

УДК 533.592

## ИССЛЕДОВАНИЕ ИНИЦИИРУЕМЫХ ИЗЛУЧЕНИЕМ $\text{CO}_2$ ЛАЗЕРА ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ УДАРНЫХ ВОЛН В ГЕЛИИ МЕТОДАМИ ГОЛОГРАФИЧЕСКОЙ ИНТЕРФЕРОМЕТРИИ

Г. Р. Токер

Методами голографической интерферометрии визуализированы и количественно исследованы цилиндрические ударные волны в гелии, инициированные импульсом излучения  $\text{CO}_2$  лазера при фокусировке его на алюминиевую мишень. Излучение остро фокусировалось на границу мишень—газ с помощью цилиндрической линзы. Для различных начальных давлений газа определен характер движения цилиндрической ударной волны и проведено сравнение с динамикой достаточно сильной ударной волны в условиях нитевидного взрыва. Оценено пространственное распределение за фронтом ударной волны электронной плотности и плотности гелия. Продемонстрированы преимущества голографической методики исследования по сравнению с классическими интерференционными и теньевыми схемами.

Фокусировка мощного лазерного излучения на границу мишень—вакуум приводит к возникновению высокотемпературной плотной абляционной лазерной плазмы, которая, расширяясь в вакуум, становится прозрачной для лазерного излучения [1]. Для умеренных [2, 3] и относительно высоких [4] интенсивностей лазерного излучения, отвлекаясь от конкретного механизма плазмообразования, можно утверждать, что в случае, когда мишень окружена атмосферой газа, абляционная лазерная плазма, расширяясь, возбуждает в нем ударную волну.

При относительно низких интенсивностях лазерного излучения, ниже пороговых для поддержания оптического разряда [4], или же при интенсивностях, когда скорость волны ионизации  $v_i$  не превышает скорости ударной волны  $v_s$ , создаются благоприятные условия для лазерной генерации плоских, цилиндрических или сферических ударных волн в газах и изучения их характеристик.

В настоящей работе моделировалась цилиндрическая ударная волна (ЦУВ) в гелии, инициированная излучением  $\text{CO}_2$  лазера [6], и для различных начальных давлений газа исследовались ее параметры методами голографической интерферометрии [7].

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Излучение  $\text{CO}_2$  лазера (длительность импульса  $\tau \approx 300$  нс, энергия в импульсе  $E \approx 4$  Дж) с помощью цилиндрической линзы остро фокусировалось на торцевую поверхность тонкой (3 мм) алюминиевой пластины в полосу шириной  $X_0 = 0.8$  мм и длиной  $Z_0 = 90$  мм. Интенсивность излучения в максимуме пучка  $\text{CO}_2$  лазера  $q_{\max} \approx 37$  МВт/см<sup>2</sup>.

На рис. 1 представлена также схема голографического интерферометра сфокусированного изображения. В качестве источника когерентного излучения, зондирующего ЦУВ в направлении оси  $Z$ , использовался лазер ОГМ-20 со следующими основными параметрами:  $\lambda_p = 0.6843$  мкм,  $E_p = 0.1$  Дж,  $\tau_p = 30$  нс. Активная модуляция добротности резонатора рубинового лазера была синхронизована с импульсом излучения  $\text{CO}_2$  лазера. Отрицательной линзой формировался слаборасходящийся диагностирующий пучок, причем апертура предметного пучка в плоскости среднего сечения мишени определяет размеры поля визуализации фазового объекта, которым является ЦУВ, а масштаб изобра-

жения задается толщиной мишени [8]. Посредством объектива среднее сечение мишени резко изображалось на плоскость фотослоя. Настройка голографического интерферометра на полосы конечной ширины осуществлялась вращением поворотного клина между экспозициями. В качестве голографического материала использовались пластинки ПЛ-3М-694 (разработка ГОСНИИХИМФОТОПРОЕКТА). Полученные фазовые голограммы сфокусированного изображения обеспечивали визуализацию ЦУВ с увеличением  $\times 2.3$  и пространственным разрешением  $\approx 50$  мкм.

