

PACS: 91.30.Bi, 02.70.Ns, 02.70.Bf

Л.С. Метлов

УДАРНОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ УПРУГИХ ВОЛН ПРИ НИЗКИХ И ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

Донецкий физико-технический институт им. А.А. Галкина НАН Украины
ул. Р. Люксембург, 72, г. Донецк, 83114, Украина

Статья поступила в редакцию 21 сентября 2004 года

На основании оригинальной модификации метода частиц проведено исследование проблемы возбуждения упругих волн источниками ударного типа. Показана решающая роль в формировании волн нужного частотного диапазона наличия ослабленных связей между соударяющимся телом и средой. Объяснена природа возникновения многофазных осциллирующих сигналов за счет резонанса колебательной системы, образованной свободной поверхностью и границами ослабленного контакта или зонами пониженных скоростей внутри среды. Указана возможность формирования ложных спектральных максимумов за счет интерференционного наложения прямого и отраженного сигналов, которые могут приводить к ошибкам при картировании методами спектральной сейсморазведки границ ослабления. Полученные результаты могут быть применены для обоснования практических методов сейсмического прогноза, таких как локация и спектральные методы сейсморазведки.

Введение

Развитие шахтной и высокочастотной полевой сейсморазведки в достаточной мере сдерживается отсутствием ясного физического понимания процессов, сопровождающих возбуждение упругих волн. Согласно известным решениям линейной теории распространения упругих волн поле напряжений в точке возбуждения расходится по закону r^{-1} [1,2]. Следовательно, в области, прилегающей к источнику, упругое поле может достигнуть любых заранее заданных больших значений, при которых применение линейного приближения становится неправомерным. Кроме того, любое интенсивное возбуждение волн источником ударного или взрывного типа сопровождается локальным разрушением материала среды (горных пород) в точке возбуждения.

Известные конечно-разностные методы расчета полей упругих волн [3–8] не учитывают всех этих «деталей» и поэтому не могут объяснить многих особенностей формирования реальных волновых полей. Например, в настоящее время в литературе поднимается вопрос о невозможности объяснить формирование осциллирующих квазигармонических волн, наблюдае-

мых реально на эксперименте, только, как это принято в классической сейсморазведке, за счет интерференции волн от границ среды [10]. Концептуальные рамки классической сейсморазведки не позволяют решить проблему источника возбуждения в логически замкнутом виде, и поэтому предпринимаются попытки «грамотно» обойти эту проблему. Например, «руками» вводится некоторая функция источника, которая уже содержит осциллирующий сигнал «нужной» формы.

С другой стороны, за время контакта со средой в «момент» возбуждения ударного тела волна успевает пройти расстояние 30–50 м и более. Границы и другие неоднородности среды, расположенные на более близком расстоянии, дадут отражения, которые будут взаимодействовать с источником упругих колебаний, изменяя характер этого взаимодействия. Излучаемое поле будет носить результирующий самосогласованный, а при соответствующем качестве границ и расстоянии до них – и резонансный характер. При использовании «функции источника» все эти тонкие эффекты отбрасываются, что сильно обедняет общую картину формирования волнового поля.

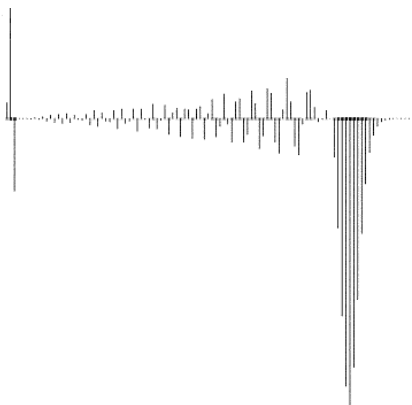
Определяющие соотношения

Для решения указанных проблем предложена новая модификация метода частиц, которая основана на интерпретации конечно-разностного аналога уравнения Ламе как системы взаимодействующих частиц [10]. Частицы взаимодействуют попарно с такими потенциалами, чтобы в предельном случае сплошных сред уравнения движения для них переходили в уравнение Ламе. В [10] задача сформулирована в трехмерном варианте. В настоящей работе для раскрытия физической сущности процесса возбуждения волн источником ударного типа задача максимально упрощена, и рассматривается ее одномерный вариант.

