

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ
ВОЗНИКНОВЕНИЯ И РАСПРОСТРАНЕНИЯ ВОЛНЫ
«СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ» И ЕЕ ПЕРЕХОДА
В СВЕТОДЕТОНАЦИОННУЮ ВОЛНУ**

И. Э. Маркович, А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Рыбаков

(Москва)

В достаточно плотных газах, окружающих преграду, которая подвергается действию лазерного импульса, после образования поглощающей излучение плазмы навстречу лазерному лучу может распространяться волна «светового горения» воздуха [1]. Ее распространение по частицам может обуславливаться разогревом газа перед плазменным фронтом, за счет собственного излучения плазмы и последующим поглощением в этой прогретой зоне лазерного излучения [2]. Перед фронтом такой дозвуковой радиационной волны распространяется ударная волна (УВ), прозрачная для излучения лазера. При сравнительно низких величинах плотности потока лазерного излучения q_0 и, следовательно, небольших скоростях распространения дозвуковой радиационной волны по сравнению со скоростью звука за ее фронтом давление за фронтом дозвуковой радиационной волны, в первом приближении, можно считать выровненным и равным давлению за УВ.

Скорость распространения волны u относительно преграды определяется в основном скоростью движения газа за фронтом УВ. Согласно [2], скорость распространения плазменного фронта u и величина давления p в плазме в квазистационарном установившемся режиме при условии выровненности давления могут быть описаны соотношениями:

$$u = 1,0q_0^{1/3}\delta^{-1/3}, \quad p = 13q_0^{2/3}\delta^{1/3}, \quad (1)$$

где u — скорость волны, км/с; p — давление, бар; q_0 — плотность потока лазерного излучения, МВт/см²; δ — относительная плотность воздуха. Скорость УВ примерно на 20% выше скорости плазменного фронта. Согласно [1] и расчетам [2], скорость звука в горячем воздухе за фронтом дозвуковой радиационной волны ~ 10 км/с, а скорость радиационной волны достигает 2—2,5 км/с при величинах плотностей потока лазерного излучения 10÷20 МВт/см². Для больших величин давление уже нельзя считать выровненным. Возникающий перепад приводит к увеличению скорости дозвуковой радиационной волны.

Еще большее увеличение плотности потока лазерного излучения и связанное с ним повышение скорости и интенсивности УВ приводит, наконец, к тому, что лазерное излучение начинает поглощаться в слое газа непосредственно за фронтом УВ — образуется светодетонационная волна (ДВ) [1, 3, 4]. Для ДВ зависимость скорости D и давления от q_0 аналогична зависимости для радиационной волны, однако величина численного коэффициента в соотношении, аналогичном (1) для скорости, примерно в 2 раза выше, а для давления в 2 раза ниже, чем для радиационной волны.

Определение «порога» возникновения ДВ вызывает интерес как с физической точки зрения, так и с точки зрения возможных приложений. В [1, 4] оценен нижний предел существования ДВ на основании соображений о критическом диаметре лазерного луча, аналогично тому как это делается в детонации обычных ВВ. Существование такого порога связано с тем, что пробег излучения лазера за фронтом УВ становится сравнимым с радиусом лазерного луча и потери энергии на

боковое расширение приводит к срыву ДВ. Для воздуха при нормальных условиях и радиусе лазерного луча $10^{-1} \div 10^{-2}$ см эти оценки приводят к $q_0 = 80 - 100$ МВт/см². Эти оценки справедливы для небольших радиусов лазерного луча и при переходе от больших величин плотности потока лазерного излучения к меньшим (т. е. при «срыве» детонации). Расчеты, проведенные авторами [2], показали, что в плоском случае и при переходе из режима дозвуковой радиационной волны к режиму ДВ существенным фактором оказывается длительность лазерного импульса, так как при достаточно коротком времени действия даже при больших интенсивностях УВ толщина слоя сжатого воздуха за нею оказывается недостаточно велика, чтобы началось поглощение лазерного излучения и образовалась ДВ. Полученные в расчетах [2] результаты допускают количественное сравнение с экспериментом, если он проведен в условиях плоской геометрии, а время возникновения плазмы мало по сравнению с длительностью лазерного импульса.