Схема восстановления и исследования волновых фронтов стандартными оптическими методами описана в [8]. Если голограмму, прошедшую соответствующую обработку, осветить коллимированным пучком гелий-неонового

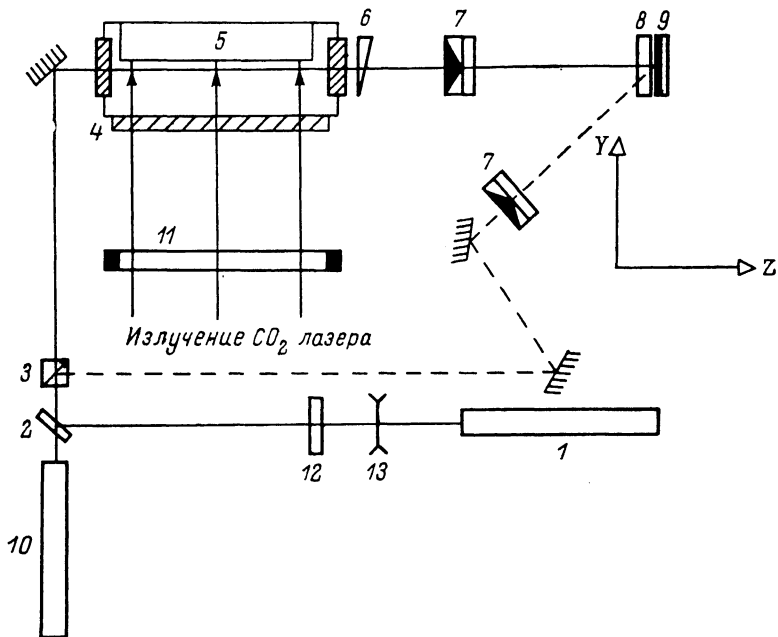


Рис. 1. Схема экспериментальной установки и голографического интерферометра сфокусированного изображения.

1 — рубиновый лазер ОГМ-20, 2 — полупрозрачное зеркало, 3 — светоделительный кубик, 4 — вакуумная камера, 5 — мишень, 6 — поворотный клин, 7 — объектив И-51, 8 — красный светофильтр КС-17, 9 — голограмма, 10 — настроечный светофильтр, 11 — цилиндрическая линза, 12 — нейтральный светофильтр, 13 — отрицательная линза.

лазера в направлении опорного пучка, то одновременно реконструируются две предметные волны — реперная, когда ЦУВ еще (или уже) не было, и зондирующая ЦУВ в некоторый момент времени  $\tau_c$ , отстоящий от момента ее возникновения. Поскольку между экспозициями происходило вращение поворотного клина, зондирующая и реперная предметные волны, восстанавливаясь, расходятся на малый угол  $\delta_r$ , который собственно и определяет пространственную частоту интерференционных полос

$$f = \frac{\sin \delta_r}{\lambda_r} \approx \frac{\delta_r}{\lambda_r},$$

где  $\lambda_r = 0.6328$  мкм. Эти две предметные волны, собранные объективом в фокальной плоскости, легко могут быть отделены друг от друга методами пространственной фильтрации. Пройдя через диафрагму зондирующая предметная волна изучалась теньевыми методами [7] с целью получения прямых (рис. 2,  $g-e$ ) и шпиренграмм ЦУВ. Теньевые методики позволяют визуализировать те области ударной волны, где происходит резкое изменение показателя преломления (шпиренграммы) или его производной (прямые тенеграммы). Переснятая на фотоматериал с необходимой расфокусировкой восстановленная зондирующая