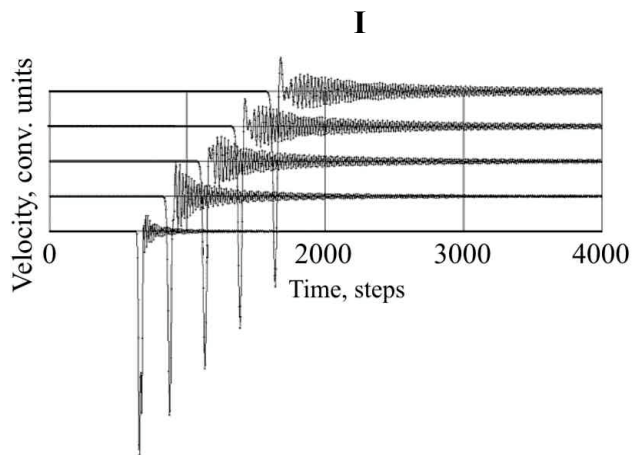
Итак, положим, что среда представляет собой бесконечное полупространство, единственная граница которого перпендикулярна оси Ox и проходит через начало системы координат. Ось Ox направлена в глубь среды. Слева со стороны свободного (пустого) пространства на него со скоростью v_0 падает тело, которое в силу одномерности задачи представляет собой бесконечную пластину толщиной h (рис. 1, I). Вектор скорости параллелен оси Ox , зависимость от координат Y, Z отсутствует. Одномерное уравнение Ламе в этом случае упрощается и имеет вид

$$\rho_i \frac{\partial^2 u_x}{\partial t^2} = (\lambda_i + 2\mu_i) \frac{\partial^2 u_x}{\partial x^2}, \quad (1)$$

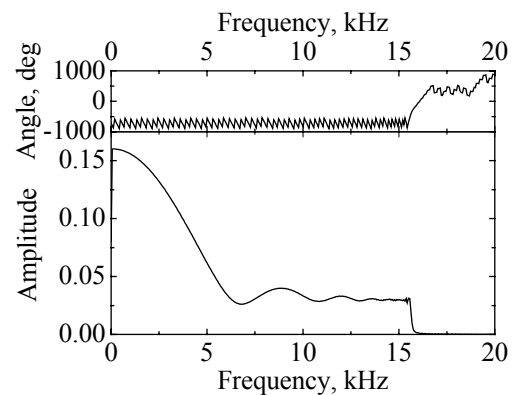
т.е. представляет собой волновое уравнение для волн p -типа. Здесь ρ_i – плотность среды, λ_i, μ_i – упругие параметры Ламе, u_x – компонента вектора смещений частиц среды, t – время. Это уравнение описывает движение как среды ($i = 2$), так и частиц тела источника возбуждений ($i = 1$). Источник здесь не рассматривается как точка (плоскость), а имеет конечные размеры и вследствие этого – собственные колебания.



