

ОПТОГЕТЕРОДИННЫЕ ДОПЛЕРОВСКИЕ ИЗМЕРЕНИЯ БАЛЛИСТИЧЕСКОГО РАЗЛЕТА ПРОДУКТОВ РАЗРУШЕНИЯ ПОВЕРХНОСТИ УДАРНОЙ ВОЛНОЙ: ЭКСПЕРИМЕНТ И ТЕОРИЯ

*А. В. Андрияш^а, М. В. Асташкин^б, В. К. Баранов^б, А. Г. Голубинский^б,
Д. А. Ириничев^б, А. Н. Кондратьев^{а*}, С. Е. Куратов^а, В. А. Мазанов^б,
Д. Б. Rogozkin^{а,с}, С. Н. Степушкин^б, В. Ю. Хатункин^б*

^а *Всероссийский научно-исследовательский институт автоматики им. Н. Л. Духова
127055, Москва, Россия*

^б *Российский Федеральный ядерный центр —
Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики
607188, Саров, Россия*

^с *Национальный исследовательский ядерный университет,
Московский инженерно-физический институт
115409, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 5 ноября 2015 г.

Представлены результаты лазерных оптогетеродинных измерений баллистического разлета продуктов разрушения поверхности при ударно-волновом нагружении. Показана возможность определения различных физических характеристик быстролетящего облака пыли, включая скорость движения, размеры микрочастиц, поверхностную плотность облака пыли. Дано описание малогабаритного стенда для проведения экспериментов по ударному воздействию на металлические образцы. Ударное воздействие осуществлялось танталовым ударником толщиной 100 мкм, разогнанным до скорости 2.8 км/с. В качестве образцов использовались пластины свинца различной толщины с одинаковым качеством обработки поверхности. При давлении в ударной волне 31.5 ГПа продуктами разрушения были твердые микрочастицы с характерными размерами порядка 50 мкм. При давлениях 42 ГПа и 88 ГПа образуется жидко-капельное облако пыли с характерными размерами частиц 10–15 мкм. Для интерпретации спектральных данных оптогетеродинных доплеровских измерений разлета продуктов разрушения поверхности (отколов, микрочастиц пыли) предложено использование транспортного уравнения для функции взаимной когерентности многократно рассеянного поля. Проведены расчеты доплеровских спектров сигнала обратного рассеяния для модели возникающего при выходе ударной волны на поверхность пылевого облака с типичными для экспериментальной ситуации параметрами. Обнаружены качественные изменения в спектрах в зависимости от оптической толщины пылевого облака. Полученные теоретические результаты согласуются с данными экспериментов.

DOI: 10.7868/S0044451016060031

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальные исследования процессов, сопровождающих разрушение ударно-нагруженных металлических образцов, опираются на различные

методы измерений физических характеристик продуктов разрушения (пьезодатчики, фольги Эсея, теньевую рентгенографию и др.) [1–15].

В последнее десятилетие для изучения динамических процессов, сопровождающих выход ударной волны на поверхность материалов, стали широко использоваться оптогетеродинные доплеровские измерения скорости (или photon Doppler velocimetry, PDV) [16] (см. также работы [10, 11, 13–15, 17–28]).

* E-mail: an.kondratev@physics.msu.ru

Одним из преимуществ этого метода является возможность одновременной регистрации скорости движения нескольких, или даже очень большого числа объектов, попадающих в область зондирования. Именно такая ситуация реализуется при выходе ударной волны на поверхность исследуемого образца. В зависимости от интенсивности ударного воздействия и состояния поверхности в этом случае возникает баллистический разлет продуктов разрушения, образующихся при отколе поверхностного слоя и кумулятивном выбросе облака твердотельных или жидко-капельных микрочастиц из неоднородностей поверхности.

В стандартной схеме измерения скорости одного объекта используется смешение двух волн, различающихся по частоте [16, 18]. Одна, опорная, волна представляет собой сигнал на исходной частоте, другая, отраженная от поверхности, имеет частоту, сдвинутую из-за эффекта Доплера. Интерференция волн в детекторе приводит к временным биениям интенсивности

$$I(t) = I_0 + I_b + \sqrt{I_0 I_b} \cos(\omega t + \varphi), \quad (1)$$

где I_0 и I_b — интенсивности опорного (референтного) и обратнорассеянного от движущегося объекта сигналов, ω — частота биений, φ — разность фаз опорной и обратнорассеянной волн. Частота биений совпадает с доплеровским сдвигом и равна

$$\omega = 2 \frac{v}{c} \omega_0, \quad (2)$$

где c — скорость света, ω_0 — исходная частота лазерного излучения, v — измеряемая скорость объекта. По частоте биений в заданный момент времени определяется соответствующее значение скорости. Гетеродинные биения записываются широкополосным цифровым преобразователем (с высокой временной разрешающей способностью). Для регистрации скоростей движения порядка 10 км/с требуется скорость записи более 10 ГГц.

Несмотря на растущее число работ по PDV-измерениям, большинство исследований посвящено анализу точности определения скорости отдельных объектов. Измерение распределения по скоростям многочастичных объектов рассматривалось только в работах [19, 21, 26, 28–30]. Основная трудность в этом случае связана с интерпретацией экспериментальных данных. Обратнорассеянное от многочастичной системы поле представляет собой сложный сигнал, состоящий из большого числа гармоник,

$$E(t) = \sum_k a_k \exp[i(\omega_k t + \varphi_k)], \quad (3)$$

со случайными амплитудами и фазами. Сложение входящих в (3) отдельных вкладов дает меняющуюся во времени и пространстве спекл-структуру [31–33]. Измеренная в фотодетекторе интенсивность будет описываться аналогичным (1) соотношением, но со случайной фазой (аргументом косинуса в (1)). Если в поле (3) дает вклад многократное рассеяние, то частоту биений уже нельзя однозначно связать со скоростью той или иной частицы объекта.

Обработка PDV-сигнала в рассматриваемом случае проводится стандартно с помощью фурье-преобразования [16–19]. Результаты фурье-преобразования временной развертки биений обычно собираются в так называемые спектрограммы [16–19] — двумерные распределения на плоскости «частота (или скорость) — «время», где каждому пику фурье-спектра ставится в соответствие точка с яркостью, пропорциональной амплитуде пика. Такое представление результатов PDV-измерений является наглядным, но недостаточно информативным для количественного анализа и интерпретации экспериментальных данных.

Ниже приведены экспериментальные результаты оптогетеродинных измерений баллистического разлета продуктов разрушения поверхности при ударно-волновом нагружении металлических образцов. Ударное воздействие осуществлялось танталовым ударником толщиной 100 мкм, разогнанным до скорости 2.8 км/с. В качестве образцов использовались пластины свинца различной толщины с одинаковым качеством обработки поверхности. По временной развертке биений фототока, возникающих при смешении рассеянной и опорной волн, рассчитан фурье-спектр амплитуды поля сигнала обратного рассеяния. Отдельные спектральные компоненты, возникающие в результате сложения волн, рассеянных на различных микрочастицах, испытывают сильные временные флуктуации, характерные для спекл-структур. Для подавления флуктуаций выполнено усреднение квадрата и более высоких моментов амплитуды поля. Показано, что они с хорошей точностью удовлетворяют предположению о гауссовой статистике флуктуаций. Превышение наблюдаемых флуктуаций поля над гауссовым значением может быть связано с флуктуациями концентрации микрочастиц в области зондирования.

Для интерпретации усредненных спектральных данных доплеровских измерений предложено использовать решение транспортного уравнения для второго момента многократного рассеянного поля. В рамках простейшего двухпоточкового приближения проведены расчеты спектра сигнала обратного рас-

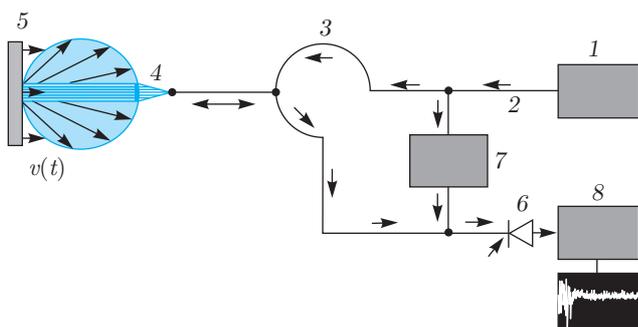


Рис. 1. Схема оптогетеродинных доплеровских измерений скорости: 1 — источник — лазер с длиной волны зондирующего излучения 1.55 мкм, 2 — одномодовое оптоволоконно, 3 — оптоволоконный циркулятор, 4 — коллиматор вывода излучения из оптоволоконна в свободное пространство, 5 — объект измерений, 6 — фотодиод, 7 — переменный ослабитель мощности излучения, 8 — цифровой преобразователь

сеяния и проанализирована его зависимость от оптической толщины пылевого облака, разброса пылевых микрочастиц по скоростям. Показано, что при соответствующем выборе значений скорости свободной поверхности, разброса микрочастиц по скоростям и оптической толщины пылевого облака можно добиться хорошего согласия с усредненными экспериментальными данными. Такой подход к интерпретации экспериментальных данных дает возможность решать обратную задачу восстановления скорости поверхности и физических характеристик возникающего при ее разрушении облака пылевых микрочастиц по результатам оптогетеродинных доплеровских измерений.

2. ЭКСПЕРИМЕНТ

Эксперименты по исследованию пыления ударно-нагруженных металлических образцов включают проведение оптогетеродинных доплеровских измерений скорости движения микрочастиц после выхода ударной волны на свободную поверхность. Принципиальная схема измерений показана на рис. 1. Ударная волна в исследуемом образце формируется при воздействии на него танталовым ударником. Состав микросборки, с помощью которой выполнялись экспериментальные исследования, проиллюстрирован на рис. 2. Границы полосы пропускания фотодиода и осциллографа позволяли регистрировать скорости до 10 км/с.

Первоначально регистрировался разгон ударника из тантала. В этом случае зондирующий луч отражался от его поверхности. Проведенные измере-

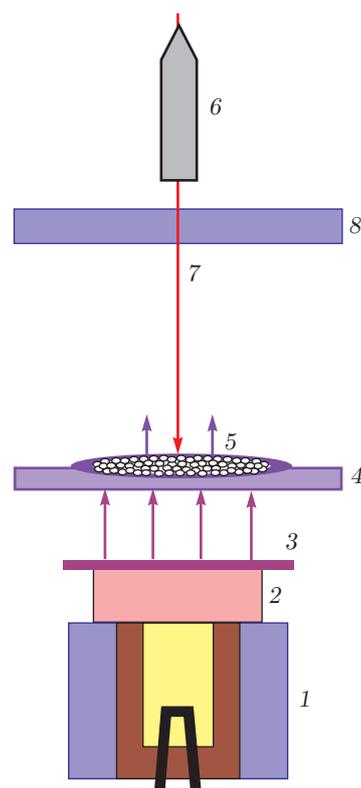


Рис. 2. Микросборка, использованная в эксперименте: 1 — капсуля электродетонатора, 2 — пластическое взрывчатое вещество (толщина 4 мм), 3 — плоский ударник (пластина тантала толщиной 100 мкм), 4 — пластина из свинца (расстояние от ударника 3 мм), 5 — движущиеся продукты ударного воздействия по свинцу, 6 — коллиматор, 7 — зондирующий луч, 8 — защитное стекло коллиматора

ния показали, что полет ударника в месте предполагаемого размещения свинцовой пластины отвечает стадии почти равномерного движения. Скорость ударника от опыта к опыту варьируется не более, чем на 4%, и составляет 2.75 ± 0.05 км/с.

