

11. Ладенбург Р. У. Интерферометрия.— В кн.: Физические измерения в газовой динамике и при горении. М., ИЛ, 1957.
12. Тихонов А. Н., Арсенин В. Я. Методы решения некорректных задач. М., «Наука», 1974.
13. Bockasten K. Transformation of observed radiances into radial distribution of the emission of a plasma.— «J. Opt. Soc. Amer.», 1961, vol. 51, N 9.
14. Ларькина Л. Т. К расчету радиального распределения излучательной способности.— В кн.: Применение плазматрона в спектроскопии. Фрунзе, «Илим», 1970.
15. Kock M., Richter J. Der Einfluss statistischer Messfehler auf die Lösung einer Abel-schen Integralgleichung.— «Annal. Phys.», 1969, Bd 24, H. 1, S. 30.
16. Турчин В. Ф., Козлов В. П., Малкевич М. С. Использование методов математической статистики для решения некорректных задач.— УФН, 1970, т. 102, № 3.
17. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. О преобразовании Абеля при голографической интерферометрии точечного взрыва.— ФГВ, 1974, № 6.
18. Пикалов В. В., Преображенский Н. Г. О некоторых проблемах диагностики низкотемпературной плазмы, решаемых с помощью ЭВМ.— В кн.: Свойства низкотемпературной плазмы и методы ее диагностики. Новосибирск, «Наука», 1977.
19. Грибков В. А., Никулин В. Я., Склизков Г. В. Методика двухлучевого интерферометрического исследования осесимметричных конфигураций плотной плазмы.— «Квант. электроника», 1974, № 6.
20. Winckler J. The Mach interferometer applied to studying an axially symmetric supersonic air jet.— «Rev. Sci. Instrum.», 1948, vol. 19, N 5.
21. Коул Р. Подводные взрывы. М., ИЛ, 1950.
22. Клишкин В. Ф., Пикалов В. В. Об интерферометрической регистрации микровзрывных процессов в жидкости.— В кн.: Механика взрывных процессов. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1977.
23. Jahoda F. C., Little E. M., Quinn W. E., Ribe F. L., Sawyer G. A. Plasma experiments with a 570-kj theta-Pinch.— «I. Appl. Phys.», 1964, vol. 35, N 8.
24. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., «Наука», 1970.
25. Аbruков С. А. Теневые и интерференционные методы исследования оптических неоднородностей. Казань, 1962.
26. Клишкин В. Ф., Пикалов В. В., Тинчурин К. А. Применение интерферометрии для исследования расходящихся ударных волн в жидкостях.— В кн.: Физическая газодинамика. Новосибирск, изд. ИТПМ СО АН СССР, 1976.

УДК 535.21

РАЗРУШЕНИЕ КРУПНЫХ И МЕЛКИХ КАПЕЛЬ ВОДЫ МОНОИМПУЛЬСАМИ ОКГ НА РУБИНЕ

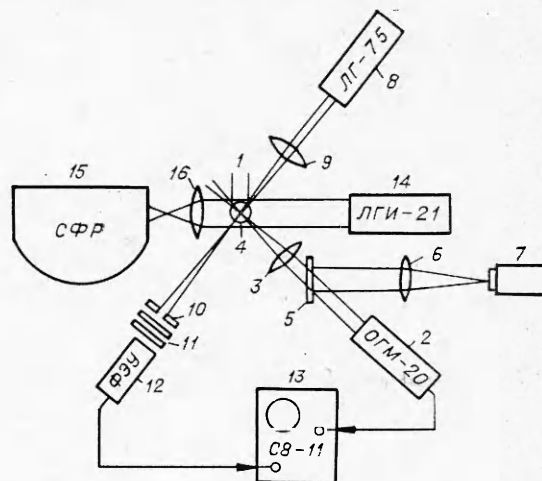
В. И. Новиков, В. Н. Пожидаев

(Москва)

Наряду с известным методом испарения водяных капель в поле интенсивного излучения СО₂-лазера в последнее время появились работы, где исследовалось разрушение водяных капель без преобразования в тепло поглощенной ими световой энергии (например, обзоры [1, 2]). Работ, посвященных нетепловым методам разрушения водного аэрозоля, пока еще очень мало, в них предложено три метода разрушения капель: оптический пробой в воде, возбуждение механических колебаний капли и фотохимическое разрушение молекул воды [1, 2]. Явление оптического пробоя, когда под действием моноимпульса лазера в водяной капле возникают разрушающие ее интенсивные ударные волны, исследовано более полно, чем другие методы, но тоже явно недостаточно.