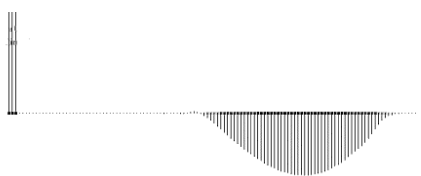
a



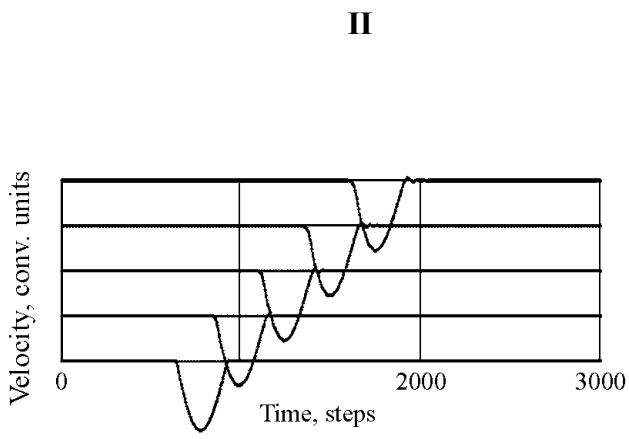
б



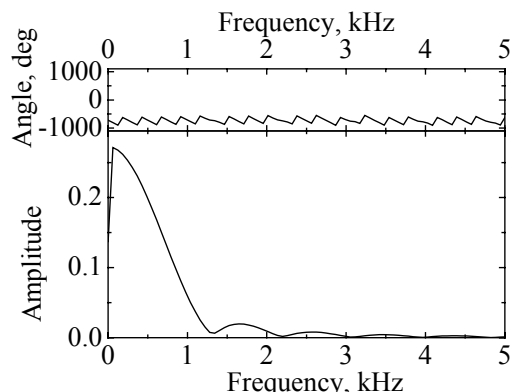
в



a



б



в

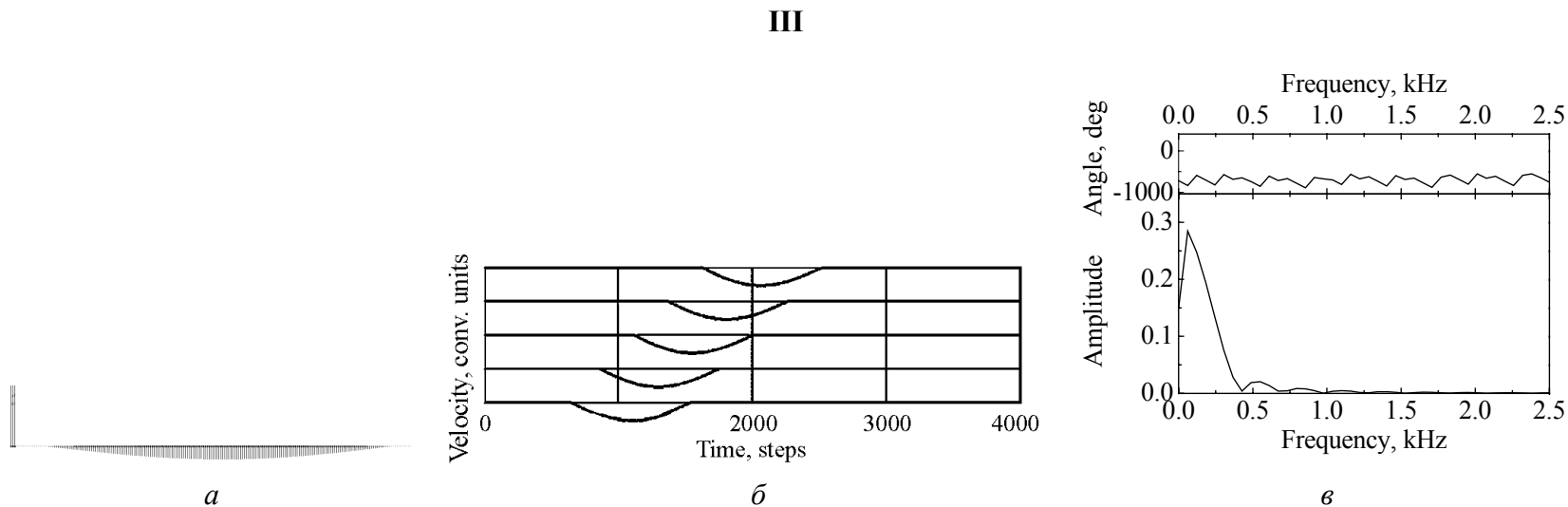


Рис. 1. Возбуждение упругих волн при жестком соударении источника со средой (I), слабым (II) и сильным (III) «разрушении»: *a* – пространственный профиль волны; *b* – временные развертки волн на расстояниях, м: 0.8, 5, 10, 15 и 20. Временной шаг $\tau = 0.000004$ s; *в* – амплитудный и фазовый спектры колебаний частиц среды на расстоянии 5 м от источника

Разобьем среду на полосы толщиной $a_0 = 0.1$ м. Тогда конечно-разностный аналог уравнения (2) можно записать в виде

$$\rho \frac{\Delta v_x^j}{\tau} = \frac{\lambda + 2\mu}{a_0^2} (x^{j+1} + x^{j-1} - 2x^j), \quad (2)$$

где j – номер полосы, x^j – координата центра полосы. Нижние индексы для параметров сред здесь опущены. Фактически в данной постановке среда и источник представляют собой некоторые цепочки частиц, связанные гармоническим потенциалом. Для каждой частицы можно ввести взаимные координаты ее связи с соседними частицами такие, что в состоянии равновесия они будут равны нулю:

$$\begin{aligned} X_3^j &= x^{j+1} - x^j - a_0, \\ X_1^j &= x^{j-1} - x^j + a_0. \end{aligned} \quad (3)$$

Тогда уравнение (2) будет иметь вид

$$\Delta v_x^j = \tau_{\text{eff}} (\lambda + 2\mu) (X_3^j + X_1^j). \quad (4)$$

Здесь $\tau_{\text{eff}} = \tau/\rho a_0^2$ – эффективный шаг по времени.