В данной работе проведено экспериментальное исследование процесса возникновения и распространения дозвуковой радиационной волны и образования ДВ в воздухе нормальной плотности при действии излучения неодимового лазера микросекундной длительности на металлические преграды. В [5] уже проводились подобные исследования с использованием алюминиевой мишени, однако, в дополнение к изучению геометрии разлета факела и его температуры в данной работе большое внимание уделено измерению давления, действующего на поверхность мишени в процессе облучения. Предварительные результаты измерений давления на поверхности алюминиевой мишени опубликованы в [6].

Исследования «порога» возникновения ДВ, проведенные с алюминиевой мишенью [5], показали, что скорость разлета плазмы достигает скорости ДВ при величинах максимальных плотностей потока лазерного излучения в импульсе $q_{\max} = 100 - 150$ МВт/см². Подробное исследование дозвуковой радиационной волны в этих условиях затруднено, так как плазменный слой над алюминиевой мишенью возникает в условиях эксперимента [5] при $q_{\max} = 30 - 50$ МВт/см², и влияние начальной стадии образования «вспышки» заметно вплоть до потоков q_{\max} , соответствующих переходу в светодетонационный режим. Расширить диапазон q_{\max} , в котором существует дозвуковая радиационная волна, можно, если использовать материалы, для которых экранирующий плазменный слой образуется при значительно меньших величинах q_{\max} (например, висмут [7]), что и сделано в данной работе. Кроме того, в экспериментах увеличен диаметр пятна облучения d с 3—5 до 8 мм, что приближает картину явления к плоской и облегчает сопоставление с теорией.

Использовался неодимовый лазер, импульс излучения которого имел колоколообразную форму длительностью на уровне половинной мощности $\tau_{1/2} \approx 0,4$ мкс. Подводимая энергия достигала 100 Дж. Также как и в [5], неравномерность распределения энергии по сечению лазерного луча не превышала $\pm 20\%$. Площадь сечения лазерного луча слабо возрастала при удалении от поверхности мишени, и изменение площади сечения, связанное с подъемом плазменного факела, не превышало 10%.

Яркостная температура измерялась на длине волны $\lambda = 470 \pm 6$ нм фотоумножителем ФЭУ-15. Часть света излучаемого плазмой навстречу лазерному импульсу, отводилась на линзу стеклянным клином. Линза проектировала изображение облучаемой поверхности на входную диафрагму ФЭУ-15. Сигнал с фотоумножителя регистрировался на осциллографе ОК-33. Измерительная схема калибровалась с помощью эталонного источника типа ЭВ-39.

Давление под пятном облучения измерялось с помощью пьезоэлектрического датчика давления, изготовленного из керамики ЦТС. Датчик работал в режиме генератора тока [8], его конструкция и калибровка описаны в [5, 6]. Временное разрешение измерительной схемы (регистрация на осциллографе ОК-33) составляло 20—30 нс. Разлет плазменного факела навстречу лазерному излучению регистрировался прибором ЖФР. В отдельных экспериментах проводилось просвечивание факела излучением рубинового лазера длительностью ~ 10 нс.

Измерительная схема позволяла в каждом опыте регистрировать энергию и форму импульса лазерного излучения, яркостную температуру, давление на поверхности мишени и разлет факела навстречу лазерному излучению. Все измеряемые параметры (за исключением разлета плазменного облака) синхронизированы между собой.

Зависимости основных измеряемых параметров от времени в течение лазерного импульса приведены для различных значений максимальной плотности потока лазерного излучения q_{\max} на рис. 1 для висмутовой мишени. Обращает на себя внимание сложная форма эюр давления на поверхности мишени для всех приведенных значений q_{\max} , существенно отличающаяся от формы лазерного импульса. Первый пик давления для висмутовой мишени (при $q_{\max} \geq 10$ МВт/см²) наступает раньше максимума лазерного импульса, давление в этом пике достигает 350—400 бар и не изменяется при дальнейшем росте q_{\max} .