В данной работе описываются эксперименты по разрушению капель миллиметрового и микронного размеров моноимпульсами ОКГ на рубине, определяются значения параметров, характеризующих этот процесс, а также дается приближенная оценка энергии и мощности лазерных импульсов, требуемых для разрушения водного аэрозоля на трассе определенной длины.

1. Экспериментальное исследование разрушения крупных водяных капель. В экспериментах наблюдалось воздействие моноимпульсного излучения ОКГ на подвешенные водяные капли радиусом ~ 2 мм. Схема установки приведена на фиг. 1. Гигантский импульс рубинового ОКГ ОГМ-20 2 с помощью линзы с фокусным расстоянием 5 см 3 фокусировался в центр капли 4, подвешенной на капилляре 1. С помощью делительной плоскопараллельной пластинки 5 и собирающей линзы 6 часть излучения отводилась в калориметр ИКТ-4М 7 для измерения энергии импульса. Длительность импульса рубинового ОКГ составляла ~ 20 нс по уровню половинной мощности, максимальная энергия в импульсе достигала $\sim 0,5$ Дж, а площадь фокального пятна в воздухе, определяемая по отверстию, пробитому в фольге, около $2,8 \cdot 10^{-3}$ см².

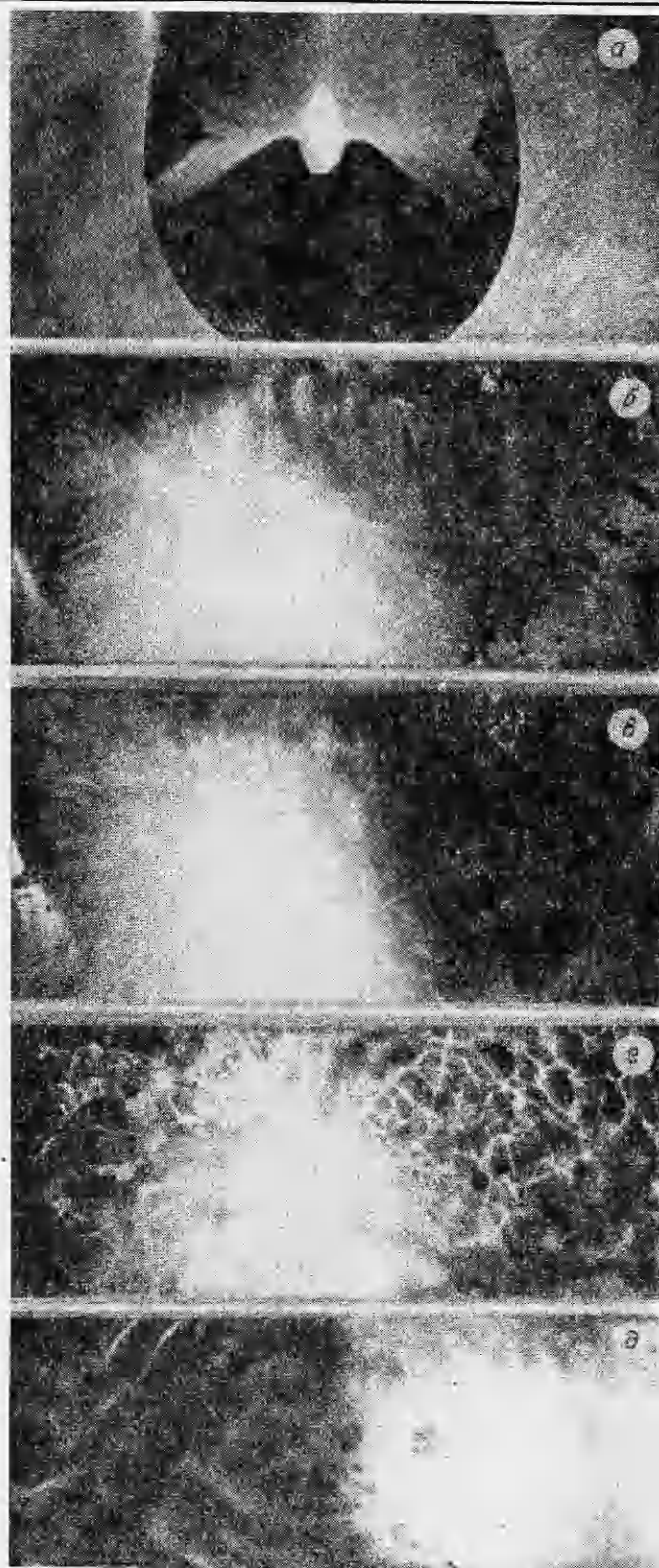


Фиг. 1

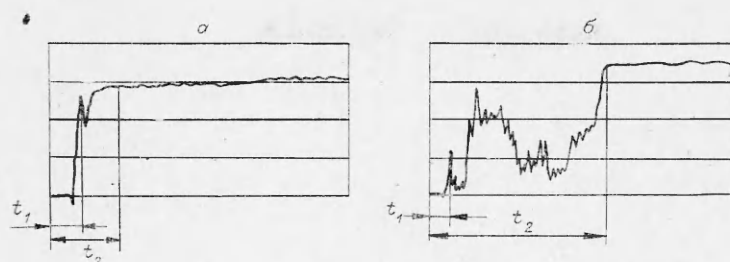
Для регистрации во времени процесса разрушения капли использовалась следующая схема. Луч лазера ЛГ-75 8 с помощью линзы 9 фокусировался на каплю несколько ниже ее центра, так что преломленный каплей красный луч не попадал в окно диафрагмы 10. В отсутствие капли свет проходит через окно диафрагмы и дает постоянную засветку на фотоумножитель 12. Сигнал с ФЭУ регистрировался с помощью