Потенциальная энергия по ближайшим соседям:

$$U_3^j = (\lambda + 2\mu) \frac{(X_3^j)^2}{2}, \quad U_1^j = (\lambda + 2\mu) \frac{(X_1^j)^2}{2}. \quad (5)$$

Возбуждение упругих волн в бесструктурной среде

Пусть источник и среда представляют собой трех- и многоатомную цепочки. Упругие параметры источника и его плотность в базовом эксперименте равны: $\lambda_1 = \mu_1 = 20$ ГПа и $\rho_1 = 2600$ кг/м³, что соответствует скорости волн $V_{p1} = 4804$ м/с. Для среды эти параметры имеют близкое значение: $\lambda_2 = \mu_2 = 20.8$ ГПа, $\rho_2 = 2600$ кг/м³ и $V_{p2} = 4900$ м/с. В начальном состоянии упругая многоатомная цепочка покоится, а трехатомная движется по направлению к ней со скоростью 20 м/с. В результате столкновения в многоатомной цепочке возбуждаются упругие волны (рис. 1, I). Пространственный профиль волны представляет собой интенсивный однофазный импульс в головной части волнового процесса (рис. 1, I, a). Если принять протяженность импульса за полупериод, то длина волны λ будет порядка 2 м (напомним, что расстояние между соседними частицами на рисунке равно пространственному шагу дискретизации 0.1 м). Импульс сопровождается протяженным хвостом коротких волн с длиной волны порядка 0.4–0.6 м. Они возникли в результате возбуждения собственных мод дискретной цепочки как следствие резкого «включения» внешней силы при соударении. Это видно из того, что частицы «источника волн» (три крайние левые точки на рис. 1, I, a) после соударения колеблются в разных фазах.

На временных развертках просматриваются те же стадии, но следующие в обратном зеркальном порядке. Частота колебаний частиц в головной части волны $f = V_{p2}/\lambda = 2.45$ kHz, что значительно выше частот колебаний, регистрируемых экспериментально в реальных условиях (100–300 Hz). Частота колебаний хвостовой части волнового процесса еще выше – порядка 8–12 kHz (см. также рис. 1, I, в). Такое несоответствие вызвано слишком жестким характером упругого взаимодействия источника и среды. В реальных же условиях режим жесткого взаимодействия практически никогда не выполняется (за исключением очень слабых возбуждений). Возбуждение волн источниками ударного типа и в еще большей степени взрывного обязательно сопровождается неупругими процессами пластического деформирования и локального разрушения. Эти процессы могут существенно понизить частоту возбуждаемых волн (рис. 1, II).

Будем моделировать процессы разрушения более низкими значениями модулей упругости на границе контакта источника и среды. Конечно, такое моделирование разрушения горных пород не учитывает диссипативных процессов, протекающих при этом, но отражает важный факт влияния разрушения на эффективные упругие модули материала. Если модули упругости в этой области ослабить в 100 раз, то длина волны ее головной части возрастет (рис. 1, II, а) и станет равной 10.8 м. Коротковолновый хвост практически исчезает. Это свидетельствует о слабом возбуждении собственных волн дискретной цепочки при наличии демпфирующего воздействия разрушенной области. Частицы источника после соударения имеют равные скорости – внутренние степени свободы источника в этом случае не возбуждаются (см. три крайние левые точки на рис. 1, II, а). Частота колебаний частиц теперь составляет $f = V_{p2}/\lambda = 454$ Hz, что уже значительно ближе частотам, наблюдаемым в реальных условиях (см. также рис. 1, II, б, в) на уровне 0.7 от максимального значения). Уменьшив модули упругости в месте контакта источника и среды, например, в 1000 раз, получим длину волны, равную 32 м, а частоту $f = V_{p2}/\lambda = 150$ Hz (рис. 1, III).