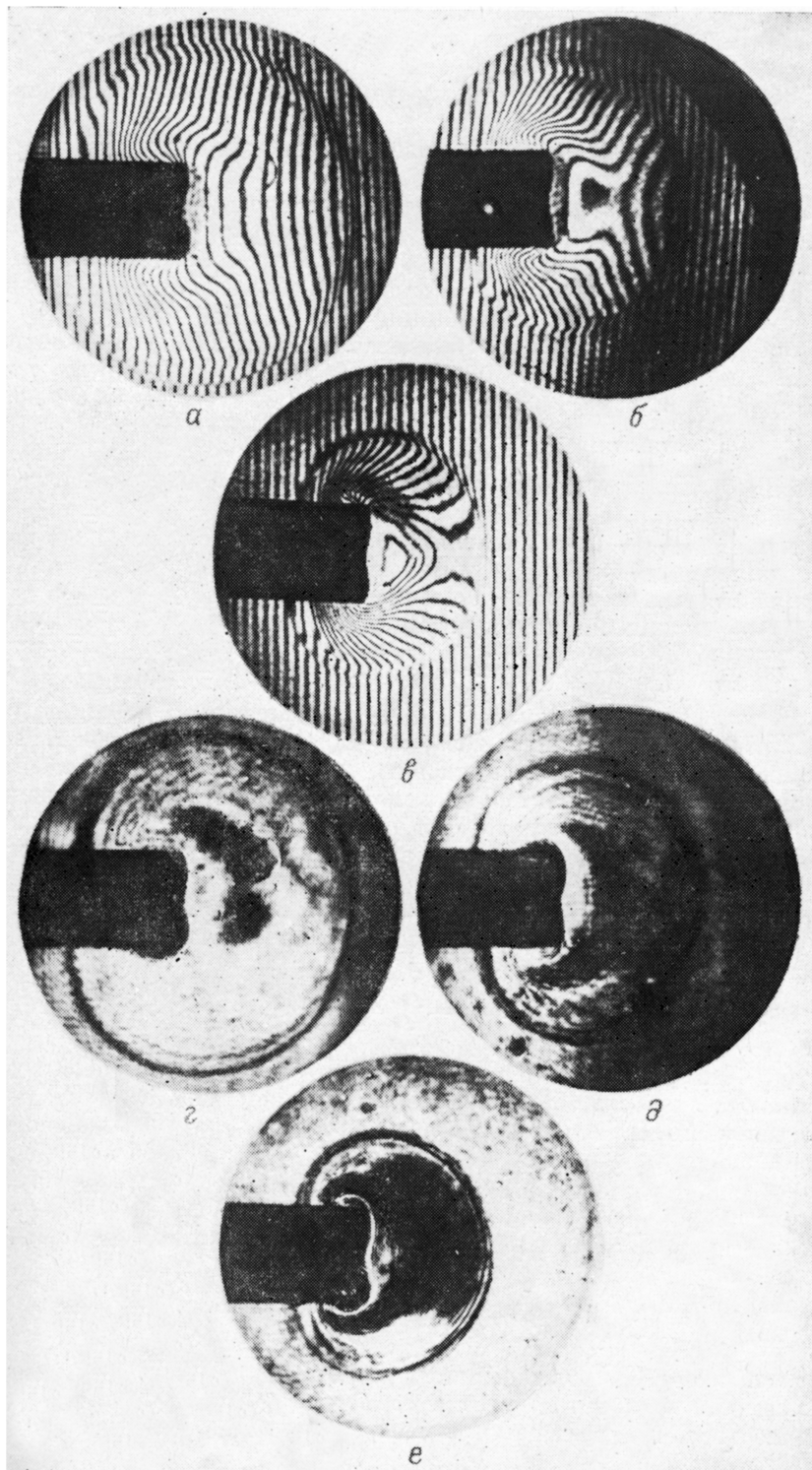


Рис. 2. Интерферограммы (а—е) и тенеграммы (з—е) ЦУВ в гелии. Начальное давление (мм рт. ст.), временная задержка диагностирующего излучения (мкс), энергия в импульсе  $\text{CO}_2$  лазера (Дж); а, з — 190, 1.0, 3.9; б, д — 380, 1.0, 3.8; в, е — 760, 1.1, 3.7.

щая предметная волна представляет собой прямую тенеграмму ЦУВ. Для получения шпиренграмм восстановленная зондирующая предметная волна собирается вторым объективом. Если в фокальной плоскости объектива поместить круглую диафрагму (нож Фуко), то в плоскости изображения ЦУВ визуализируются области с градиентами показателя преломления в направлениях, перпендикулярных кромке ножа.

На переднем фронте импульса  $\text{CO}_2$  лазера возникающая в результате взаимодействия лазерного излучения с поверхностью мишени абляционная лазерная плазма генерирует в окружающем мишень газе плоскую ударную волну, которая со временем принимает цилиндрическую форму. Анализ тенеграмм показывает, что ЦУВ, имеющая в сечении форму эллипса, вытянутого в направлении оси  $X$ , формируется за времена  $\tau_d \leq 100$  нс, при этом характерный радиус фронта ЦУВ  $r \approx X_0$ . Интерференционные полосы за фронтом ЦУВ не наблюдаются (при этом фронт ЦУВ отчетливо наблюдается на тенеграммах), что связано, по-видимому, с сильной рефракцией зондирующего излучения в плотной лазерной плазме. На рис. 2,  $z-e$  представлены типичные тенеграммы ЦУВ для трех различных давлений гелия (760, 280, 190 мм рт. ст.), соответствующие времени задержки  $\tau_d \approx 1$  мкс. К этому времени ЦУВ имеет форму фронта, приближающуюся к окружности с радиусом  $r \gg X_0$  и центром, несколько отстоящим от поверхности мишени.