запоминающего осциллографа С8-11 13, запуск развертки которого производился импульсом поджига ламп накачки рубинового лазера. Для подавления паразитной засветки ФЭУ от рассеянного каплей импульса света рубинового ОКГ использовали два интерференционных светофильтра на $\lambda = 0,63$ мкм 11. С помощью лазера ЛГИ-21 14, объектива 16 и скоростной камеры СФР 15 можно получить ряд фотографий процесса разрушения капли.

Из серии фотографий процесса разрушения видно, что перед взрывом капля взбухает, затем из нее выплескиваются фонтанчики воды, а затем происходит разлет на осколки. На фиг. 2 приведены фотографии отдельных фрагментов процесса взрыва капли, снятые через разное время после ее облучения (*a* — до воздействия, *b* — через 200 мкс, *в* — через 300 мкс, *г* — через 1 мс, *д* — через 3,8 мс после импульса ОКГ). На фиг. 2, *a* подвешенная капля выглядит черной. Светлое пятно в середине и засветка в верхней части капли обусловлены преломлением луча в области соприкосновения капли с капилляром. На последующих двух фотографиях видна темная разбухающая капля на сером фоне, в центре которой видна яркая вспышка. Эффект голубого свечения центра капли наблюдался и визуально. По-видимому, это свечение связано с наличием диэлектрического пробоя в воде и образованием плазмы внутри капли. На последующих кадрах разбухающая капля заполняет все поле зрения объектива СФР и в кадре начинают появляться отдельные мелкие капли — «осколки» взорвавшейся крупной капли.

Временное исследование процесса разлета капли производилось по переходным характеристикам, получаемым на экране осциллографа,