Таким образом, «разрушение» материала в «момент» возбуждения является управляющим параметром, регулирующим длину возбуждаемой волны и частоту колебаний частиц в ней. Этот эффект достигается в результате «живого» взаимодействия источника возбуждений и среды. Описание источника осуществляется без привлечения понятия «функции источника», которая не учитывает обратного воздействия среды на источник упругих колебаний. Благодаря данному обстоятельству становится возможным естественным образом описать резонансные эффекты при возбуждении волн и возникновение многофазных осциллирующих сейсмических сигналов.

Резонансное возбуждение упругих волн

Отметим, что в вышеприведенных примерах волна имела однофазный профиль, который, практически не меняя своей формы, может распространяться на большие расстояния (1 km и более). Дисперсионное уширение, связанное с влия-

нием дискретности модели, практически не вызывает расплывания волнового пакета и не может привести к многофазному осциллирующему волновому пакету. В то же время даже на небольших расстояниях при возбуждении волн источником ударного типа во всех экспериментах возникают именно многофазные осциллирующие волны. Объяснение этого феномена только за счет интерференции волн, многократно отраженных от регулярных границ, является не убедительным, поскольку на таких расстояниях они сформироваться не успевают [2].

Подобные волны могут возбуждаться, если с самого начала будут сформированы структурой, имеющей резонансный характер. Колебательная система может быть образована, например, границей внутри среды, расположенной на некотором расстоянии от свободной границы. Рассмотрим ударное возбуждение упругих волн при 100-кратном уменьшении упругих модулей в точке контакта источника со средой. Форма сигнала, зарегистрированного на свободной поверхности, как уже отмечалось выше, имеет вид однофазного колебания (рис. 2,а). Если на расстоянии 2.7 м от свободной границы имеется слой толщиной 0.2 м с модулями упругости, которые в 10 раз меньше таковых в остальной среде, то сейсмический сигнал в этом случае приобретет вид многофазного колебания (рис. 2,б).

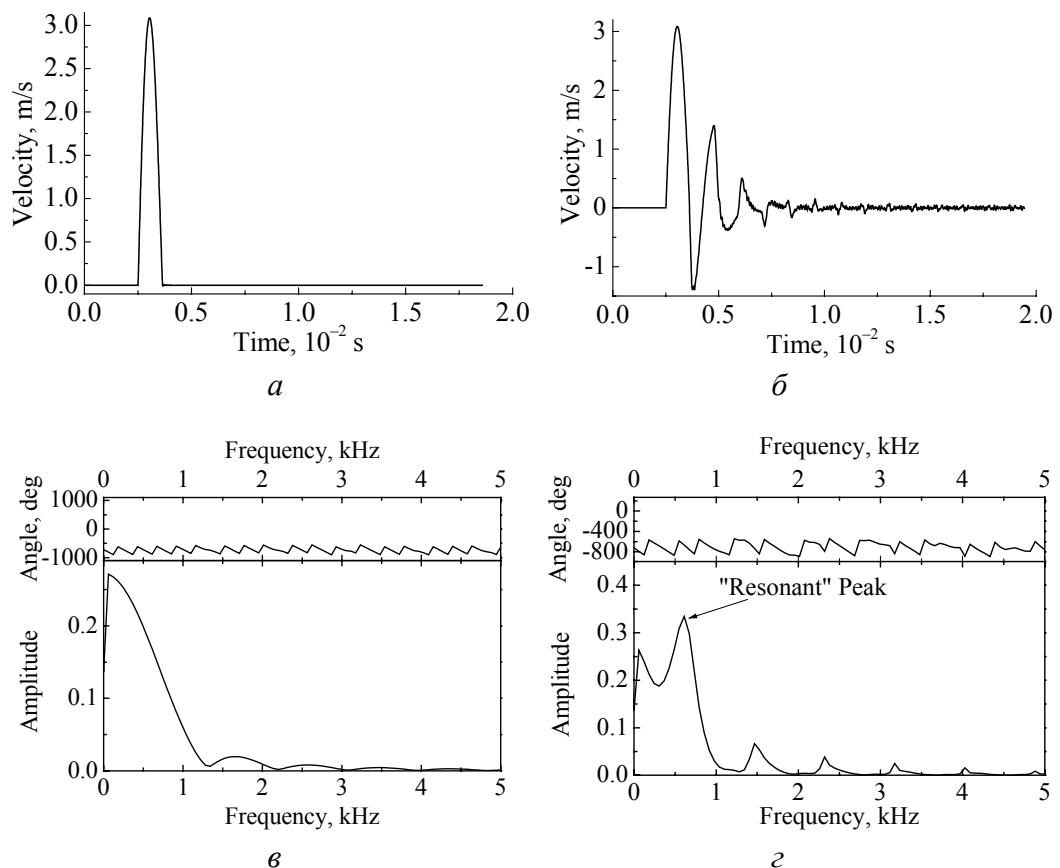


Рис. 2. Сейсмоакустические сигналы для однородной среды (а), среды с ослабленным слоем (б) и их спектры (в, г)