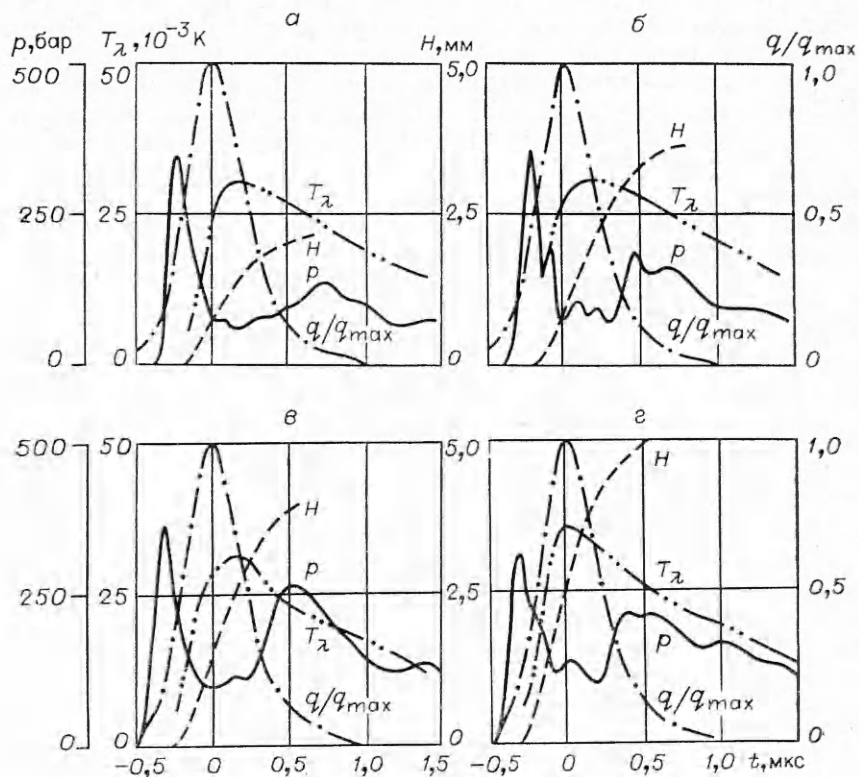


Рис. 1. Зависимости от времени: интенсивности лазерного излучения q/q_{\max} , давления p на поверхности мишени под пятном облучения, яркостных температур T_λ плазмы и годографов разлета H передней кромки плазменного факела.

q_{\max} МВт/см²: а) 46, б) 73, в) 120, з) 200.

Эта величина давления является в условиях настоящих экспериментов характерной для данного материала мишени и остается постоянной при изменении плотности воздуха, окружающего мишень, или замене воздуха другим газом (гелием или ксеноном). Для алюминиевой мишени в первом пике $p_{\max} = 150\text{—}180$ бар при $q_{\max} = 50\text{—}70$ МВт/см², для кадмия $p_{\max} = 450\text{—}500$ бар при $q_{\max} = 30\text{—}40$ МВт/см², для меди $p_{\max} = 130\text{—}150$ бар при $q_{\max} = 70\text{—}90$ МВт/см². При дальнейшем увеличении соответствующей величины плотности потока лазерного излучения давление в первом пике не изменяется. Спад давления наступает ко времени, когда начинается резкий рост яркостной температуры. Первый пик давления соответствует испарению материала мишени. Давление на поверхности быстро увеличивается с ростом q_{\max} , затем в парах наступает «вспышка» поглощения и образующаяся горячая плазма экранирует поверхность мишени от лазерного излучения; испарение прекращается, давление падает.

Таким образом, для висмута порог возникновения плазменного слоя оказывается низким, составляя $10\text{—}20$ МВт/см² для импульса микросекундной длительности. В этом случае можно ожидать, что начиная с $q_{\max} = 30\text{—}40$ МВт/см² влияние начальной стадии развития вспышки будет слабо сказываться на процессах распространения плазменного фронта.

Кроме первого пика давления на рис. 1, *a—г* отчетливо выделяется еще один максимум давления, приходящий на поверхность мишени значительно позже. Его величина растет с q_{\max} и достигает $250\text{—}270$ бар при $q_{\max} = 120\text{—}130$ МВт/см², а затем остается почти постоянной или даже несколько уменьшается. Появление второго максимума давления связано с приходом на поверхность мишени УВ, образующейся в результате выделения энергии в плазме (помимо основной УВ, движущейся вместе с плазменным фронтом от мишени). Давление во втором пике зависит от рода газа, окружающего мишень, и его плотности. В [6] показано, что p_{\max} на поверхности алюминиевой мишени существенно уменьшается при понижении плотности воздуха до $0,1\text{—}0,2$ от нормальной. Здесь рассматривается лишь случай нормальной плотности.