Ф и г. 2

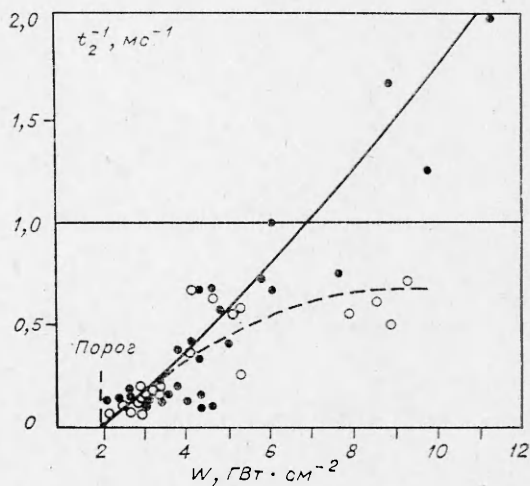


Ф и г. 3

примеры которых показаны на фиг. 3. На переходных характеристиках четко видны два характерных времени. Время t_1 от момента светового импульса до момента первого минимума на переходной характеристике можно считать характерным временем разрушения капли. Время t_2 от момента светового импульса до конца переходного процесса характеризует время полного разрушения капли. При незначительно превышающих порог пробоя плотностях мощности излучения осциллограммы имеют квазипериодический характер, что, по-видимому, связано или с пульсациями капли во время разлета, или с некоторой «периодичностью» разрушения капли (например, с последовательными отколами слоев жидкости) (фиг. 3, б, полученная при $W = 4,6 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$). При плотностях мощности в области фокального пятна более $8 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$ квазипериодический характер переходной характеристики исчезает из-за быстрого разлета продуктов взрыва (фиг. 3, а). На фиг. 4 представлена зависимость величины, обратной времени полного разлета капли t_2^{-1} , от плотности мощности W в фокальном пятне линзы для случая дистиллированной (сплошная линия и темные точки) и водопроводной (штриховая линия и светлые точки) воды. Аппроксимация экспериментальных точек проводилась параболической зависимостью. Из фиг. 4 видно, что порог плотности мощности импульса, необходимого для разрушения крупной водяной капли, составляет $\sim 2,1 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$.

Что касается характерного времени разлета капли t_1 и его зависимости от плотности мощности в лазерном импульсе, то в исследованном диапазоне с достоверностью 0,95 это характерное время составляет $145 \pm 35 \text{ мкс}$.

Из проведенных экспериментов можно сделать вывод, что наблюдавшиеся эффекты разрушения крупной водяной капли под действием моноимпульса рубинового ОКГ обусловлены именно высокой интенсивностью светового поля в импульсе, а не тепловыми эффектами [2]. Для проверки этого вывода рубиновый лазер переводился в режим свободной генерации с той же энергией в импульсе, но с длительностью импульса около 1 мс, так что плотность энергии в центре капли оставалась той же самой, а

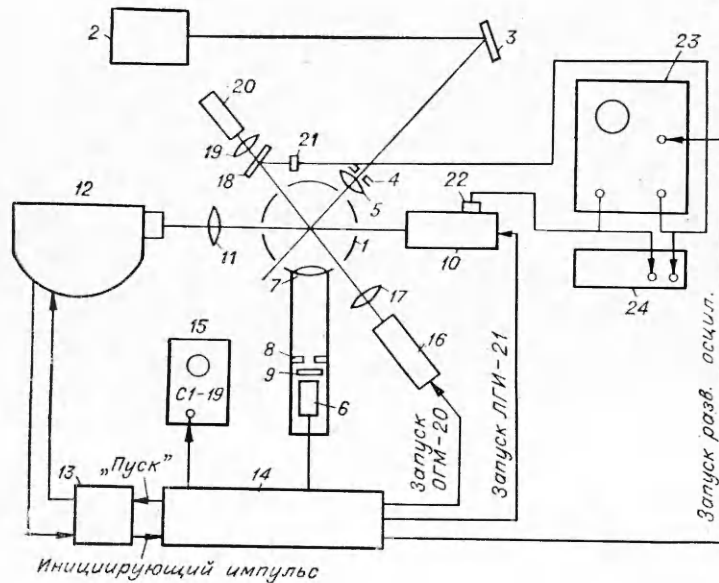


Ф и г. 4

мощность уменьшалась более чем на 4 порядка. В этом случае никаких эффектов разрушения капли не наблюдалось.

2. Экспериментальное исследование разрушения капель воды микронного размера. Для визуального исследования поведения водяных капель радиусом 1—10 мкм при воздействии на них моноимпульсного излучения рубинового ОКГ была создана экспериментальная установка, схема которой показана на фиг. 5. Установка позволяет регистрировать поведение только тех капель, которые попадают в рабочий объем, образованный в фокусе лучей трех лазеров.