Как видим, наличие ослабленного слоя приводит к типичному осциллирующему сигналу с характеристиками, близкими наблюдаемым в многочисленных экспериментах шахтной сейсморазведки [3,11]. Регулируя параметры среды, параметры ослабления в источнике, положение границ ослабленных контактов и слоев, а также величину упругих модулей в ослабленных зонах, можно перекрыть практически весь диапазон сигналов, регистрируемых в реальном эксперименте.

Отметим, что вычисленный таким образом сигнал имеет вид сильнозатухающей синусоиды (рис. 2,б) и максимум амплитудного спектра на частоте 628 Hz (рис. 2,з), в то время как максимум однофазного колебания расположен в области нулевых частот (рис. 2,в). Поскольку собственное затухание среды здесь не учитывалось, роль «затухания» для «резонатора», расположенного между свободной границей и границей ослабления, играет «присоединенная» с противоположной стороны зоны ослабления остальная среда. Само ослабление будет пропорционально коэффициенту отражения волн от границы ослабления. «Резонатор» практически всю энергию излучает во внешнюю среду и ничего не оставляет себе для собственного резонанса. По сути дела, резонанс как таковой здесь отсутствует, а имеет место простая «конструктивная» интерференция прямой иратно-прошедших «резонатор» волн. Первая волна, прошедшая слой в прямом и обратном направлениях, пристраивается в хвост исходной волны и в точке регистрации формирует вторую фазу колебания обратного знака. Согласно общей теории на амплитудный спектр исходного однофазного колебания (рис. 2,а) в этом случае будет накладываться гармоническая осцилляция (рис. 2,з) с периодом, равным времени задержки первой отраженной волны [12]. Именно один из максимумов такой гармоник, попавший в область определения спектра однофазного сигнала, формирует максимум суммарного спектра на частоте 628 Hz. Его легко можно ошибочно принять за истинный резонансный максимум, что может привести к неточному картированию сейсмически слабых или удаленных границ среды методами спектральной сейсморазведки [9].

При увеличении резкости границы, например, за счет уменьшения упругих модулей в области ослабления уже большая часть энергии будет циркулировать в резонаторе, излучая в остальную среду слабый квазигармонический сигнал. На рис. 3 приведен пример такого сигнала для условий, аналогичных рис. 1,П,б,з, но при 100-кратном уменьшении упругих модулей в зоне ослабления. Из рисунка видно, что сигнал имеет вид слабозатухающих гармонических осцилляций с большим числом фаз колебаний. Спектр сигнала содержит один четко определенный максимум на частоте 485 Hz. Остальные «паразитические» максимумы практически отсутствуют. Анализ динамики движения частиц показывает, что в области резонатора формируется стоячая волна с пучностью на свободной границе и с узлом на расстоянии 2.4–2.5 m (рис. 3,в). То есть узел стоячей волны находится не строго на границе ослабленной зоны (2.7 m), а немного ближе, что необходимо учитывать при определении этого расстояния резонансным методом. По сути, в этом эксперименте реализуется четвертьволновый резонанс, и размер резонатора можно вычислить по формуле