Обращает на себя внимание значительная задержка во времени прихода второго максимума давления на поверхность мишени — значительно позже максимума лазерного импульса. В соответствии с расчетами [9] «вспышка» поглощения в парах происходит не у поверхности мишени, а на границе пары — воздух. Учет этого может объяснить задержку во времени между началом экранировки и приходом на поверхность мишени волны давления из области, где возникла «вспышка» и происходит поглощение лазерного излучения. Оценки, сделанные на основе измерений, показывают, что к моменту прекращения испарения толщина паров висмута достигает $\sim 0,2$ мм и волна сжатия, распространяющаяся со скоростью звука в «холодных» ($T \approx 4000$ К) парах висмута, пройдет через этот слой за $0,35\text{—}0,4$ мкс.

Максимум яркостной температуры T_{λ}^{\max} для плотностей потоков лазерного излучения $q_{\max} = 140\text{—}150$ МВт/см² достигается несколько позже максимума лазерного импульса (см. рис. 1, *a—в*); при более высоких значениях q_{\max} максимумы яркостной температуры и лазерного излучения совпадают (см. рис. 1, *г*). Величина T_{λ}^{\max} при увеличении q_{\max} меняется слабо.

На рис. 1 приведены также годографы разлета плазменного фронта навстречу лазерному излучению H . Синхронизация регистрограмм, полученных на ЖФР, в данных экспериментах не проводилась, однако начало разлета горячего светящегося слоя на регистрограмме всегда соответствует резкому росту яркостной температуры [5, 7]. В соот-

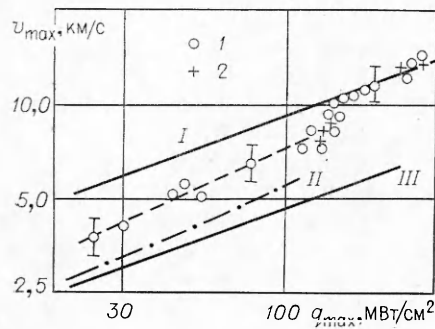


Рис. 2. Зависимость максимальной скорости разлета плазменного факела навстречу лазерному излучению от максимальной плотности потока лазерного излучения.

1, 2 — величины v_{\max} , полученные в экспериментах с висмутовой и алюминиевой мишенью соответственно. I — зависимость скорости светодетонационной волны; II — зависимость скорости распространения волны «светового горения», рассчитанная с учетом гидродинамических эффектов; III — зависимость скорости распространения волны «светового горения» по (1).

ветствии с этим при построении рис. 1 начало годографов разлета H совмещено с моментами резкого роста яркостной температуры. Точность такой синхронизации не хуже ± 100 нс. Приведенные H показывают, что вплоть до $q_{\max} = 130\text{--}150$ МВт/см² высота подъема плазменного факела остается меньше радиуса пятна облучения в течение всего времени действия лазерного излучения, и геометрия разлета плазмы близка к плоской. Влияние двумерности начинает сказываться при $q \gtrsim 200$ МВт/см², когда высота подъема факела H становится сравнима с радиусом пятна облучения уже к моменту максимума лазерного излучения (см. рис. 1, з).

На рис. 2 представлена зависимость максимальной скорости разлета плазменного факела v_{\max} от максимальной плотности потока лазерного излучения. Вплоть до $q_{\max} = 120$ МВт/см² скорость разлета остается ниже скорости ДВ, однако заметно превышает скорости дозвуковой радиационной волны, которые можно определить по соотношениям (1) при предположении выровненности давления по плазменному слою. В условиях выполненных экспериментов уже при значениях $q_{\max} \approx 30$ МВт/см² нельзя полагать, что давление по плазменному слою выровнено полностью. Скорости дозвуковой радиационной волны, рассчитанные в [2], с учетом гидродинамических эффектов также приведены на рис. 2 и лучше согласуются с экспериментальными результатами. В области изменения q_{\max} от 120 до 150 МВт/см² наблюдается резкий рост максимальных скоростей разлета плазмы; при $q_{\max} \leq 150$ МВт/см² v_{\max} близки к скоростям нормальной ДВ. Этот резкий излом скорости соответствует переходу из режима дозвуковой радиационной волны к режиму световой детонации и указывает на то, что переход от одного режима к другому происходит скачкообразно. Значение величины q_{\max} на скачке скорости близко к $q_0 \approx 150$ МВт/см², при котором в расчетах происходило образование ДВ за $\sim 0,5$ мкс, что соответствует характерному времени лазерного импульса.