В качестве генератора капель микронного размера применялась ультразвуковая распылительная система, описанная в работе [3]. Из распылительной кюветы водяные капли сжатым воздухом подаются в рабочий объем. Если капля попала в фокус трех оптических систем, то она рассеивает свет He — Ne лазера 2, сфокусированного в центр измерительной кюветы 1 с помощью зеркала 3, диафрагмы 4 и линзы 5. Посредством объектива 7 строится изображение капли в плоскости диафрагмы 8 в свете луча красного лазера. Если капля находится в заданной точке пространства (фокусе трех оптических систем), то рассеянный ею свет через окно диафрагмы попадает на фотоумножитель 6 через интерференционный светофильтр 9 на длину волны 0,63 мкм. Для фоторегистрации в проходящем свете на скоростную фотокамеру СФР 12 используется ультрафиолетовое излучение ($\lambda = 0,337$ мкм) лазера ЛГИ-21 10. Изображение на пленке СФР строилось с помощью объектива из кварцевого стекла 11. Увеличение оптической системы равно 60. Для получения большой плотности мощности в зоне воздействия на водяные капли импульса света рубинового лазера ОГМ-20 16 его излучение фокусировалось линзой 17 в пятно радиусом $\sim 0,4$ мм. Для измерения энергии в импульсе рубинового лазера применялся калориметр ИКТ-1М 20. Излучение в калориметр собиралось линзой 19 после светоделительной пластины 18. Управление процессом регистрации проводилось автоматически с помощью специального блока автоматики 14. После попадания капли в фо-



Ф и г. 5

кус трех оптических систем сигнал с ФЭУ через блок автоматики замыкает контакты кнопки «Пуск» на пульте управления СФР 13, после чего выдается сигнал на открытие механического затвора камеры СФР. При открытии механического затвора камеры СФР с датчика СФР снимается иницирующий импульс, поступающий в блок задержек блока автоматики. Из блока задержек выходят два импульса на запуск УФ лазера, отстоящие друг от друга по времени на 4,5 мс (минимальное время готовности блока питания этого лазера). Кроме того, из блока задержек выходят импульсы на запуск рубинового лазера ОГМ-20 и на запуск развертки осциллографа 23. Система автоматики позволяла СФР регистрировать на фотопленке три кадра: до воздействия излучения; в свете воздействующего излучения рубинового лазера; после воздействия излучения.

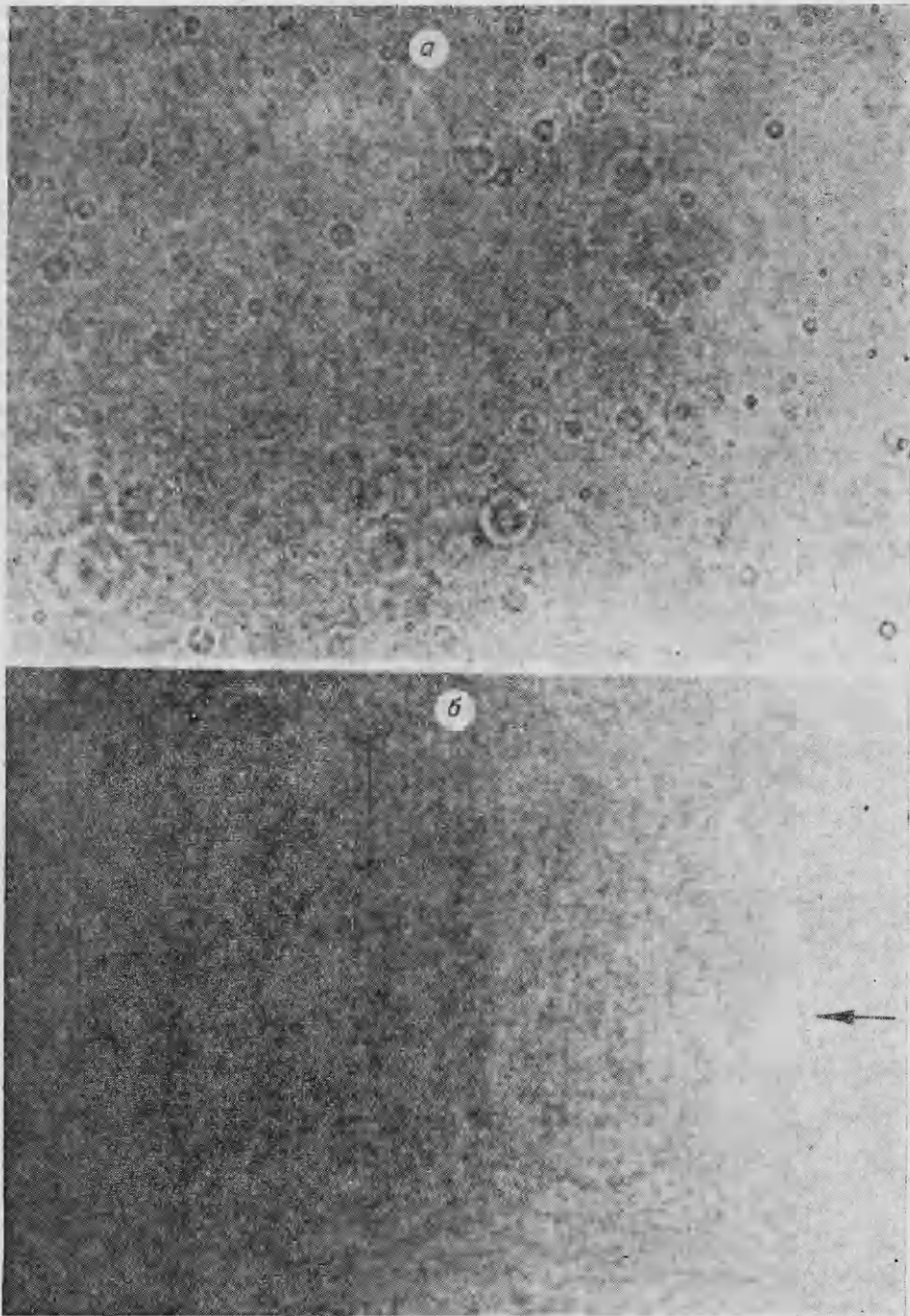
Время между первым и третьим кадрами $\sim 4,5$ мс, время между вторым и третьим кадрами можно менять в пределах от нескольких микросекунд до 3,8 мс. Для контроля плотности аэрозоля в области фокуса использовался осциллограф 15, на который выводился сигнал с ФЭУ. Для контроля прохождения световых импульсов и грубого измерения временных интервалов между ними использовался двухканальный запоминающий осциллограф 23. Световые импульсы рубинового и ультрафиолетового лазеров регистрировались фотоспротивлениями ФСК-2 21, 22, и для точного измерения интервалов времени между вторым и третьим кадрами применялся цифровой измеритель временных интервалов ЧЗ-35-А 24.