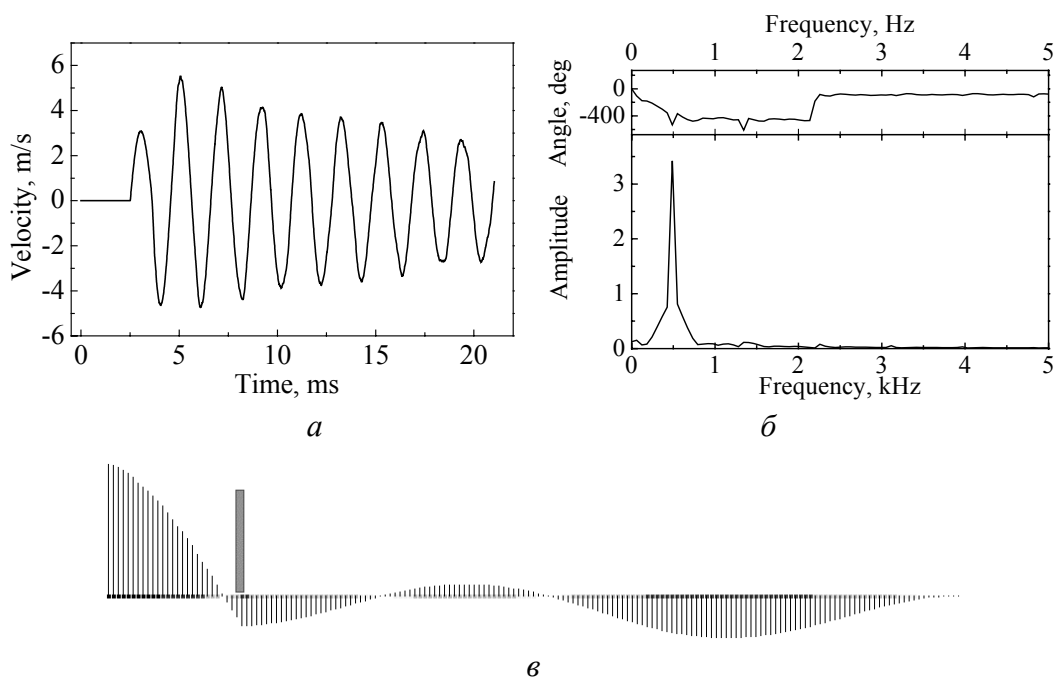


Рис. 3. Особенности возбуждения волн при наличии вблизи источника сильно ослабленной зоны: *a* – временная развертка колебаний частиц свободной поверхности; *б* – спектр этих колебаний; *в* – пространственный профиль возбуждаемых волн (расстояние между соседними точками на профиле 0.1 м). Прямоугольник показывает положение зоны ослабления

$$h \approx \frac{\lambda}{4} = \frac{V_p^2}{4f_m}, \quad (6)$$

которая при определенных выше величинах дает значение $h = 2.5$ м. Оно на 7% отличается от точного размера резонатора, очевидно, из-за смещения узла стоячей волны. Если формулу (6) применить к «резонансному» пику для случая менее ослабленной зоны (см. рис. 2,б,г), то можно получить значение $h = 1.95$ м, что уже на 28% отклоняется от точного заданного значения.

Нелинейные эффекты. Большие гидростатические давления

Описанные выше результаты получены в рамках линейного приближения. Однако, как было сказано вначале, для устранения расходимости поля возбуждаемых волн вблизи источника неизбежно придется учитывать нелинейные эффекты, особенно при больших начальных скоростях движения ударного тела. Кроме того, наличие зоны концентрации напряжений вблизи горных выработок также способно приводить к нелинейному характеру распространения возбуждаемых из них упругих волн. К тому же на глубинах 500–1000 м может иметь место нелинейная зависимость скорости распространения волн от больших гидростатических напряжений. Повышенные напряжения горного массива могут быть также обусловлены высоким давлением в зонах концентрации свободного метана и т.д. Поэтому учет нелинейных свойств среды является важной задачей.

Введем вместо квадратичной потенциальной энергии (5) ее нелинейный аналог в форме, близкой потенциалу Леннарда–Джонса в молекулярной динамике:

$$U_3^j = a_0^2 \frac{\lambda + 2\mu}{m - n} \left(\frac{1}{m} \left(\frac{a_0}{X_3^j + a_0} \right)^m - \frac{1}{n} \left(\frac{a_0}{X_3^j + a_0} \right)^n \right),$$

$$U_1^j = a_0^2 \frac{\lambda + 2\mu}{m - n} \left(\frac{1}{m} \left(\frac{a_0}{X_1^j - a_0} \right)^m - \frac{1}{n} \left(\frac{a_0}{X_1^j - a_0} \right)^n \right).$$
(7)

Подбор параметров m и n в принципе можно осуществить на основании данных о предельной прочности материала либо экспериментальных результатов изменения скоростей упругих волн с увеличением глубины. Для качественной предварительной оценки роли нелинейности при возбуждении упругих волн в настоящей работе принято $m = 17$, $n = 5$. Первые слагаемые описывают отталкивающую часть потенциальной энергии, вторые – притягивающую ее часть. Как видно, здесь имеет место асимметрия сил притяжения и отталкивания при больших относительных смещениях соседних частиц. При бесконечно малых взаимных смещениях частиц X_3^j , X_1^j выражения (7) с точностью до постоянного слагаемого переходят в (5).