В упомянутых выше расчетах перехода от дозвуковой радиационной волны к ДВ в плоском случае получено, что переход осуществляется с образованием перед фронтом радиационной волны нескольких слоев плазмы с повышенной температурой, прежде чем образуется полноценная ДВ непосредственно за фронтом УВ. Подобное расслоение плазменного факела наблюдалось и в данных экспериментах при величинах q_{\max} , близких к порогу возникновения ДВ. На рис. 3 приведены теневые фотографии, полученные в свете рубинового лазера. Снимки сделаны сразу после окончания импульса излучения неодимового лазера. На рис. 3, а отчетливо видны несколько слоев внутри плазменного факела («рваные края»). Чтобы лучше различить слоистый характер плазменного облака рис. 3, а приведен для такого времени, когда высота плазменного факела близка к радиусу облучаемого пятна и начали сказываться эффекты двумерности. Однако такое расслоение наблюдается и в более ранние моменты времени. Слоистая структура плазмен-

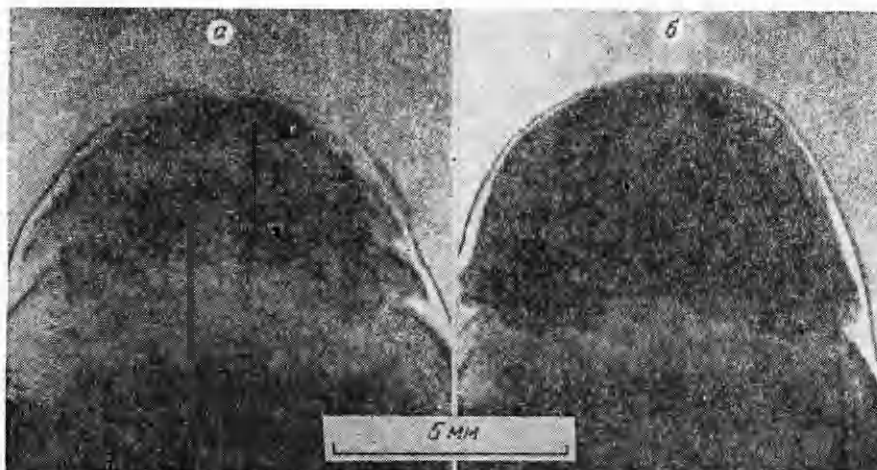


Рис. 3. Теневые фотографии плазменного факела, сделанные спустя 400—600 нс после максимума лазерного импульса. Материал мишени — алюминий, диаметр пятна облучения $d=5$ мм.

q_{\max} , МВт/см²: а) 150, б) 230.

ного факела наблюдалась лишь при плотностях потока лазерного излучения, близких к порогу возникновения ДВ, и не была видна при значительном повышении q_{\max} . На рис. 3, б видна внешняя часть плазменного факела, соответствующая режиму световой детонации, гладкая, резко отделенная от примышенной области хорошо заметной границей. Такой вид плазменного факела характерен для максимальных плотностей потока лазерного излучения, значительно превышающих «пороговые» для ДВ. Отчетливо видный единственный перешеек, по-видимому, соответствует переходу от дозвуковой радиационной волны к детонационной, при котором должно происходить резкое увеличение скорости передней кромки плазменного факела.

По записям зависимости давления от времени определена величина удельного импульса, действующего на мишень за время $t \approx 2$ мкс. На рис. 4 представлена зависимость отношения величины этого удельного импульса I к энергии, подведенной к единице площади E , от q_{\max} . Для висмутовой мишени при низких q_{\max} величина I растет, что связано с постепенным ослаблением теплоотвода в глубь мишени, и достигает максимума при $q_{\max} = 8—12$ МВт/см². Максимальное значение I/E весьма высоко — составляет 30 дин·с/Дж. Наличие максимума связано с образованием плазмы и прекращением испарения.