Диаметр фокального пятна рубинового лазера составляет 0,8 мм, а размер поля зрения объектива СФР (рабочий объем) равен 0,3 мм, так что воздействие лазерного излучения осуществляется на все капли, присутствующие в рабочем объеме.

Приведем некоторые экспериментальные результаты. На фиг. 6, а представлена фотография капель аэрозоля в рабочем объеме до воздействия, на фиг. 6, б — фотография рабочего объема через 300 мкс после воздействия импульса рубинового лазера. Плотность мощности в импульсе составляла ~ 330 МВт·см⁻² (длительность импульса ~ 20 нс). Масштаб изображения на кадрах 250 : 1. Направление падения лазерного импульса указано стрелкой. На первом кадре виден ансамбль капель различных размеров (черные кружки, иногда с белым пятном в центре), находящихся как в фокусе объектива СФР, так и вне его (последние окружены ореолами). На втором кадре поле зрения объектива расчистилось полностью.

При понижении плотности мощности в лазерном импульсе в рабочем объеме остаются некоторые капли, не подвергшиеся разрушению.

Исследование временных характеристик процесса разрушения капель показало следующее. За время сотен микросекунд после воздействия лазерного импульса капли разрушаются полностью. Получить фотографии через интервалы времени менее 200 мкс не представлялось возможным из-за того, что в этом случае происходило наложение друг на друга второго и третьего кадров на фотопленке СФР. В связи с этим трудно оценить характерные времена разрушения мелких капель. Однако фотографии рабочего объема в рассеянном свете рубинового лазера показывают интересный факт. На фиг. 7 в том же масштабе, что и на фиг. 6, представлена фотография, полученная в рассеянном свете рубинового лазера. На фотографии на месте капель аэрозоля видны светлые ореолы, пересеченные рядом темных полос. Размеры этих ореолов около 60 мкм (начальные размеры капель 4—6 мкм по радиусу). Если предположить, что эти ореолы представляют собой или разбухшую каплю до взрыва, или уже продукты взрыва, то характерное время процесса разрушения мелких капель порядка длительности лазерного импульса, т. е. ~ 20 нс.