Основные эксперименты были посвящены исследованию воздействия ударника на пластины из свинца. Пластины имели толщину 1.7 мм, 1.3 мм и 0.7 мм и одинаковую шероховатость поверхности $Rz = 1.25$. В этом случае из-за разрушения поверхности, в частности, из-за вызванных ее неровностью кумулятивных выбросов микрочастиц, над свободной поверхностью формируется область баллистически расширяющейся металлической пыли. В экспериментах измерялась временная зависимость фототока, возникающего при интерференции опорного и обратнорассеянного от пылевого облака волновых полей. Примеры временной динамики фототока проиллюстрированы на рис. 3. В проведенных

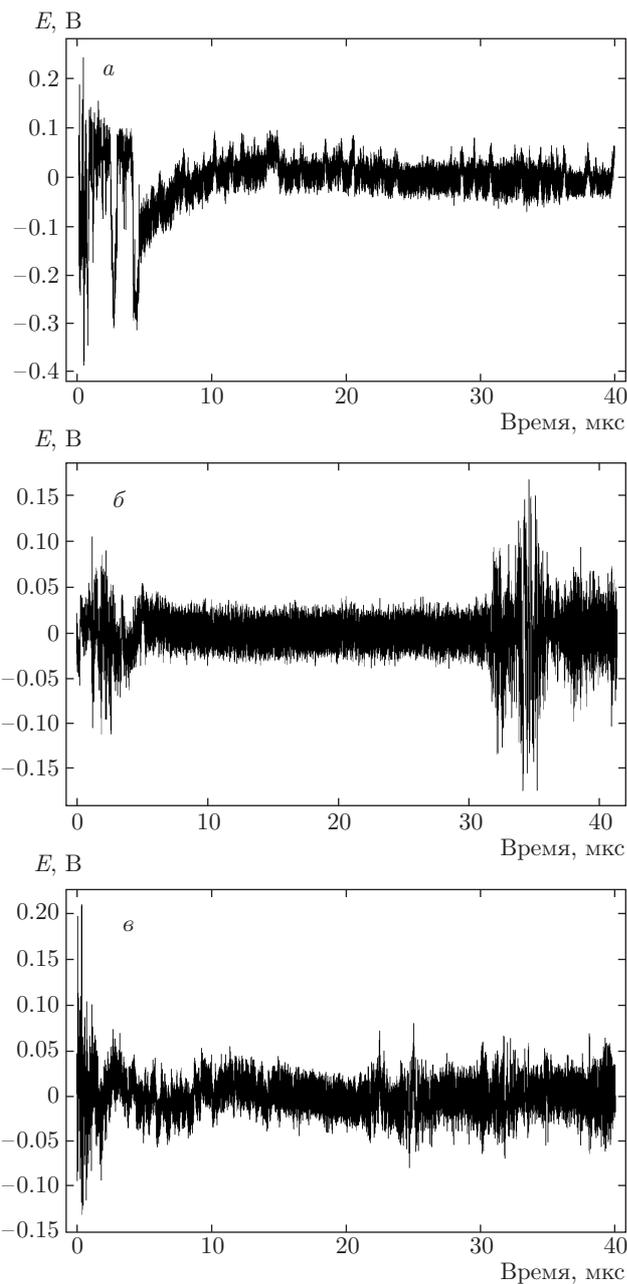


Рис. 3. Фототок, регистрируемый в оптогетеродинных доплеровских экспериментах. Толщина образцов 1.7 мм (а), 1.3 мм (б), 0.7 мм (в)

экспериментах полный временной интервал измерений составлял 100 мкс. Временные биения фототока PDV-сигнала на этом интервале описываются массивом из $8 \cdot 10^6$ точек. Для получения частотного спектра PDV-сигнала временной интервал был разделен на равные части — «окна». В каждом «окне» было проведено дискретное преобразование Фурье. В результате был получен набор PDV-спектров, отвечающих различным момен-

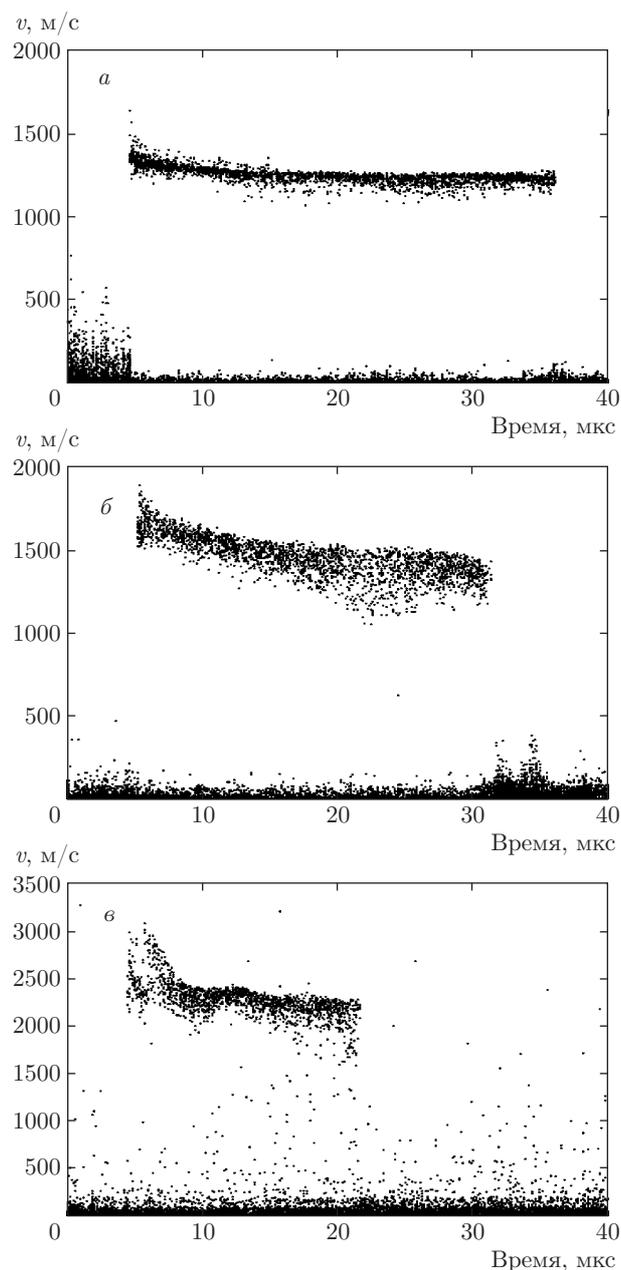


Рис. 4. Спектрограммы скоростей движения продуктов разрушения образцов толщиной 1.7 мм (а), 1.3 мм (б), 0.7 мм (в)

там времени разлета пылевого облака. Результаты измерений скорости движения продуктов разрушения поверхности (отколов и облаков пылевых микрочастиц) ударно-нагруженных образцов проиллюстрированы на спектрограммах, представленных на рис. 4.

Значение давления в ударной волне при выходе на поверхность образца напрямую связано с его толщиной. Это обусловлено процессом затухания вол-

ны в объеме образца. Давление в ударной волне оценивалось по положению пика в фурье-спектре в момент времени, соответствующий выходу ударной волны на поверхность пластины. Для свинцовых пластин толщиной 1.7 мм, 1.3 мм и 0.7 мм давление составляло, соответственно, 31.5 ГПа, 42 ГПа и 88 ГПа. В последнем случае выброс продуктов разрушения был столь интенсивным, что по спектру движения определить скорость слоя откола можно лишь ориентировочно.

Из-за разной толщины свинцовых пластин и, как следствие этого, разного ослабления ударной волны при распространении по пластине, процессы, происходящие на поверхности образцов, оказываются различными. Заметно отличие спектрограммы, относящейся к пластине толщиной 1.7 мм, от спектрограмм, описывающих движение продуктов разрушения образцов толщиной 1.3 мм и 0.7 мм. Причина этого различия связана, вероятно, с различным фазовым состоянием, в котором находятся продукты разрушения образцов. Согласно данным [34, 35], плавление свинца при ударно-волновом нагружении начинается при давлении в ударной волне 36 ГПа, а полный переход в жидкое состояние заканчивается при давлении 41 ГПа. Поэтому в толстой пластине (1.7 мм), где давление ударной волны составляло 31.5 ГПа, поверхность образца и слой откола оставались твердыми. В двух других случаях, где значения давления ударной волны составляли соответственно, 42 ГПа и 88 ГПа, слои откола должны были быть жидко-капельными.

По наклону различных участков спектрограмм можно сделать оценку характерных размеров отдельных частиц, возникающих в процессе разрушения поверхности при ударно-волновом нагружении. Такая оценка основана на зависимости торможения частиц в воздухе от их размера вследствие изменяющейся при различных числах Рейнольдса величины гидродинамического сопротивления (см., например, [36]). Как следует из показанных на рис. 4 спектрограмм, после нескольких первых микросекунд разлета сигнал от микрочастиц облака кумулятивной пыли из-за их сильного торможения исчезает. В результате для зондирующих лучей открываются более крупные фрагменты слоя откола, которые далее регистрируются в спектрах.

По наклону спектрограмм в первые моменты времени характерный размер микрочастиц для всех трех образцов можно оценить как не превышающий 1.3–1.8 мкм. При относительно больших временах разлета наиболее быстрые частицы, образовавшиеся в процессе разрушения слоя откола от пласти-

ны толщиной 1.7 мм, характеризуются размерами порядка 50 мкм. Что касается разрушения пластин толщиной 1.3 мм и 0.7 мм, то оно, как отмечено выше, происходит при одинаковом фазовом состоянии продуктов откола — в виде жидко-капельного облака. Несмотря на заметное различие в характерных значениях скорости движения, размеры капель при относительно больших временах оказываются в двух последних случаях одного порядка и составляют 10–15 мкм.