В области $30 < q_{\max} < 120$ МВт/см² отношение I/E уменьшается с ростом q_{\max} по закону $I/E \sim q_{\max}^{-0.45}$, что не сильно отличается от закона $I/E \sim q_0^{-0.33}$ для режима развитой установившейся дозвуковой радиационной волны. Однако импульсы оказываются несколько выше рассчитанных для такого режима, так как, видимо, на их величину существенно влияют высокие давления в испарительной стадии. Возможно, что такое «поршневое» действие паров сказывается и на величине скорости движения плазменного фронта. В экспериментах, проведенных в [5] с алюминиевой мишенью (для которой величина импульса в испарительной стадии составляет 30—40 дин·с/см² против 80—100 дин·с/см² в экспериментах с висмутом), в области $30 \leq q_{\max} \leq 100$ МВт/см² также зафиксированы скорости v_{\max} движения плазменного фронта, заметно превышающие скорости в установившейся дозвуковой радиационной волне. Это показывает, что, возможно, модель дозвуковой радиационной волны [2] нуждается в уточнении.

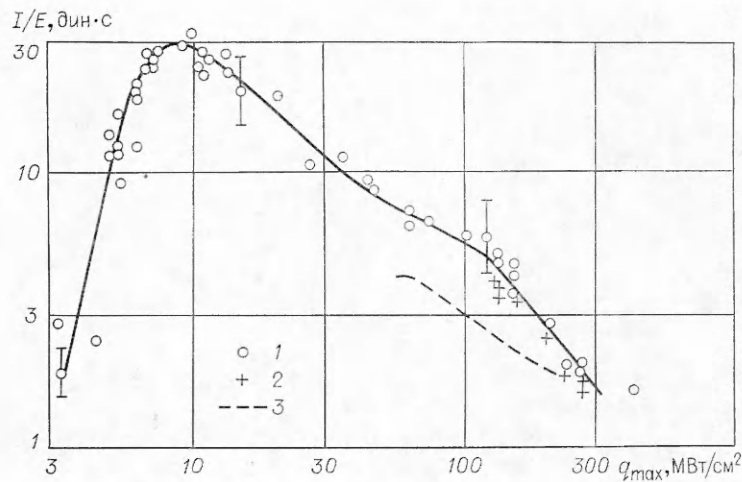


Рис. 4. Зависимость величины отношения удельного импульса к энергии, подведенной к единице площади, от максимальной плотности потока лазерного излучения.

1, 2 — результаты, полученные на висмутовой и на алюминиевой мишени соответственно; 3 — данные работы [11].

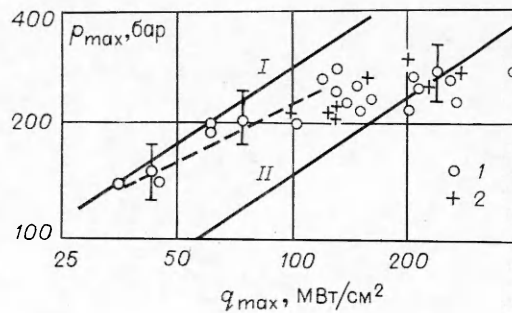
Полученная в расчетах типа [2] величина I/E уже при $q_0 = 70$ МВт/см² близка к значению, даваемому соотношением (1), но эти расчеты проведены для алюминия, а данные эксперименты в основном для висмута. Некоторое различие в экспериментальных значениях I/E для алюминия и висмута (см. рис. 4) связано с величиной испарительных импульсов для этих материалов и с уменьшением q_{\max} это различие должно возрастать.