Для различных начальных давлений гелия  $p_1$  интересно сравнить поведение экспериментально наблюдаемой ЦУВ с динамикой достаточно сильной УВ в условиях нитевидного взрыва. Решение автомодельной задачи о движении сильной УВ в условиях цилиндрической симметрии хорошо известно [9]

$$r_a = (E_0/\alpha\rho_1)^{1/4} t^{1/2}, \quad (1)$$

где  $r_a$  — радиус фронта ЦУВ;  $E_0 = E_0/Z_0$  — энергия взрыва на единицу длины;  $\rho_1$  — плотность невозмущенного газа;  $t$  — время;  $\alpha$  — константа, величина которой определяется постоянной адиабаты газа  $\gamma$ . Анализ экспериментальных данных показывает, что характер движения ЦУВ отличается от динамики УВ в условиях автомодельности даже для ранних значений  $\tau_d < 0.2$  мкс. ЦУВ быстро ослабевает, и к моменту времени  $\tau_d \approx 1$  мкс максимальное сжатие за фронтом ЦУВ ( $p_1 = 190$  мм рт. ст.) не превышает двух;  $p_2/p_1 = 1.84$ , в то время как для сильной УВ  $p_2/p_1 = (\gamma + 1)/(\gamma - 1) = 4$ , если  $\gamma = 5/3$ .

В условиях одномерной задачи массовая скорость частиц газа за фронтом УВ записывается как

$$v_p = \frac{2}{\gamma + 1} \left(1 - \frac{1}{M^2}\right) v_s, \quad (2)$$

где  $M = v_s/a_1$  — число Маха для скорости фронта  $v_s$  ЦУВ, которое определяется по отношению к скорости звука  $a_1$  в невозмущенном газе. Замечательной особенностью движения ЦУВ с учетом противодействия [10] является соответствие предельного значения скорости частиц газа  $v_p \rightarrow 0$  (при  $r \rightarrow \infty$ ) предельному значению такой же скорости в условиях автомодельности. Более того, оказывается, что асимптотический закон для  $v_p$  при учете противодействия слабо отличается от автомодельного уменьшения скорости частиц газа в зависимости от радиуса фронта ЦУВ:

$$v_p = \frac{a_1}{\gamma + 1} (E_0/\alpha\gamma p_1)^{1/2} \frac{4}{r}. \quad (3)$$

Если воспользоваться соотношением (2), то легко можно найти аналитическую зависимость скорости  $v_s$  от радиуса фронта  $r$  ЦУВ. В безразмерном виде последнее соотношение запишется в следующем виде:

$$M = 1/4 (\alpha\gamma)^{1/2} R + (1/16\alpha\gamma R^2 + 1)^{1/2}, \quad (4)$$

где безразмерный радиус фронта  $R$  ЦУВ определяется как  $r/r_*$ . Величина  $r_*$  — так называемая динамическая длина — один из основных размерных параметров в задаче точечного взрыва с учетом противодействия. В случае цилиндрической симметрии динамическая длина определяется как  $r_* = (E_0/p_1)^{1/2}$  (расчеты проводились для  $E_0 = 4$  Дж/см).

На рис. 3, а представлены экспериментальные зависимости числа Маха  $M$  для скорости фронта ЦУВ от безразмерного радиуса  $R=r/(E_0/p_1)^{1/2}$  для различных начальных давлений гелия  $p_1$ . Кривой 1 соответствуют расчетные значения чисел  $M$  по формуле (4), а кривой 2 соответствует аналитическая зависимость