Тот факт, что размеры микрочастиц кумулятивной природы, выброшенных с поверхности в первые моменты движения, оказываются одного порядка во всех трех экспериментах, можно объяснить одинаковой шероховатостью исходной поверхности всех образцов. Интенсивность ударного нагружения отражается только на значениях скорости движения микрочастиц. При больших временах движения различия в характерных размерах частиц можно объяснить разницей в величине «откольной» прочности поверхности в твердом и жидком состояниях, а также фрагментацией относительно крупных жидких капель на более мелкие [37] в процессе торможения.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ СИГНАЛА ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ

3.1. Модель среды

Для интерпретации данных PDV-измерений необходимо сформулировать модель оптических свойств баллистически расширяющегося пылевого облака, образованного в результате выхода ударной волны на поверхность твердотельного образца. Определим оптическую толщину рассеивающего слоя, характерные значения сечений рассеяния и поглощения частиц пыли, их зависимость от характера распределения по скоростям и размерам. В первом приближении будем считать, что пылевое облако представляет собой плоский слой частиц, движущихся без столкновений с определенным разбросом по скоростям (см., например, [3–6, 11, 13]). Толщина пылевого облака обусловлена разбросом частиц по скоростям. Временная эволюция распределения объемной плотности вещества в пылевом облаке может быть описана автомодельной зависимостью [6]

$$\rho(z, t_m) = \frac{\rho_a}{v_S t_m} F\left(\frac{z}{v_S t_m}\right), \quad (4)$$

где ρ_a — поверхностная плотность пыления, v_S — скорость свободной поверхности, время t_m отсчиты-

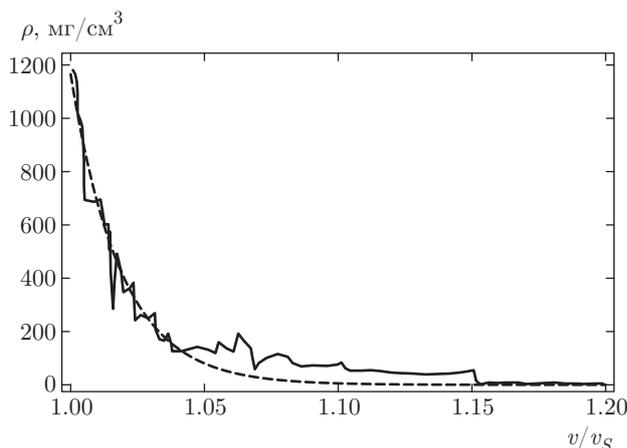


Рис. 5. Результаты измерений [11] зависимости объемной плотности пылевого облака от скорости частиц и ее аналитическая аппроксимация. Сплошная кривая — экспериментальные данные (образец Pb толщиной 2 мм, Rz = 1.3, давление 38 ГПа), штриховая линия — экспоненциальная модель (5), $\delta \approx 0.018$. Относительная скорость частиц $v/v_s = z/vst_m$

вается от момента выхода ударной волны на поверхность образца, координата z — расстояние от исходного положения поверхности. Функция $F(x)$ предполагается нормированной на единицу. Прямые измерения (с помощью пьезодатчиков, фольг Эсея и др.) пыления образцов под воздействием ударной волны позволяют приблизительно установить вид функции $F(x)$ (см., например, [3–6, 11, 13]). Согласно этим данным, плотность вещества в облаке резко падает с ростом скорости частиц (см. рис. 5), которая может превышать скорость свободной поверхности в 1.3–1.5 раза. Экспериментальные данные можно аппроксимировать, например, экспоненциальной зависимостью [13]

$$F(x) = \frac{1}{\delta} \exp\left(-\frac{x-1}{\delta}\right), \quad (5)$$

где параметр δ может принимать в зависимости от условий эксперимента значения порядка 0.01–0.05.

Соотношение (4) справедливо при движении фрагментов разрушения в вакууме. При разлете пылевого облака в газовой среде это соотношение применимо на небольших «стационарных» участках, когда можно пренебречь торможением частиц.

Для заданных экспериментальных условий (материала образца, состояния поверхности, давления в ударной волне и др.) характерные размеры фрагментов разрушения (микрочастиц кумулятивной природы, осколков поверхности и др.) зависят от

их относительной скорости v/v_s [37]. Большинство имеющихся данных о размерах относится к наиболее быстрым, лидирующим частицам, скорость движения которых заметно превышает скорость свободной поверхности, $v/v_s > 1.1$ [7, 12, 37–39]. Их средние размеры обычно не превышают нескольких микрон. О размерах более крупных фрагментов разрушения, которые движутся вблизи свободной поверхности и согласно [11, 13] дают основной вклад в поверхностную плотность пыления, имеются только данные качественного характера [7, 37].

Распределение частиц по размерам [7, 12, 37, 38] можно аппроксимировать распределением Юнге [40] $n(d) = Ad^{-\alpha}$ (d — размер частицы, $d_{min} < d < d_{max}$). Согласно [37], показатель α растет с увеличением относительной скорости частиц v/v_s . Для сравнительно медленных частиц, движущихся вблизи свободной поверхности ($v/v_s < 1.1$), результаты [7, 37] хорошо описываются значениями $\alpha = 1.5–2$ и $d_{max} = 30–100$ мкм.

По данным [3–6, 11, 13], объемная плотность вещества в пылевом облаке через десять микросекунд после выхода ударной волны на поверхность варьируется от 10^{-4} (для лидирующих наиболее быстрых частиц) до 10^{-2} (вблизи свободной поверхности) плотности исходного вещества (см. рис. 5). В связи с этим облако пыли можно считать относительно разреженным — расстояние между частицами в 20–30 раз (для наиболее быстрых) или в 4–5 раз (для наиболее медленных) превышает их размер. Поэтому сведения о возможных значениях коэффициентов рассеяния и поглощения, фазовой функции рассеяния и оптической толщине пылевого слоя можно получить, используя имеющиеся экспериментальные данные [3–6] и расчеты для отдельных частиц по теории Ми [41].

Если предположить, что основной вклад в PDV-сигнал дают частицы, размеры которых превышают длину волны λ используемого в PDV-измерениях излучения ($\lambda = 1.55$ мкм), то сечение рассеяния σ_{sc} будет в 2–3 раза [40, 41] превышать геометрическое и слабо зависеть от конкретного материала образца. Сечение поглощения излучения на длине волны $\lambda = 1–1.55$ мкм для металлических частиц составляет $\sigma_a = (1–5) \cdot 10^{-2} \sigma_{sc}$ и в первом приближении его можно не учитывать. Фазовая функция представляет собой изотропное распределение по углу рассеяния с резко выраженным дифракционным пиком в направлении вперед. Вклады в сечение от изотропного рассеяния и дифракции практически равны. Связь оптической толщины τ с плотностью пыления на единицу

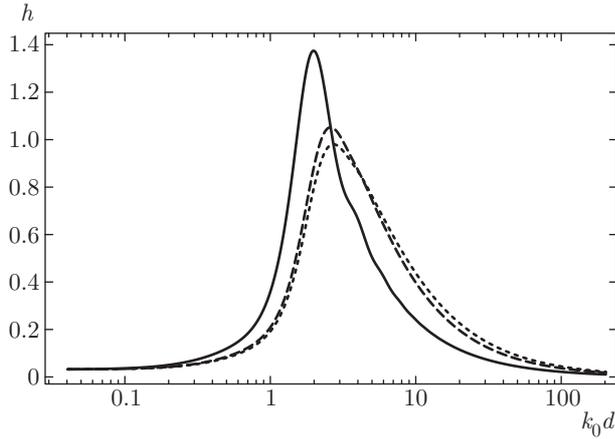


Рис. 6. Функции $h(k_0d)$ (сплошная кривая) и $\bar{h}(k_0d_{min} \rightarrow 0, k_0d_{max})$ при $\alpha = 1.5$ (штриховая кривая) и $\alpha = 2$ (пунктирная кривая). Расчет по коду [41]

поверхности ρ_a $\tau = \sigma_{sc}\rho_a/m$ ($m = \pi\rho d^3/6$ — масса одной частицы, d — диаметр частицы, ρ — исходная объемная плотность материала образца) можно представить в виде

$$\tau = \frac{3}{2}h(k_0d)\frac{\rho_a k_0}{\rho}, \quad (6)$$

где

$$h(k_0d) = \frac{1}{k_0d} \frac{\sigma_{sc}}{\pi d^2/4},$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число. Функция h практически не зависит от материала образца. При больших k_0d ($k_0d \gg 1$) функция h убывает как $h = 2/k_0d$. При малых значениях k_0d ($k_0d \ll 1$) функция h пропорциональна $(k_0d)^3$. Своего максимума функция h достигает при $k_0d \approx 2$ (см. рис. 6).

Усреднение по размерам частиц сглаживает функцию \bar{h} . Функция \bar{h} зависит от двух параметров k_0d_{max} и k_0d_{min} . При $k_0d_{min} \ll 1$ и $d_{min} \ll d_{max}$ главная зависимость обусловлена аргументом k_0d_{max} . Результаты расчета функции \bar{h} , усредненной с распределением Юнге для $\alpha = 1.5$ и 2, показаны на рис. 6. При больших значениях k_0d_{max} функция \bar{h} убывает как $3.3/k_0d$ ($\alpha = 1.5$) или $4/k_0d$ ($\alpha = 2$).

Для различных материалов примеры зависимости оптической толщины от поверхностной плотности пыления проиллюстрированы на рис. 7. Как следует из представленных данных, даже при умеренных значениях поверхностной плотности пылевое облако может оказаться оптически толстым, $\tau \gg 1$. Присутствие в пылевом облаке частиц относительно малого размера не может существенно увеличить

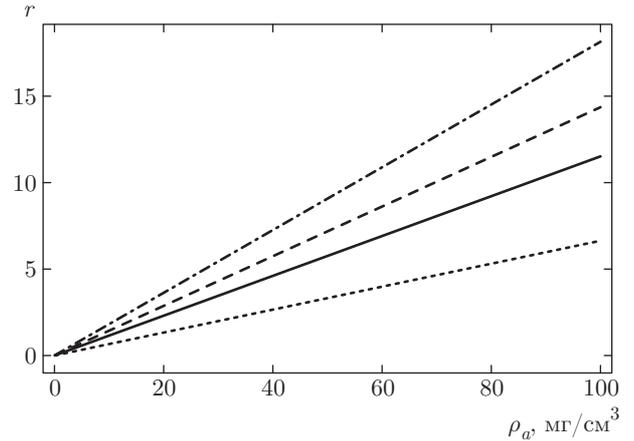


Рис. 7. Оптическая толщина пылевого слоя как функция поверхностной плотности пыления для различных материалов (Pb — сплошная, Cu — штриховая, Sn — штрихпунктирная, Au — пунктирная линии). Длина волны $\lambda = 1.55$ мкм, $d_{max} = 50$ мкм, показатель $\alpha = 2$

оптическую толщину. Это объясняется малым вкладом таких частиц в сечение рассеяния.