В области $q_{\max} = 130 \div 150$ МВт/см² величины I/E , полученные на алюминиевой мишени в данных экспериментах путем интегрирования эпюр давления, несколько превышают величины I/E , полученные в [10] маятниковым методом. Импульс, измеренный маятниковым методом, набирается за большее время и существен эффект «последствия», связанный со сравнительно медленным спадом давления за фронтом УВ, распространяющейся от мишени и вдоль нее и после окончания действия лазерного импульса, т. е. в стадии «лазерного взрыва». Полный импульс складывается из «положительной» (давление за УВ больше атмосферного) и «отрицательной» фаз. Увеличение плоскостности задачи в данных экспериментах ($d = 8$ мм по сравнению с 3—5 мм в [10]) при $q_{\max} = 130—150$ МВт/см² приводит, по видимому, к росту I/E , измеренному по записи давления за 2 мкс. При дальнейшем росте q_{\max} величина I/E быстро падает, что связано с переходом в режим световой детонации и более сильным влиянием двумерности, поскольку при $q_{\max} \gtrsim 150$ МВт/см² высота факела к концу лазерного импульса становится сравнимой с радиусом облучаемого пятна. Такое увеличение двумерности приводит к более быстрому падению величины I/E , рассчитанной по записям давления за 2 мкс, чем определенной маятниковым методом [10], — сказывается влияние «положительной» фазы давления в стадии «лазерного взрыва».

На записях давления рис. 1 отчетливо виден второй максимум. Он характеризует величину давления в стадии, когда энергия лазерного излучения выделяется в плазме, т. е. в стадии распространения радиационных и детонационных волн. В области от 30 до 120 МВт/см² величина второго пика находится в согласии с [2], что видно на рис. 5. Снижение p_{\max} в области $q_{\max} > 120$ МВт/см² связано с переходом в режим световой детонации. При дальнейшем увеличении q_{\max} (вплоть до

Рис. 5. Зависимость максимального давления на поверхности мишени от q_{\max} .

1, 2 — эксперименты с висмутовой и алюминиевой мишенью соответственно. I, II — теоретическая зависимость давления на поверхности в режиме волны «светового горения» по выражению (1) и за плоской светодетонационной волной соответственно.



300 МВт/см²) давление остается близким к давлению за плоской ДВ.

Характер изменения максимальной яркостной температуры оказался близок к полученному ранее в [5]. Величины T_{λ}^{\max} в области $q_{\max} < 120$ МВт/см² выше, чем рассчитанные для ДВ, что характерно для режима «горения», когда масса, захваченная плазменным фронтом, существенно меньше, чем масса, захваченная фронтом ударной волны, в то время как в режиме световой детонации они совпадают.

Из сказанного следует, что приведенные выше результаты экспериментов для условий, близких к плоской геометрии, по крайней мере, не противоречат теоретическим представлениям о процессе возникновения плазмы, распространении по воздуху волны «светового горения» и переходе ее в режим световой детонации.

Авторы благодарят И. В. Немчинова за обсуждения при постановке экспериментальных исследований и анализе результатов.

Поступила в редакцию
7/VIII 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Райзер. Лазерная искра и распространение разрядов. М., «Наука», 1974.
2. В. И. Бергельсон, Т. В. Лосева, И. В. Немчинов. ПМТФ, 1974, 4, 22.
3. S. A. Ramsden, P. Savić. Nature, 1964, 203, 4951, 1217.
4. Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 1965, 48, 1508.
5. Н. Н. Козлова, И. Э. Маркович и др. Квантовая электроника, 1975, 2, 9, 1930.
6. А. И. Петрухин, Ю. Е. Плешанов, В. А. Рыбаков. Письма в ЖТФ, 1977, 3, 4, 158.
7. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин, В. А. Суляев. Квантовая электроника, 1975, 2, 7, 1390.
8. Б. И. Абашкин, А. А. Калмыков и др. Акустический журнал, 1969, 15, 2, 174.
9. В. И. Бергельсон, А. П. Голубь и др.— В сб.: Квантовая электроника. № 4 (16), 1973.
10. Н. Н. Козлова, А. И. Петрухин и др. ФГВ, 1975, 11, 4, 650.

ПЕРЕХОД ОТ СВЕТОВОГО ГОРЕНИЯ К СВЕТОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Л. П. Маркелова, И. В. Немчинов, В. В. Новикова,
В. М. Хазинс, В. В. Шувалов

(Москва)

При воздействии мощных потоков светового излучения на преграду происходит испарение ее поверхности, возникновение плазмы, интенсивно поглощающей падающее излучение. По окружающему преграду