Ф и г. 6

3. Возможность нетеплового разрушения атмосферного аэрозоля. На основании проведенных экспериментов и работы [4], где проводились аналогичные эксперименты, можно определить следующие характеристики явления разрушения крупных водяных капель под действием моноим-



Ф и г. 7

пульса ОКГ: разрушение водяных капель происходит при пороговом значении плотности мощности импульса рубинового лазера $\sim 2,1 \text{ ГВт} \cdot \text{см}^{-2}$; капля начинает взрываться за время, меньшее, чем 16 мкс, а характерное время исчезновения капли составляет $\sim 150 \text{ мкс}$; давление на фронте ударной волны, разрушающей каплю, быстро падает с удалением от фокальной точки, достигая тысяч бар в непосредственной близости от нее. Чем больше энергия импульса, тем большее давление на фронте ударной волны и тем с большей скоростью и на большее расстояние разлетаются продукты взрыва; с увеличением энергии в импульсе ОКГ все больше энергии идет на «разгон осколков» капли и их скорость и дистанция разлета растут.

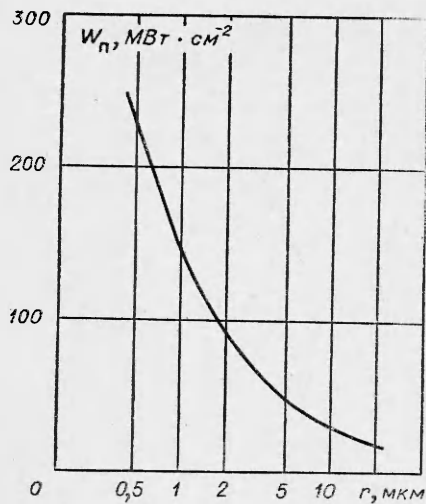
Зная порог пробоя в крупных каплях, можно оценить величину пробоя и для капель микронного размера. Как указывалось в ряде работ (например, [2]), дифракционные эффекты приводят к образованию максимумов интенсивности в распределении светового поля по объему капли. В работе [2] приводится также аппроксимационная зависимость от радиуса капли относительной величины наибольших максимумов (по сравнению с падающей на каплю интенсивностью)

$$\gamma = 11,63(r/\lambda)^{0,65},$$

где r — радиус капли, мкм; λ — длина волны падающего излучения, мкм. Зависимость справедлива для диапазона значений r/λ от 0,6 до 40, и с ее помощью можно определить порог пробоя микронных капель под действием импульса рубинового ОКГ

$$W_{\text{п}}(r) \simeq 180(r/0,694)^{-0,65}$$

($W_{\text{п}}$, $\text{МВт} \cdot \text{см}^{-2}$; r , мкм).



Ф и г. 8

Зависимость $W_n(r)$ приведена на фиг. 8, откуда видно, что в экспериментах по разрушению мелких капель плотности мощности моноимпульса $300 \text{ MBT} \cdot \text{cm}^{-2}$ было достаточно для того, чтобы явление пробоя произошло в аэрозоле всех размеров. В экспериментах работы [5], где плотность мощности в параллельном пучке моноимпульса неодимового лазера была всего около $30 \text{ MBT} \cdot \text{cm}^{-2}$, наблюдалось увеличение оптической толщины искусственного тумана на 12–14% после прохождения мощного импульса. Это свидетельствовало о наличии продуктов взрыва капель в зоне воздействия, откуда можно было предположить, что мощность $30 \text{ MBT} \cdot \text{cm}^{-2}$ только слегка превышает пороговую и, следовательно, кинетическая энергия разлета осколков мала. Это же

следует и из фиг. 8, где видно, что мощность такого порядка могла разрушать только капли с $r > 10 \text{ мкм}$, которых в условиях эксперимента [5] было немного (распределение капель по размерам описывалось гамма-распределением с параметрами $r_0 = 3 \text{ мкм}$ и $\mu = 3$).

В заключение проведем приближенную оценку энергии моноимпульса, требуемую для разрушения капель в столбе аэрозоля длиной L . Примем, что аэрозоль монодисперсный с размером капель по радиусу $r_0 \text{ мкм}$ и с концентрацией N_0 . Тогда его коэффициент ослабления $\alpha_0 \approx 2\pi r_0^2 N_0$. Если импульс ОКГ обладает мощностью W_0 , превышающей пороговую мощность для капель этого размера $W_n(r_0)$, то первый импульс ОКГ разрушит все капли на трассе длиной $\Delta l_1 = \frac{1}{\alpha_0} \ln \frac{W_0}{W_n(r_0)}$. Характерное время разрушения не более 10^{-4} с , и если через 10^{-4} с последует второй импульс ОКГ той же мощности, то он проходит через продукты взрыва капель после первого импульса и разрушает аэрозоль на трассе длиной

$$\Delta l_2 = \frac{1}{\alpha_0} \left\{ \ln \frac{W_0}{W_n(r_0)} - \alpha_1 \Delta l_1 \right\},$$