3.2. Транспортное уравнение для коррелятора полей

В PDV-измерениях отраженное от пылевого облака поле определяет амплитуду и фазу временной развертки биений, возникающих при интерференции обратнорассеянной и опорной волн. Оно представляет собой суперпозицию волн, рассеянных отдельными частицами. По сравнению со случаем неподвижных частиц амплитуда однократного рассеяния f_a на a -й частице приобретает дополнительный фазовый множитель

$$f_a \rightarrow f_a \exp[-ik(\mathbf{n}_f - \mathbf{n}_i)\mathbf{v}_a t]$$

и в результате акта рассеяния частота излучения сдвигается на $\omega_0(\mathbf{n}_f - \mathbf{n}_i)\mathbf{v}_a/c$.

Обобщая уравнения многократного рассеяния [40, 42] на случай движущихся частиц, можно получить следующее выражение для частотного спектра PDV-сигнала:

$$E(\omega) = \sum_k E_k \delta(\omega - \omega_k), \quad (7)$$

где суммирование выполняется по ансамблю частиц, скорости которых удовлетворяют условию

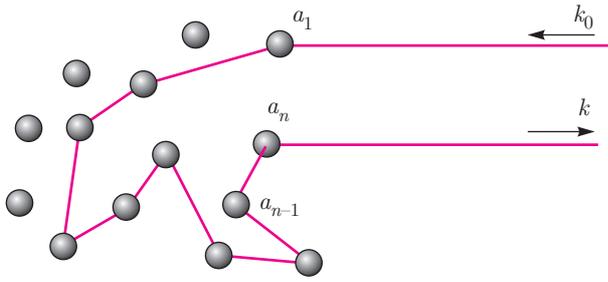


Рис. 8. Пример последовательности актов рассеяния, представленных в формуле (9)

$$\omega_k = \omega_0(\mathbf{n}_{2,1} - \mathbf{n}_0) \frac{\mathbf{v}_{a_1}}{c} + \omega_0(\mathbf{n}_{3,2} - \mathbf{n}_{2,1}) \frac{\mathbf{v}_{a_2}}{c} + \dots + \omega_0(\mathbf{n} - \mathbf{n}_{n,n-1}) \frac{\mathbf{v}_{a_n}}{c}, \quad (8)$$

E_k — амплитуда биений с частотой ω_k :

$$E_k = K \sum_{n=1}^l \sum_{a_1}^l \dots \sum_{a_n}^l f_{a_1} \dots f_{a_n} \cdot \exp(i\mathbf{k}_0 \mathbf{R}_{a_1}) \times \prod_{m=1}^{n-1} \frac{\exp(ik|\mathbf{R}_{a_{m+1}} - \mathbf{R}_{a_m}|)}{|\mathbf{R}_{a_{m+1}} - \mathbf{R}_{a_m}|} \exp(-ik\mathbf{n} \mathbf{R}_{a_n}). \quad (9)$$

В формуле (9) $\mathbf{k}_0 = k\mathbf{n}_0$ и $\mathbf{k} = k\mathbf{n}$ — волновые векторы падающей и обратнорассеянной волн, $\mathbf{n} = (\mathbf{r} - \mathbf{R})/|\mathbf{r} - \mathbf{R}|$, $k = \omega_0/c$ — волновое число, векторы \mathbf{r} и \mathbf{R} характеризуют положения приемника и рассеивающей области, векторы \mathbf{R}_{a_i} и \mathbf{v}_{a_i} определяют положение и скорость отдельной a_i -й частицы внутри этой области, f_{a_i} — амплитуда рассеяния на a_i -й частице, направление $\mathbf{n}_{i,i-1} = (\mathbf{R}_{a_i} - \mathbf{R}_{a_{i-1}})/|\mathbf{R}_{a_i} - \mathbf{R}_{a_{i-1}}|$ характеризует направление распространения волны между последовательными актами рассеяния. Суммирование по a_i представляет собой сумму по частицам, штрих у знака суммы исключает слагаемые с $\mathbf{R}_{a_i} = \mathbf{R}_{a_{i-1}}$. Сумма по n — сумма по кратности рассеяния. Значение входящей в выражение (9) амплитуды рассеяния $f_a = f_a(\mathbf{n}_f, \mathbf{n}_i)$ (\mathbf{n}_i и \mathbf{n}_f — направления распространения падающей на a -ю частицу и рассеянной волн) зависит от размеров, формы и оптических характеристик пылевых частиц. В простейшем приближении в качестве f_a можно использовать амплитуду рассеяния на металлических частицах сферической формы.

Процесс отражения от свободной поверхности можно включить в (9), представив поверхность как совокупность движущихся со скоростью v_S и расположенных в плоскости $z = v_S t_m$ частиц.

«Калибровочный» фактор K в правой части (9) определяется исходной мощностью источника, рас-

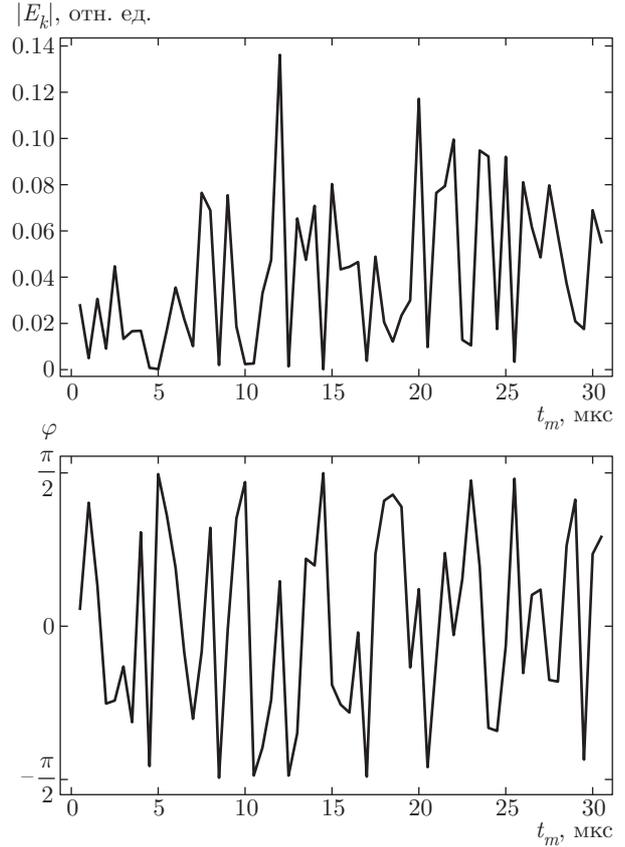


Рис. 9. Временная развертка амплитуды $|E(\omega_k, \Delta t)|$ и фазы рассеянного поля при заданном значении доплеровского сдвига ($\omega_k = 9.75 \text{ нс}^{-1}$, давление в ударной волне 31.5 ГПа, временное «окно» $\Delta t = 0.5 \text{ мкс}$)

стоянием до области зондирования и параметрами фотодетектора. От характеристик ансамбля частиц (см. рис. 8), формирующих рассеянный сигнал, «калибровочный» фактор не зависит.

Входящие в (9) величины зависят как от параметра от времени движения t_m пылевого облака после выхода ударной волны на поверхность образца. Эта зависимость оказывается «медленной» по сравнению как с колебаниями электрического поля в волне, так и с обусловленными доплеровским частотным сдвигом биениями, возникающими при интерференции рассеянной волны с опорным сигналом.

В различные моменты времени t_m из-за указанной зависимости в равенство (8) будут давать вклад различные наборы рассеивателей, и поэтому амплитуда и фаза спектрального распределения обратнорассеянного поля должны флуктуировать с изменением t_m . Это напрямую подтверждается расчетами амплитуды и фазы рассеянного поля по данным эксперимента (см. рис. 9).

Характерный временной масштаб вариаций спектра можно оценить как

$$\delta t_m \sim t_m \frac{\Delta\omega}{\omega_S}, \quad (10)$$

где $\Delta\omega$ — дискретизация фурье-спектра по частоте, $\Delta\omega = 2\pi/\Delta t$, $\omega_S = 2\omega_0 v_S/c$ — доплеровский сдвиг частоты отраженной от свободной поверхности волны (типичное значение $\Delta\omega/\omega_S \sim 10^{-3}$).

Отмеченная зависимость спектра от t_m позволяет считать, что усреднение по времени на масштабах, превышающих δt_m , эквивалентно усреднению по случайному пространственному расположению частиц в пылевом облаке.

В предельном случае однократного рассеяния соотношения (8) и (9) приобретают вид

$$E_k = K \sum_a f_a \exp(-ik(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) \cdot \mathbf{R}_a), \quad (11)$$

$$\omega_k = \omega_0(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0) \cdot \frac{\mathbf{v}_a}{c}. \quad (12)$$

Для разреженного пылевого облака, когда в спектре каждый пик формируется рассеянием на одной частице [29], амплитуда биений определяется одним слагаемым в сумме (11). В этом случае квадрат амплитуды биений будет пропорционален поперечному сечению S_v частицы, движущейся со скоростью \mathbf{v} , $|E_k|^2 \sim |f_v|^2 \sim S_v$, где f_v — амплитуда рассеяния на частице, которая движется со скоростью, удовлетворяющей условию $\omega_k = \omega_0(\mathbf{n} - \mathbf{n}_0)\mathbf{v}/c$. Такая закономерность позволяет непосредственно по данным PDV-измерений установить взаимосвязь между скоростью и размером частиц. Число пиков на единичном интервале частот определяет распределение частиц по скоростям. Однократно рассеянные на частицах волны приобретают доплеровский сдвиг, превышающий $\omega_S = 2\omega_0 v_S/c$. Наиболее заметный пик в спектре при $\omega = \omega_S$ будет отвечать отражению от свободной поверхности. Волны, испытавшие однократное рассеяние на пылевых частицах и двукратное отражение от поверхности, определяют спектр при $2\omega_0(2v_S - v)/c \leq \omega_S$.

Если пики от отдельных частиц в спектре разрешить не удастся (много частиц имеют близкие скорости), то, усреднив квадрат амплитуды (11) в предположении, что разброс частиц по толщине пылевого облака больше длины волны λ , получаем, что величина $|E_k|^2$ будет пропорциональна среднему значению суммарного сечения частиц, движущихся со скоростями от v до $v + \delta v$, т. е. коэффициенту рассеяния среды.

При конечном спектральном разрешении $\Delta\omega$ возможность связать амплитуду пиков и их распределение по частоте с характеристиками отдельных частиц на практике можно реализовать только для относительно разреженной части пылевого облака, сформированной наиболее быстрыми, лидирующими частицами. Что касается более плотной части облака, состоящей из относительно медленных частиц, то для нее в большинстве случаев реализуется режим многократного рассеяния, при котором нельзя однозначно связать пики в спектре с отдельными частицами.

