8 Вт/см² с металлами в околокритической области температур. С появлением пикосекундных и фемтосекундных лазеров, а также в связи с развитием работ в области лазерного термоядерного синтеза в центре внимания в настоящее время оказались эксперименты по взаимодействию излучения с веществом (в том числе с металлическими пленками и фольгой) при высоких (свыше 10^{13} Вт/см²) интенсивностях [29–31]. В то же время в обла-

сти умеренных интенсивностей (10^7 – 10^8 Вт/см²) физическая картина взаимодействия излучения с металлами при учете возможного фазового перехода металл–диэлектрик изучена недостаточно.

С целью выяснения деталей динамики скачкообразного просветления металлической пленки при лазерном облучении в диапазоне интенсивностей 10^7 – 10^8 Вт/см² представляется целесообразным использовать для диагностики среды в процессе трансформации ее оптико-физических параметров лазерные импульсы ультракороткой длительности. Пример высокоскоростной оптической диагностики переходных (прозрачных) состояний нагретого лазерным излучением вещества (полупроводников, металлов) с образованием слоистых тонкопленочных структур на поверхности мишеней при лазерной абляции фемтоосекундными импульсами (до порога образования плазмы) представлен в работе [29], где наблюдались обусловленные такими структурами интерференционные эффекты.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (гранты № 13-02-01129 и 14-02-00748).

- Grant D. *Proc. IEEE*, **51**, 604 (1963).
- Басов Н.Г., Амбарцумян Р.В., Борович Б.Л., Зуев В.С., Крюков П.Г., Летохов В.С., Морозов В.М., Ораевский А.Н., Сенатский Ю.В., Стойлов Ю.Ю., Щеглов В.А. *Отчет о НИР по теме «1Б»* (М.: ФИАН, 1966).
- Asmus J.F. *Appl. Opt.*, **8**, 1252 (1969).
- Сенатский Ю.В. *Канд. дис.* (М., ФИАН, 1970).
- Ванюков М.П., Исаенко В.И., Пашинин П.П., Серебряков В.А., Сизов В.Н., Стариков А.Д. *Квантовая электроника*, № 1, 35 (1971).
- Аскарьян Г.А., Тарасова Н.М. *Письма в ЖЭТФ*, **18**, 8 (1973).
- Дымшиц Ю.И. *Письма в ЖТФ*, **2**, 751 (1976).
- Зуев В.С., Сенатский Ю.В. *Препринт ФИАН № 1* (М., 2015); *Кр. сообщ. физ.*, № 4, 16 (2015).
- Бонч-Бруевич А.М., Имас Я.А., Романов Г.С., Либенсон М.Н., Мальцев Л.Н. *ЖТФ*, **38**, 851 (1968).
- Батанов В.А., Бункин Ф.В., Прохоров А.М., Федоров В.Б. *ЖЭТФ*, **63**, 586 (1972).
- Бонч-Бруевич А.М., Потапов С.Е. *Письма в ЖТФ*, **1**, 353 (1975).
- Zavec T.E., Saifi M.A., Noits M. *Appl. Phys. Lett.*, **26**, 165 (1975).
- Yoo J.H., Jeong S.H., et al. *Appl. Phys. Lett.*, **76**, 783 (2000).
- Андреев С.Н., Мажукин В.И., Никифорова Н.М., Самохин А.А. *Квантовая электроника*, **33**, 771 (2003).
- Fishburn J.M., Withford M.J., et al. *Appl. Opt.*, **43**, 6473 (2004).
- Porneala C., Willis D.A. *Int. J. Heat Mass Transfer*, **49**, 1928 (2006).
- Pershin S.M., Colao F., Spizzichino V. *Laser Phys.*, **16**, 455 (2006).
- Першин С.М., Леднев В.Н., Богаткин Д.Д., Лабутин Т.А., Бункин А.Ф. *Квантовая электроника*, **42**, 605 (2012).
- Мажукин В.И., Самохин А.А., Демин М.М., Шапранов А.В. *Квантовая электроника*, **44**, 283 (2014).
- Mazhukin V.I., Samokhin A.A., Shapranov A.V., Demin M.M. *Mater. Res. Express*, **2**, 016402 (2015).
- Зельдович Я.Б., Ландау Л.Д. *ЖЭТФ*, **14**, 32 (1944).
- Кикоин И.К., Сенченков А.П. *Физика металлов и металловедение*, **24**, 843 (1967).
- Мотт Н.Ф. *Переходы металл–изолятор* (М.: ИЛ, 1979).
- Рухадзе А.А. *Взрывающиеся проволочки* (М.: ИЛ, 1959).
- Бартник А., Иваненков Г.В., Карпински Л., Мингалеев А.Р., Пикуз С.А., Романова В.М., Степневски В., Шелковенко Т.А., Ях К. *Квантовая электроника*, **21**, 181 (1994).
- Басов Н.Г., Зуев В.С., Сенатский Ю.В. *Письма в ЖЭТФ*, **2**, 57 (1965).
- Хомкин А.Л., Шумихин А.С. *ЖЭТФ*, **148**, 597 (2015).
- Волков Н.Б., Фенько Е.Л., Яловец А.П. *ЖТФ*, **80**, 1 (2010).
- Sokolowski-Tinten K., Bialkowski J., Cavalleri A., von der Linde D., Oparin A., et al. *Phys. Rev. Lett.*, **81**, 224 (1998).
- Лебо И.Г., Тишкин В.Ф. *Исследование гидродинамической неустойчивости в задачах лазерного термоядерного синтеза* (М.: Физматлит, 2006).
- Ionin A.A., Kudryashov S.I., Makarov S.V., Seleznev L.V., Sinitsyn D.V. *Appl. Phys. A*, **117**, 1757 (2014).