$$M = (1 + 0.192/R^2 + 0.384/R^{3/2})^{1/2}.$$

Для нахождения последнего соотношения использовалась аналитическая зависимость избыточного давления  $p_2/p_1 - 1$  за фронтом ЦУВ от радиуса  $R$ , полученная путем обработки экспериментальных данных по цилиндрическому взрыву и представленная в работе [11]. Сравнение теории и эксперимента позволяет сделать следующие выводы. Экспериментальные значения чисел Маха существенно отличаются (гораздо ниже) соответствующих теоретических значений (кривая 1) вблизи центра взрыва, т. е. для времени  $\tau_d \approx 0.2 \div 0.4$  мкс. Это обстоятельство связано, по-видимому, с тем, что условие «мгновенности» энерговыклада не выполняется, поскольку длительность импульса  $\text{CO}_2$  лазера  $\tau \sim 0.3$  мкс. К моменту времени  $\tau_d \approx 1.0$  мкс, которому соответствуют характерные значения  $R \approx 0.15 \div 0.20$ , экспериментальные данные наиболее близки к расчетным. В более поздние времена  $\tau_d > 1.5$  мкс ( $R = 0.2 \div 0.3$ ) затухание ЦУВ происходит более

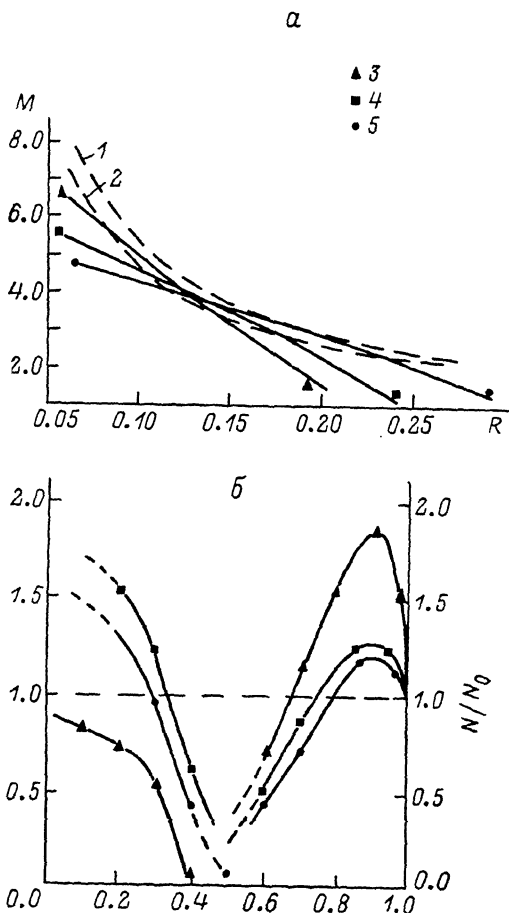


Рис. 3. Экспериментальная зависимость Маха  $M$  от безразмерного радиуса  $R$  ЦУВ (а) и пространственное распределение электронной плотности и степени сжатия по радиусу ЦУВ (б).

3 — 190, 4 — 380, 5 — 760 мм рт. ст.

эффективно, чем это следует из теории. Отметим, что наиболее близкими к расчетным (кривая 1) являются экспериментальные данные для  $p_1 = 760$  мм рт. ст.

Обратимся к интерферограммам рис. 2, а—в. Восстановленная интерферограмма позволяет рассчитать пространственное распределение изменения показателя преломления за фронтом ЦУВ, который в силу цилиндрической симметрии является функцией только двух координат  $n=n(x, y)$ . Изменение показателя преломления в случае частично ионизованной плазмы есть аддитивная величина, определяемая вкладом тяжелых частиц (атомов и ионов) и электронов [12]

$$\Delta n = C(N - N_0) - 4.46 \cdot 10^{-14} \lambda_p^2 N_e, \quad (5)$$

где  $C$  — рефракция в расчете на один атом в единице объема ( $\text{см}^3$ ),  $N_0$  — плотность атомов до, а  $N$  — плотность тяжелых частиц после прихода ЦУВ,  $N_e$  — электронная плотность. Для достаточно сильной УВ газ из центральных областей эффективно вытесняется ко фронту ЦУВ, поэтому вблизи фронта возник-