В случае многократного рассеяния в пылевом слое амплитуда биений E_k (см. (9)) сильно флуктуирует в зависимости от взаимного расположения рассеивающих частиц. Усреднение квадрата $|E_k|^2$ амплитуды биений можно выполнить в предположении случайного расположения частиц и большого разброса фаз. Последнее всегда оправдано для крупных (больше длины волны λ) рассеивателей. Для усредненного квадрата амплитуды биений $\langle |E_k|^2 \rangle = \langle |E(\omega_k)|^2 \rangle$ можно воспользоваться транспортным уравнением [40].

Наиболее простой вид транспортное уравнение имеет для величины $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$, которая связана с временным коррелятором полей $\langle E(\mathbf{r}_1, t_1) E^*(\mathbf{r}_2, t_2) \rangle$ соотношением

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t) = \int d^3 r' \exp(-ik\mathbf{n}\mathbf{r}' + i\omega_0 t) \times \left\langle E\left(\mathbf{r} + \frac{\mathbf{r}'}{2}, \frac{t}{2}\right) E^*\left(\mathbf{r} - \frac{\mathbf{r}'}{2}, -\frac{t}{2}\right) \right\rangle. \quad (13)$$

Определяемая по данным PDV-измерений величина среднего квадрата амплитуды спектра биений $\langle |E(\omega)|^2 \rangle$ выражается через фурье-образ значения «интенсивности» I в направлении назад:

$$\langle |E(\omega)|^2 \rangle = \int dt \exp(i\omega t) I(\mathbf{r}, \mathbf{n} = -\mathbf{n}_0, t), \quad (14)$$

где вектор \mathbf{r} определяет положение приемника. Транспортное уравнение для $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ имеет вид обычного уравнения переноса с «модифицированным» дифференциальным сечением рассеяния [40]

$$\left(\mathbf{n} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} + \sigma + \kappa \right) I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t) = \sigma \int p(\mathbf{n}, \mathbf{n}') \times \langle \exp[-ik(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \cdot \mathbf{v}t] \rangle I(\mathbf{r}, \mathbf{n}', t) d\mathbf{n}', \quad (15)$$

где σ и κ — коэффициенты рассеяния и поглощения среды, $p(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ — фазовая функция рассеяния, скобки $\langle \dots \rangle$ означают усреднение по скоростям. Величины σ, κ и $p(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ могут быть функциями координат.

В приближении автомодельного расширения пылевого облака скорость частиц однозначно связана с координатой z , $\mathbf{v} = \mathbf{v}(z)$, и $\langle \exp[-ik(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \cdot \mathbf{v}t] \rangle = \exp[-ik(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \cdot \mathbf{v}(z)t]$. Граничное условие к уравнению (15) на свободной поверхности при $z = v_{St_m}$ имеет вид

$$I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)|_{z=v_{St_m}} = \int_{(\mathbf{v}_S \mathbf{n}') < 0} r(\mathbf{n}, \mathbf{n}') I(\mathbf{r}, \mathbf{n}', t) \times \exp\left(-i\frac{\omega_0}{c}(\mathbf{n} - \mathbf{n}') \cdot \mathbf{v}_S t\right) d\mathbf{n}'|_{z=v_{St_m}}, \quad (16)$$

где $\mathbf{v}_S \mathbf{n} > 0$ и $r(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ — коэффициент отражения от поверхности. В случае непоглощающей границы соотношение (16) удовлетворяет условию сохранения потока при $t = 0$

$$\int_{(\mathbf{n}_S \mathbf{n}) < 0} d\mathbf{n} |\mathbf{n}_S \mathbf{n}| I(\mathbf{r}, \mathbf{n})|_{z=v_{St_m}} = \int_{(\mathbf{n}_S \mathbf{n}) > 0} \int_{(\mathbf{n}_S \mathbf{n}') < 0} d\mathbf{n} d\mathbf{n}' (\mathbf{n}_S \mathbf{n}) r(\mathbf{n}, \mathbf{n}') \times I(\mathbf{r}, \mathbf{n}')|_{z=v_{St_m}}. \quad (17)$$

При нормальном падении плоской волны на слой неоднородной среды транспортное уравнение упрощается, так как величина $I(\mathbf{r}, \mathbf{n}, t)$ зависит только от одной пространственной координаты z .

Ниже для решения транспортного уравнения воспользуемся простейшей двухпотоковой моделью [40], которая дает возможность относительно просто проанализировать качественные особенности спектрального распределения обратнорассеянного сигнала без ограничений на толщину слоя пылевого облака.

3.3. Двухпотоковое приближение

В двухпотоковом варианте метода дискретных ординат [40] предполагается, что интеграл по углам в транспортном уравнении заменяется на полусумму подынтегральных выражений для направлений вперед и назад. В этом приближении транспортное уравнение сводится к системе

$$\begin{cases} \frac{\partial I_+}{\partial z} + \frac{\sigma}{2} I_+ = \frac{\sigma}{2} \exp\left[-2i\frac{\omega_0}{c}v(z)t\right] I_-, \\ -\frac{\partial I_-}{\partial z} + \frac{\sigma}{2} I_- = \frac{\sigma}{2} \exp\left[2i\frac{\omega_0}{c}v(z)t\right] I_+ \end{cases} \quad (18)$$

с граничным условием $I_+(z_{min}, t) = 0$, $I_-(z_{max}, t) = 1$. Для простоты будем предполагать, что поглощение отсутствует и коэффициент отражения от поверхности при $z = v_{St_m}$ равен единице.

Фурье-образ от суммы решений системы (18) определяет частотный спектр обратнорассеянного сигнала в двухпотоковой модели:

$$I(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega t) \left[I_+(z_{max}, t) + I_-(z_{min}, t) \exp\left(-2i\frac{\omega_0}{c}v_{St}\right) \right] = I_+(z_{max}, \omega) + I_-(z_{min}, \omega - 2\frac{\omega_0}{c}v_S). \quad (19)$$

Для ограниченного разброса пылевых частиц по скоростям, $v_S < v < v_{max}$, значения z_{max} и z_{min} равны $z_{max} = v_{max}t_m$, $z_{min} = (2v_S - v_{max})t_m$. Если формального ограничения на скорость частиц нет (см. уравнения (5)), то $z_{max} \rightarrow +\infty$, $z_{min} \rightarrow -\infty$.

Коэффициент рассеяния σ в системе уравнений (18) определяется в соответствии с автомодельной зависимостью (4) и может быть представлен в виде

$$\sigma(z) = \frac{\tau}{v_{St_m}} F\left(1 + \left|\frac{z}{v_{St_m}} - 1\right|\right), \quad (20)$$

где τ — оптическая толщина рассеивающего слоя,

$$\tau = \int_{v_{St_m}}^{\infty} \sigma(z) dz. \quad (21)$$

Такая симметризованная относительно $z = v_{St_m}$ зависимость коэффициента рассеяния $\sigma(z)$ учитывает «удвоение» среды из-за отражения волн от свободной поверхности.

3.3.1. Однородный пылевой слой

Чтобы понять взаимосвязь между первичными характеристиками пылевого слоя и наблюдаемым в PDV-экспериментах спектральным распределением рассмотрим сначала модель однородного по толщине пылевого слоя. В этом случае входящая в (4) функция $F(x)$ предполагается равной

$$F(x) = \frac{1}{\delta} [\theta(x - 1) - \theta(x - 1 - \delta)], \quad (22)$$

где $x > 1$ и $\theta(x)$ — единичная ступенчатая функция.

Для однородного слоя система уравнений (18) допускает точное аналитическое решение. Это решение имеет вид

$$I_+(z_{max}, t) = \frac{(\sigma/2) \exp[-2i(\omega_0/c)v_{max}t]}{A + B \operatorname{cth}(B(z_{max} - z_{min}))}, \quad (23)$$

$$I_-(z_{min}, t) \exp\left[-2i\frac{\omega_0}{c}v_{St}\right] = \frac{B \exp[-2i(\omega_0/c)v_{max}t]}{A \operatorname{sh}(B(z_{max} - z_{min})) + B \operatorname{ch}(B(z_{max} - z_{min}))}, \quad (24)$$

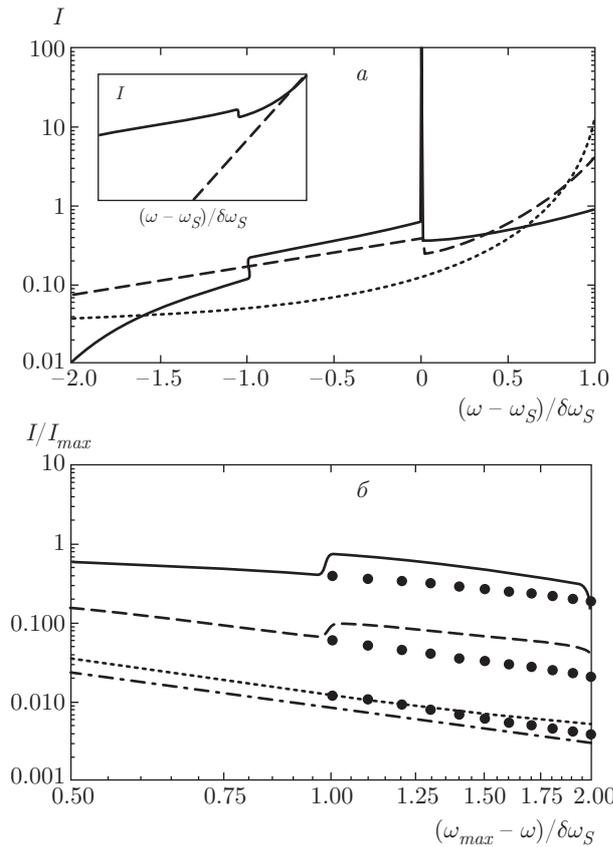


Рис. 10. Частотный спектр сигнала обратного рассеяния $I(\omega)$ для однородного пылевого слоя (а). Оптическая толщина $\tau = 1$ (сплошная кривая), $\tau = 5$ (штриховая кривая), $\tau = 15$ (пунктирная кривая). На вставке для $\tau = 5$ штриховой линией показан вклад однократного рассеяния. На рис. б символами (•) показан вклад $I_+(\omega)$, штрихпунктирной линией — диффузионная асимптотика $(\omega_{max} - \omega)^{-3/2}$. Дельта-пик при $\omega = \omega_S$, отвечающий отражению сигнала от свободной поверхности, на рис. б не показан

где

$$A = \left(-i \frac{\omega_0 t}{ct_m} + \frac{\sigma}{2} \right), \quad = \sqrt{\left(i \frac{\omega_0 t}{ct_m} \right)^2 - i \frac{\omega_0 t}{ct_m} \sigma}.$$

Спектральное распределение $I(\omega)$, рассчитанное по формуле (19), проиллюстрировано на рис. 10. Оно является функцией отношения $(\omega - \omega_S)/\delta\omega_S$, где $\delta\omega_S = 2\delta v_S \omega_0/c$ и $\delta\omega_S$ зависит от τ как от параметра. Как следует из представленных результатов, с ростом оптической толщины τ особенность в спектре, наблюдаемая при доплеровском сдвиге $\omega_S = 2v_S \omega_0/c$, исчезает, и распределение $I(\omega)$ с ростом $\omega_{max} - \omega$ стремится к «диффузионной» асимптотике $I(\omega) \propto (\omega_{max} - \omega)^{-3/2}$ (см. рис. 10б, $\omega_{max} = \omega_S + \delta\omega_S$).