где α_1 — коэффициент ослабления излучения мощного ОКГ в продуктах взрыва, причем $\alpha_1 < \alpha_0$. Таким образом, после очереди из N импульсов в аэрозоле образуется канал длиной

$$L = \sum_{i=1}^N \Delta l_i = \frac{1}{\alpha_0} \ln \frac{W_0}{W_n(r_0)} \sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right)^{i-1}.$$

Приведем численный пример. Величины параметров: $r_0 = 5 \text{ мкм}$, $N_0 = 60 \text{ см}^{-3}$, $\alpha_0 \approx 19 \text{ км}^{-1}$, $\alpha_1/\alpha_0 = 0,5$, $L = 0,5 \text{ км}$, $W_n = 48 \text{ MBT} \cdot \text{cm}^{-2}$. Тогда после четырех импульсов трасса длиной $0,5 \text{ км}$ просветится при импульсе с мощностью

$$W_0 = W_n \exp \left\{ \frac{L \alpha_0}{\sum_{i=1}^N \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_0} \right)^{i-1}} \right\} \approx 7,6 \text{ ГВт} \cdot \text{cm}^{-2}.$$

Учитывая, что $\tau = 2 \cdot 10^{-8}$ с, получим требуемую плотность энергии ~ 150 Дж·см⁻².

Поступила 29 III 1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Бисярин В. П., Колосов М. А., Пожидаев В. Н., Соколов А. В. Взаимодействие лазерного излучения УФ, видимого и ИК диапазонов с водным аэрозолем.— «Изв. высш. учеб. заведений. Физика», 1977, № 11.
2. Землянов А. А., Погодаев В. А., Пожидаев В. Н., Чистякова Л. К. Оптическая прочность слабопоглощающих капель в интенсивных световых полях.— ПМТФ, 1977, № 6.
3. Дентон М. Б., Шварц Д. Б. Усовершенствованный ультразвуковой распылитель для получения концентрированных аэрозолей.— «Приборы для научных исследований», 1967, № 1.
4. Бузуков А. А., Тесленко В. С. Давление на фронте ударной волны в ближней зоне пробоя лазерной искры в воде.— ПМТФ, 1970, № 3.
5. Пожидаев В. Н., Новиков В. И. О возможности разрушения капель тумана с помощью гигантских импульсов лазеров.— «Оптика и спектроскопия», 1976, т. 40, вып. 3.

УДК 533.7

О РОЛИ ПУЗЫРЬКОВОГО КИПЕНИЯ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОЩНЫХ ПОТОКОВ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

А. В. Бурмистров

(Жуковский)

Для изучения взаимодействия мощного излучения с веществом широко используется модель установившегося испарения [1—4]. В этой модели поток излучения, падающий по нормали на плоскую поверхность тела, постоянен по величине, что и обеспечивает стационарность распределения параметров в системе координат, связанной с поверхностью. Одним из предположений модели является то, что испарение происходит только с поверхности. Однако, как показано в работах [1, 2], при установившемся испарении металла поверхность находится в жидком перегретом состоянии. Следовательно, механизм испарения может осложниться пузырьковым кипением. Обычно этим процессом пренебрегается на том основании, что коэффициент поверхностного натяжения металлов велик (если температура не слишком близка к критической) и, следовательно, вероятность зарождения пузыря мала [2]. Для обоснования этого утверждения необходимы количественные оценки. Такие оценки проделаны в работах [5, 6], где показано, что существует определенная интенсивность потока q_{*} при превышении которой поверхностное испарение сменяется объемным кипением.

Однако в [5, 6] допущен ряд неточностей, которые, как будет показано ниже, в некоторых случаях сильно искажают границу смены механизмов испарения. Цель данной работы — устранение этих неточностей и более корректное вычисление величины q_{*} .

1. Пузырьки пара возникают в жидкости либо в результате тепловых флуктуаций (флуктуационные пузырьки), либо обусловлены посторонними примесями (стационарные пузырьки) [6].