кает область сжатия газа, для которой  $\Delta n > 0$ . На внутренней границе этой области  $\Delta n = 0$  при  $r = r_0$ , и, следовательно, внутри этой области сжатия плотность газа достигает максимума. Для радиусов  $r < r_0$  плотность газа  $N$  становится меньше  $N_0$  и монотонно падает к контактной границе газ—абляционная плазма. Следует отметить, что, несмотря на относительно высокие начальные давления гелия (760—190 мм рт. ст.), электроны, появляющиеся в процессе фотоионизации гелия в этой области, вносят существенный вклад в изменение показателя преломления. Объясняется это следующим. На интерферограммах, полученных в полосах конечной ширины, направление и величина сдвига полос  $\Delta k$  однозначно связаны со знаком и абсолютной величиной изменения показателя преломления

$$\Delta k = \frac{Z_0}{\lambda_p} \Delta n.$$

Величина сдвига полос в области, примыкающей к контактной границе, не может быть объяснена даже полным вытеснением гелия во фронт ударной волны, и  $\Delta n$  в этой области обусловлено главным образом появлением электронов. В то же время анализ интерферограмм показывает, что в области  $r > r_0$  сдвиг полос обусловлен сжатием газа, а влиянием электронной компоненты можно пренебречь. В случае частично ионизованной плазмы корректный расчет пространственного распределения плотности газа и электронной плотности может быть проведен при условии, что плазма диагностируется на двух длинах волн [12]; тем не менее оценки показывают, что для всех начальных давлений газа (в диапазоне 760—190 мм рт. ст.) величины  $N$  и  $N_e$  определяются с максимальной ошибкой  $\leq 50\%$  (в области, где  $r \approx r_0$ ). Соответствующие радиальные распределения плотности газа и электронной плотности в направлении  $45^\circ$  к оси  $V$  представлены на рис. 3, б. Расчет сжатия газа в области  $r > r_0$  производился по формуле

$$\frac{N}{N_0} = 1 + \frac{\Delta k \lambda_p}{Z_0 C N_0}, \quad \Delta k > 0, \quad (6a)$$

а расчет электронной плотности в области  $r < r_0$  по формуле

$$N_e = \frac{C Z_0 N_0 + \Delta k \lambda_p}{4.46 \cdot 10^{-14} \lambda_p^2}, \quad \Delta k < 0. \quad (6b)$$

В заключение необходимо подчеркнуть следующее. Лазерная генерация цилиндрических ударных волн в газах обладает известными преимуществами по сравнению со стандартным способом, связанным с использованием взрывающихся проволок [13]. Прежде всего — это легкость воспроизводства нитевидного взрыва и управление его энергетикой. Необходимо отметить, что оценки степеней сжатия во фронте ЦУВ, сделанные на основе экспериментальных данных для чисел Маха, дают завышенные значения по сравнению с расчетом на основе интерферограмм.

Автор выражает свою благодарность С. И. Державину и А. А. Сироткину, принимавшим непосредственное участие в подготовке и проведении экспериментов.

#### Литература

- [1] Кальдиrola П., Кнопфель Г. Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. 484 с.
- [2] Барчуков А. И., Бункин Ф. В., Конов В. И., Любин А. А. ЖЭТФ, 1974, т. 66, № 3, с. 965—982.
- [3] Голубь А. П., Немчинов И. В. Квант. электр., 1980, т. 7, № 1, с. 209—211.
- [4] Дацкевич Н. П., Карлов Н. В., Кононов Н. Н. и др. Квант. электр., 1984, т. 1, № 4, с. 853—856.
- [5] Райзер Ю. П. Лазерная искра и распространение разрядов. М.: Наука, 1974. 308 с.
- [6] Аполонов В. В., Агунов Н., Державин С. И. и др. Квант. электр., 1983, т. 10, № 9, с. 1929—1931.
- [7] Островский Ю. И., Бутусов М. М., Островская Г. В. Голографическая интерферометрия. М.: Наука, 1977. 336 с.

- [8] *Токер Г. Р.* Препринт ИОФ АН СССР, № 257. М., 1985. 41 с.  
[9] *Седов Л. И.* Методы подобия и размерности в механике. М.: Наука, 1967. 428 с.  
[10] *Коробейников В. П.* Задачи теории точечного взрыва. М.: Наука, 1985. 400 с.  
[11] *Цикулин М. А.* Ударные волны при движении в атмосфере крупных метеоритных тел.  
М.: Наука, 1969. 256 с.  
[12] *Зайдель А. Н., Островская Г. В.* Лазерные методы исследования плазмы. Л.: Наука,  
1977. 219с.  
[13] *Чейс В. Г., Мур Х. К.* Электрический взрыв проводников. М.: Мир, 1965. 341 с.

Институт общей физики  
АН СССР  
Москва

Поступило в Редакцию  
9 июня 1986 г.  
В окончательной редакции  
4 ноября 1987 г.

---