О роли многократного рассеяния в формировании спектральной зависимости отраженного сигнала можно судить по распределениям, показанным на вставке к рис. 10а. При $\omega_{max} - \omega < \delta\omega_S$ основной вклад в $I(\omega)$ дает однократное рассеяние. Процессы рассеяния высокой кратности дают вклад в спектр при относительно малых, меньших ω_S частотных сдвигах.

3.3.2. Численное решение для неоднородного слоя

В реальной ситуации распределение частиц в пылевом облаке оказывается существенно неоднородным вдоль оси z и может быть описано зависимостью типа (5).

Система уравнений (18) может быть решена численно для произвольного профиля коэффициента рассеяния. Способ решения основан на представлении неоднородной среды в виде набора однородных слоев с меняющимся от слоя к слою коэффициентом рассеяния. Система линейных алгебраических уравнений относительно потоков I_+ и I_- решается в каждом элементарном однородном слое с заданными условиями на границах слоя. Такое решение аналогично приведенному выше (см. (23), (24)). Далее полученные решения сшиваются (с учетом того, что значения I_{\pm} на границах слоя являются граничным условием для решения в соседних слоях). В результате описанной процедуры мы находим массивы значений $I_+(z_{max}, t)$ и $I_-(z_{min}, t)$ для различных моментов времени t . Применяя дискретное фурье-преобразование, вычисляем спектр обратнорассеянного сигнала (19).

Результаты численного решения системы (18) для модели (4), (5) показаны на рис. 11. В этом случае спектральное распределение $I(\omega)$ оказывается функцией отношения $(\omega - \omega_S)/\delta\omega_S$ и зависит от оптической толщины τ как от параметра. Значение $\delta\omega_S$ выражается через величину δ , входящую в уравнение (5), $\delta\omega_S = 2\delta v_S \omega_0/c$. Как следует из рисунка, кратности рассеяния высших порядков проявляют себя в диффузионном «хвосте» спектра. «Высокочастотная» область спектра с хорошей точностью описывается приближением однократного рассеяния. Это свидетельствует о доминирующей роли процесса однократного рассеяния в формировании сигнала от быстро движущихся частиц пылевого облака.

Характерный излом в спектральной зависимости сигнала при частотном сдвиге ω_S , обусловленный вкладом I_- , уменьшается с ростом оптической толщины.

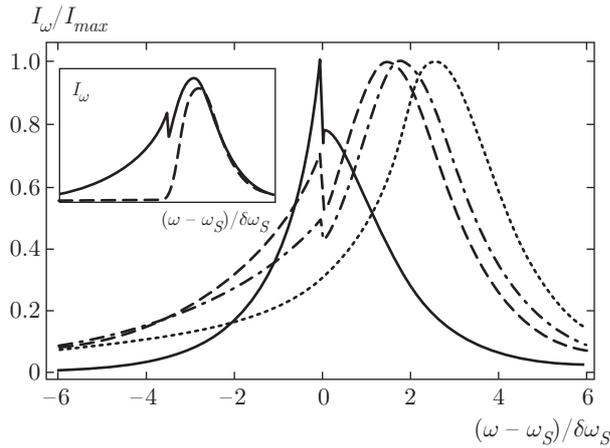


Рис. 11. Спектр сигнала обратного рассеяния от неоднородного по толщине слоя. Оптическая толщина $\tau = 1$ (сплошная кривая), $\tau = 5$ (штриховая кривая), $\tau = 15$ (пунктирная кривая), $\tau = 7$ (штрихпунктирная кривая). Кривые нормированы на максимальное значение $I(\omega)$. На вставке для $\tau = 5$ штриховой линией отдельно показан вклад однократного рассеяния

Таким образом приходим к следующей качественной картине спектрального распределения. Резкий пик, отвечающий отражению нерассеянной волны от поверхности, может наблюдаться в спектре при доплеровском частотном сдвиге $\omega_S = 2v_S\omega_0/c$ (v_S — скорость свободной поверхности). Вокруг пика в спектре имеются два асимметричных крыла. При частотных сдвигах $\omega > \omega_S$ основной вклад в спектр дает однократное рассеяние волн и спектральная зависимость повторяет (с поправкой на ослабление волн) зависимость коэффициента рассеяния от скорости. Положение максимума характеризуется значением доплеровского частотного сдвига $\omega \sim 2v_*\omega_0/c$, где скорость v_* определяется конкуренцией затухания падающего поля из-за рассеяния и нарастания коэффициента рассеяния по мере проникновения волны в глубь пылевого слоя. Амплитуда спектра при $\omega > \omega_S$ превышает соответствующую величину при $\omega < \omega_S$, которая формируется процессами рассеяния относительно высокой кратности. Асимметрия спектра увеличивается с ростом τ . В случае оптически толстого, $\tau \gg 1$, пылевого слоя форма спектрального распределения сигнала обратного рассеяния перестает зависеть от τ и становится универсальной. Оптическая толщина τ влияет только на сдвиг максимума и, соответственно, всего спектрального распределения как целого относительно доплеровского сдвига ω_S .

4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Как указано выше (см. разд. 2), обработка экспериментальных данных PDV-измерений включает расчет фурье-спектров биений фототока в каждом временном «окне». В результате получается набор спектров, отвечающих различным моментам времени t_m разлета фрагментов разрушений. Полученные спектральные зависимости пропорциональны амплитуде поля $|E(\omega)|$ обратнорассеянного сигнала. Примеры спектров показаны на рис. 12. Расчеты проводились для пяти значений временных «окон» Δt от 0.125 мкс до 1 мкс (соответствующая дискретизация по частоте $\Delta\omega$ составляла от $5 \cdot 10^{-2}$ нс $^{-1}$ до $6 \cdot 10^{-3}$ нс $^{-1}$).

Для дальнейшего анализа полученных из эксперимента спектров $|E(\omega)|$ в спектрограммах были выделены «стационарные» участки, на которых общий характер спектра (ширина и центр тяжести спектра на частотной оси) практически не менялся. «Стационарные» участки на спектрограммах, показанных на рис. 4, отвечают соответственно значениям $t_m = 11.5\text{--}29.5$ мкс (31.5 ГПа), 10–14 мкс (42 ГПа), 4.4–8.1 мкс (88 ГПа).

Для каждого эксперимента на «стационарных» участках было выполнено усреднение квадрата амплитуды рассеянного поля $|E(\omega)|$. Процедура усреднения проводится по формуле

$$\langle I_\omega \rangle = \langle |E(\omega)|^2 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N |E(\omega)|_n^2, \quad (25)$$

где $|E(\omega)|_n$ отвечает спектру в момент времени $t_m^{(n)}$, N — число измеренных спектров на «стационарном участке». Результаты усреднения оказываются достаточно устойчивыми относительно вариации длительности «окон» Δt или, соответственно, частоты дискретизации $\Delta\omega$ (см. рис. 13). Подавление всплесков в спектре с уменьшением Δt происходит по двум причинам, из-за сглаживания спектра по мере увеличения частоты дискретизации $\Delta\omega$ и из-за роста числа N в (25) с уменьшением Δt .

В предположении случайно-неоднородной среды получаемая таким образом величина будет соответствовать определенному выше спектру обратнорассеянного сигнала $I(\omega)$ (см. (19)). Результаты усреднения экспериментальных данных для $|E(\omega)|^2$ показаны на рис. 14. На том же рисунке представлены теоретические кривые, полученные в рамках модели (4), (5) для заданных значений скорости свободной поверхности, разброса частиц по скоростям и оптической толщины. Соответствующие значения указаны в подписи к рисунку. Они были выбраны из

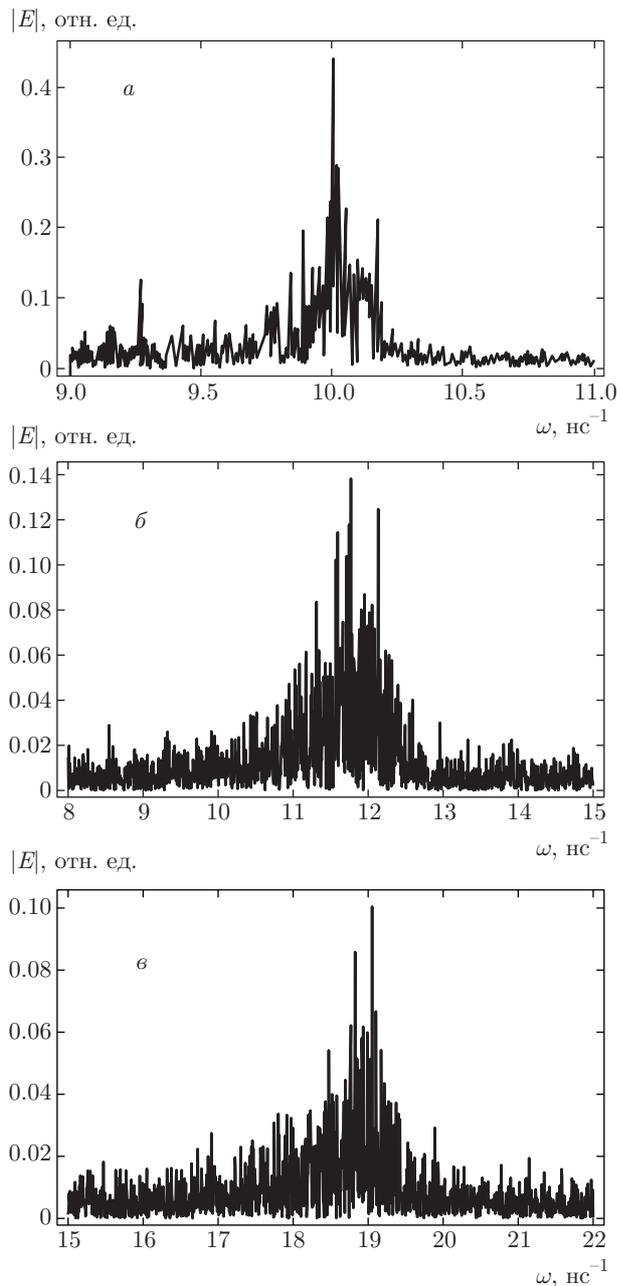


Рис. 12. Примеры спектрального распределения $|E(\omega)|$ на «стационарных» участках, полученные из экспериментальных данных (частотное разрешение $\Delta\omega = 6 \cdot 10^{-3} \text{ нс}^{-1}$). Давление в ударной волне 31.5 ГПа (а), 42 ГПа (б), 88 ГПа (в). Момент времени $t_m = 15 \text{ мкс}$ (а), 11 мкс (б), 7 мкс (в)

условия наилучшего описания усредненных экспериментальных распределений теоретическими кривыми. Полученные результаты свидетельствуют о росте скорости поверхности и оптической толщины пылевого слоя с увеличением давления в ударной волне.

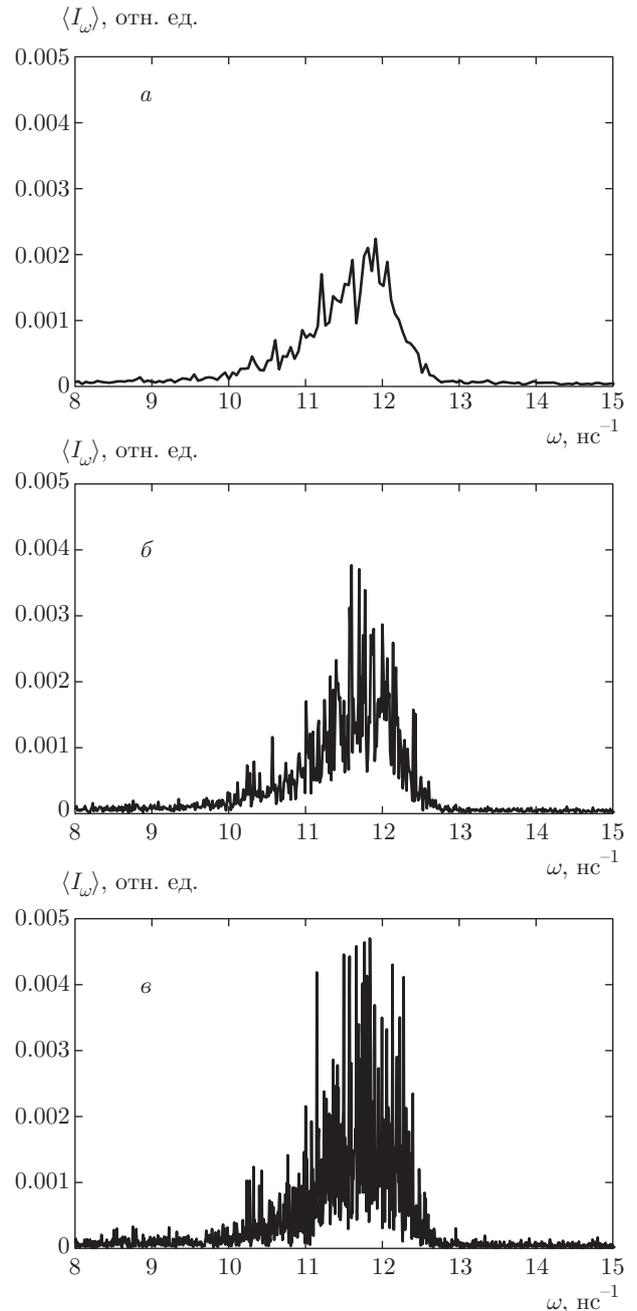


Рис. 13. Усредненное спектральное распределение $\langle I_\omega \rangle = \langle |E(\omega)|^2 \rangle$ по данным PDV-эксперимента. Давление в ударной волне 42 ГПа. Длительность временного «окна» $\Delta t = 0.125 \text{ мкс}$ (а), $\Delta t = 0.5 \text{ мкс}$ (б), $\Delta t = 1 \text{ мкс}$ (в). «Стационарный» участок $t_m = 10\text{--}14 \text{ мкс}$

По результатам сравнения теоретических расчетов и экспериментальных данных, показанных на рис. 14, можно не только определить оптическую толщину τ , но и оценить по τ значение поверхностной плотности пыления ρ_a . Если принять, что на «стационарных» участках спектрограмм макси-

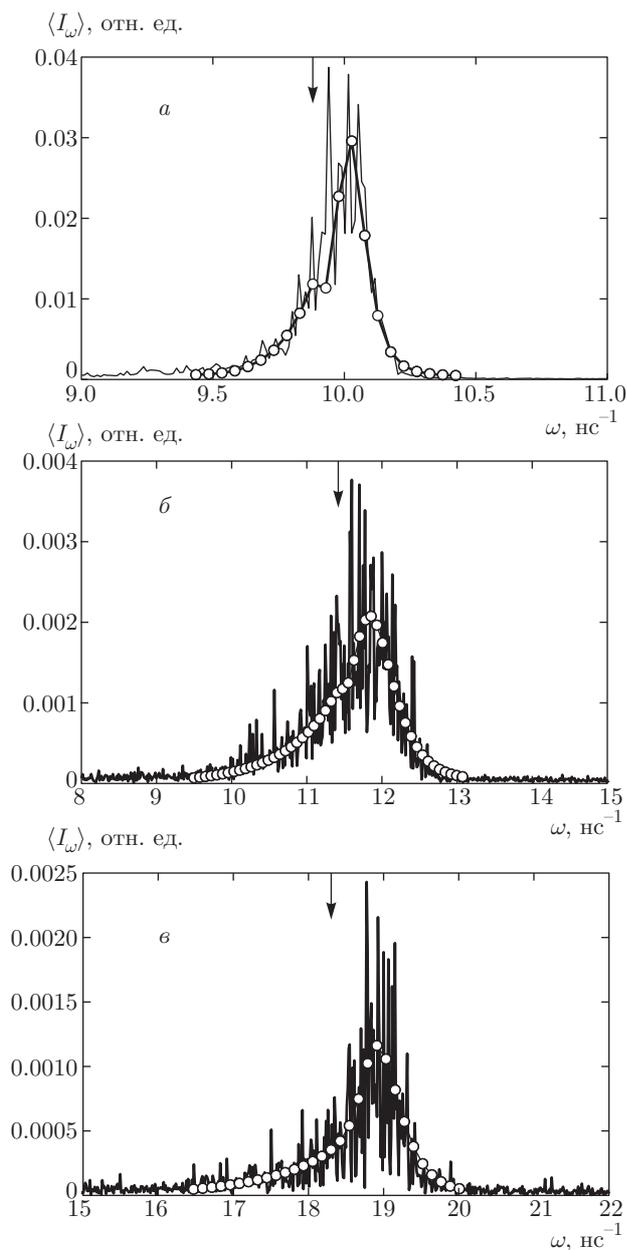


Рис. 14. Усредненное спектральное распределение $\langle I_\omega \rangle = \langle |E(\omega)|^2 \rangle$ (частотное разрешение $1.25 \times 10^{-2} \text{ нс}^{-1}$) по данным PDV-эксперимента (сплошная линия) и теоретического расчета (символы о). Давление в ударной волне 31.5 ГПа (а), 42 ГПа (б), 88 ГПа (в). Расчеты проведены для значений $v_S \approx 1220 \text{ м/с}$, $\delta v_S \approx 6 \text{ м/с}$, $\tau \approx 4$ (а), $v_S \approx 1410 \text{ м/с}$, $\delta v_S \approx 30 \text{ м/с}$, $\tau \approx 5$ (б), $v_S \approx 2260 \text{ м/с}$, $\delta v_S \approx 30 \text{ м/с}$, $\tau \approx 9$ (в). Стрелкой показано положение свободной поверхности по данным расчетов

мальный размер частиц составляет $d_{max} = 50 \text{ мкм}$, то на основе результатов расчетов, показанных на рис. 7, получаем, что поверхностная плотность ρ_a в трех представленных опытах принимает значения, равные соответственно 34 мг/см^2 , 43 мг/см^2 и 77 мг/см^2 . Наша оценка разброса по скоростям и поверхностной плотности согласуется с данными прямых измерений [11], выполненными для аналогичных условий эксперимента.

Во всех трех экспериментах спектральные распределения $\langle I_\omega \rangle$ оказываются асимметричными. Наиболее ярко асимметрия выражена в экспериментальных данных, отвечающих давлению 42 и 88 ГПа. Это объясняется ростом оптической толщины пылевого слоя с увеличением давления в ударной волне.

Помимо среднего квадрата модуля амплитуды спектра $\langle |E(\omega)|^2 \rangle$, можно определить дисперсию значений $|E(\omega)|^2$ и более высокие моменты $|E(\omega)|$. Дисперсия флуктуаций определяется по формуле, аналогичной (25),

$$\langle \delta I_\omega^2 \rangle = \langle \delta |E(\omega)|^4 \rangle = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N [|E(\omega)|_n^2 - \langle I_\omega \rangle]^2. \quad (26)$$

Как следует из результатов, полученных после обработки данных PDV-измерений, амплитуды спектральных компонент испытывают сильные флуктуации и случайным образом варьируются с изменением времени разлета t_m (см. рис. 9, 12). В рамках приближения случайно-неоднородного пылевого облака наблюдаемая в результате интерференции опорного и обратнорассеянного сигналов картина является спеклом [43], и в стандартном предположении о гауссовых флуктуациях значений поля [40, 43] усредненные спектральные компоненты должны удовлетворять соотношению

$$\langle \delta |E(\omega)|^4 \rangle = \langle |E(\omega)|^4 \rangle - \langle |E(\omega)|^2 \rangle^2 = \langle |E(\omega)|^2 \rangle^2. \quad (27)$$

В обозначениях $\langle I_\omega \rangle$ и $\langle \delta I_\omega^2 \rangle$ эта формула может быть переписана в виде $\langle \delta I_\omega^2 \rangle = \langle I_\omega \rangle^2$. Результаты расчета спектрального распределения средней величины $\langle I_\omega \rangle$ и её стандартного отклонения $\langle \delta I_\omega^2 \rangle^{1/2}$ по данным PDV-измерений показаны на рис. 15. Как следует из рисунка, значения $\langle I_\omega \rangle$ и $\langle \delta I_\omega^2 \rangle^{1/2}$ близки (на некоторых спектральных участках они практически совпадают). Это подтверждает сделанное выше предположение о случайно-неоднородном облаке пылевых микрочастиц и, соответственно, гауссовой статистике флуктуаций.

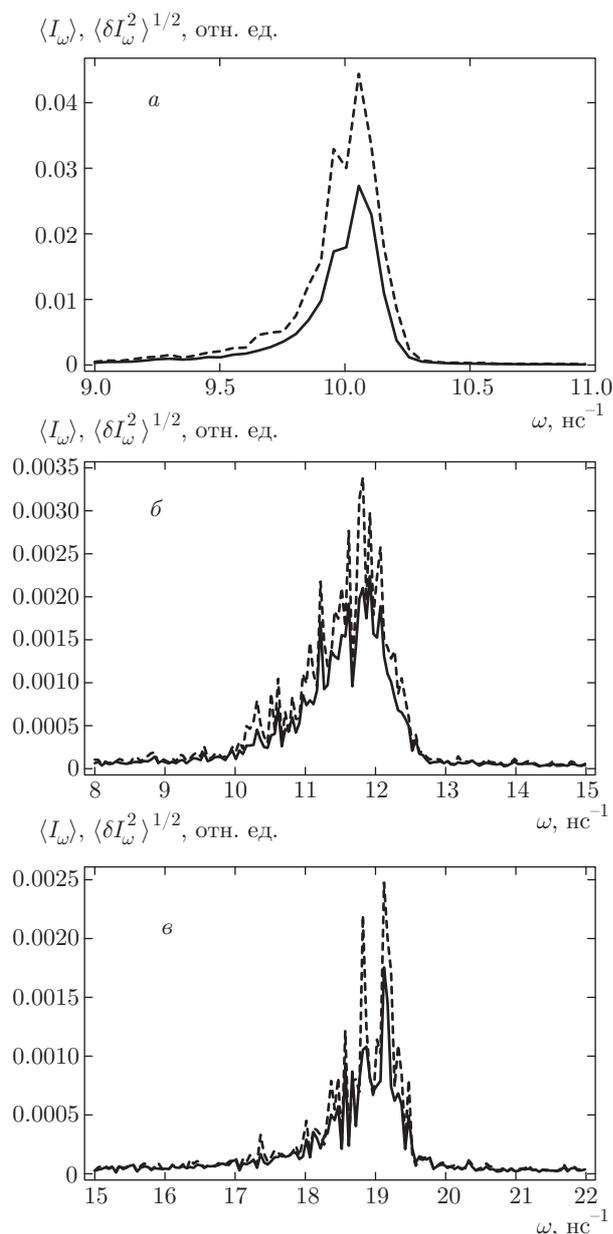


Рис. 15. Усредненные спектральные распределения $\langle I_\omega \rangle$ (сплошная линия) и $\langle \delta I_\omega^2 \rangle^{1/2}$ (штриховая линия), полученные по данным PDV-эксперимента при давлении в ударной волне 31.5 ГПа (а), 42 ГПа (б), 88 ГПа (в). Частотное разрешение 0.05 нс^{-1}

Превышение наблюдаемой дисперсии флуктуаций над соответствующим гауссовым значением (27) может быть обусловлено некогерентным механизмом флуктуаций [40], связанным со случайной неоднородностью пылевого облака. Эта неоднородность вызвана случайными изменениями концентрации микрочастиц в области зондирования. Отклонение

от (27) должно возрастать с уменьшением числа частиц, расположенных в заданном слое пылевого облака и движущихся с близкими скоростями. Согласно данным, показанным на рис. 15, наибольшее отклонение от закона (27) наблюдается в данных эксперимента, отвечающего давлению 31.5 ГПа в ударной волне, что, вероятно, обусловлено относительно малой концентрацией пылевых микрочастиц в области зондирования.

Предположение о гауссовой статистике флуктуаций подтверждается также и анализом более высоких моментов $\langle I_\omega^n \rangle = \langle |E(\omega)|^{2n} \rangle$. Результаты расчетов по данным PDV-измерений моментов с $n \geq 3$ хорошо согласуются с законом $(\langle I_\omega^n \rangle)^{1/n} = (n!)^{1/n} \langle I_\omega \rangle$ [43]. Как и для $n = 2$, наибольшее отклонение от этого закона наблюдается в первом опыте.

5. ВЫВОДЫ

Показано, что оптогетеродинные доплеровские измерения скорости движения поверхности металлических образцов при ударно-волновом нагружении дают возможность определять физические характеристики баллистического разлета продуктов разрушения. По результатам измерения биений фототока проведены расчеты доплеровского спектра обратнорассеянного сигнала, который напрямую связан с параметрами возникающего при разрушении поверхности облака микрочастиц. Показано, что усреднение квадрата амплитуды спектра позволяет существенно уменьшить случайные флуктуации отдельных спектральных составляющих. Для интерпретации усредненных спектральных данных предложено использовать решение транспортного уравнения для второго момента рассеянного поля. Для этой цели на основе имеющихся экспериментальных данных сформулирована модель оптических характеристик баллистически расширяющегося пылевого облака. Показано, что при определенных значениях разброса микрочастиц по скоростям скорости свободной поверхности и оптической толщины рассеивающего слоя удается добиться хорошего согласия теоретических расчетов с полученным из эксперимента усредненным доплеровским спектром сигнала обратного рассеяния. Такой подход дает возможность на основе данных оптогетеродинных доплеровских измерений решать обратную задачу восстановления скорости поверхности и характеристик возникающего при ее разрушении пылевого облака.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Огородников, А. Г. Иванов, А. Л. Михайлов и др., ФГВ **34**, 103, (1998).
2. W. S. Vogan, W. W. Anderson, M. Grover et al., J. Appl. Phys. **98**, 113508 (2005).
3. W. T. Buttler, M. B. Zellner, R. T. Olson et al., J. Appl. Phys. **101**, 063547 (2007).
4. M. B. Zellner, M. Glover, J. E. Hammerberg et al., J. Appl. Phys. **102**, 013522 (2007).
5. M. B. Zellner, W. Vogan McNeil, W. T. Buttler et al., J. Appl. Phys. **103**, 123502 (2008).
6. M. B. Zellner and W. T. Buttler, Appl. Phys. Lett. **93**, 114102 (2008).
7. В. А. Огородников, А. Л. Михайлов, В. В. Бурцев и др., ЖЭТФ **136**, 615 (2009).
8. Y. B. Bazarov, S. E. Kuratov, D. E. Meshkov et al., Physica Scripta **142**, 014018 (2010).
9. V. V. Igonin, G. B. Krasovsky, S. E. Kuratov, D. E. Meshkov et al., Physica Scripta **142**, 014019 (2010).
10. W. T. Buttler, D. M. Oro, D. L. Preston et al., J. Fluid Mech. **703**, 60 (2012).
11. Y. Chen, H. Hu, T. Tang, G. Ren et al., J. Appl. Phys. **111**, 053509 (2012).
12. А. Л. Михайлов, В. А. Огородников, В. С. Сасик и др., ЖЭТФ **145**, 892 (2014).
13. S. K. Monfared, D. M. Oró, W. T. Buttler et al., J. Appl. Phys. **116**, 063504 (2014).
14. W. T. Buttler, D. M. Oró, R. T. Olson et al., J. Appl. Phys. **116**, 103519 (2014).
15. W. T. Buttler, D. M. Oró, F. G. Mariam et al., J. Phys.: Conf. Ser. **500**, 112014 (2014).
16. O. T. Strand, D. R. Goosman, and C. Martinez, Rev. Sci. Instr. **77**, 083108 (2006).
17. D. B. Holtkamp, *Megagauss Magnetic Field Generation and Related Topics*, Santa Fe, New Mexico (2006), p. 119.
18. B. J. Jensen, D. B. Holtkamp, D. H. Dolan et al., J. Appl. Phys. **101**, 03523 (2007).
19. A. R. Valenzuela, G. Rodriguez, S. A. Clarke et al., Rev. Sci. Instr. **78**, 013101 (2007).
20. R. L. Gustavsen, B. D. Bartram, and N. J. Sanchez, *Shock Compression of Condensed Matter-2009*, AIP Conf. Proc. **1195**, 253 (2009).
21. В. К. Баранов, А. Г. Голубинский, Д. А. Ирничев и др., *Доклад в сб. трудов XII харитоновских тематических чтений*, Саров (2010).
22. M. E. Briggs, L. Hill, L. Hull et al., *14th International Detonation Symposium* (2010), p. 414.
23. B. C. Bedeaux, W. M. Trott, and J. N. Castañeda, J. Appl. Phys. **107**, 034912 (2010).
24. D. H. Dolan, Rev. Sci. Instr. **81**, 053905 (2010).
25. S. Liu, D. Wang, Tao Li, G. Chen, Zeren Li et al., Rev. Sci. Instr. **82**, 023103 (2011).
26. В. К. Баранов, С. А. Бельков, С. Г. Гаранин и др., *Доклад на 11-й Международной конференции «За-бабахинские научные чтения»*, Снежинск (2012).
27. T. O. H. Charrett, S. W. James, and R. P. Tatam, Meas. Sci. Technol. **23**, 032001 (2012).
28. М. В. Асташкин, В. К. Баранов, А. Б. Георгиевская и др., Письма в ЖЭТФ **99**, 165 (2014).
29. G. Pruhomme, P. Mercier, L. Berthe et al., J. Phys.: Conf. Ser. **500**, 142022 (2014).
30. G. Pruhomme, P. Mercier, and L. Berthe, J. Phys.: Conf. Ser. **500**, 142027 (2014).
31. E. A. Moro, M. E. Briggs, and L. M. Hull, Appl. Opt. **52**, 08661 (2013).
32. E. A. Moro, J. Phys.: Conf. Ser. **500**, 142023 (2014).
33. W. J. Warren, E. A. Moro, M. E. Briggs et al., Appl. Opt. **53**, 4661 (2014).
34. С. А. Новиков, Л. М. Синицина, ПМТФ **6**, 107 (1970).
35. Е. И. Краус, Вестник НГУ, Серия: Физика **3**, 52 (2008).
36. L. D. Cloutman, Amer. J. Phys. **56**, 643 (1988).
37. D. S. Sorenson, P. Pazuchanics, and R. P. Johnson, Los Alamos National Laboratory Report, LA-UR-14-24722 (2014).
38. D. S. Sorenson, R. W. Minich, J. L. Romero et al., J. Appl. Phys. **92**, 5830 (2002).
39. S. K. Monfared, W. T. Buttler, D. K. Frayer et al., J. Appl. Phys. **117**, 223105 (2015).
40. А. Исимару, *Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах*, т. 1, 2, Мир, Москва (1981).
41. P. Laven, Appl. Opt. **42**, 436 (2003) (www.philiplaven.com).
42. М. Гольдбергер, К. Ватсон, *Теория столкновений*, Мир, Москва (1967).
43. J. W. Goodman, *Speckle Phenomena in Optics*, Roberts and Company (2007).