Рассмотрим сначала влияние на характеристики возбуждаемых волн больших гидростатических напряжений (давлений), связанных с влиянием больших глубин. Для гидростатических давлений, соответствующих глубинам порядка 50 km, скорость волны, вычисленная по наклону годографа, равна 5074 m/s. Она мало отличается от теоретического значения 4900 m/s, вычисленного по модулям упругости. Таким образом, при выбранных значениях параметров m и n нелинейность среды до глубин порядка 50 km не оказывает существенного влияния на скорости упругих волн. Конечно, вывод не является окончательным, так как предстоит еще уточнять сами значения параметров m и n , чтобы они соответствовали реальному изменению скоростей упругих волн с ростом глубины. Вполне возможно, подлежит уточнению и сама нелинейная зависимость потенциала в форме (7) от смещений частиц. Однако можно предположить, что уточнения незначительно изменят этот качественный вывод. Для гидростатических давлений, соответствующих глубинам порядка 500 km, скорость волны, вычисленная по наклону годографа, равна 5756 m/s, что уже более заметно отличается от линейного предела.

В случае более слабых в сейсмическом отношении сред нелинейная зависимость при тех же значениях параметров m и n будет проявляться сильнее. Действительно, для сред с упругими модулями $\lambda_2 = \mu_2 = 4$ GPa, плотностью среды $\rho_2 = 2600$ kg/m³ и скоростью упругих волн $V_{p2} = 2148$ m/s нелинейность становится заметной для гидростатических давлений 100 МПа, что приблизительно соответствует глубинам порядка 5 km. Для сравнения на рис. 4 приведены временные развертки упругих импульсов.

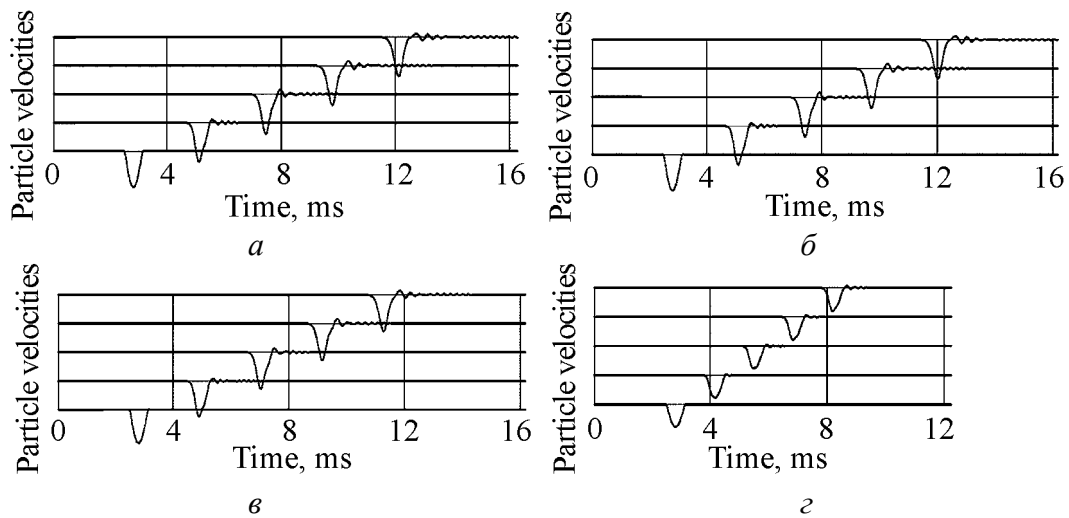


Рис. 4. Временные развертки сейсмического сигнала при возбуждении упругих волн на поверхности (*a*) и на глубинах, km: *б* – 5, *в* – 50, *г* – 500. Скорости упругих волн, определенные по наклону годографа, составляют соответственно, m/s: 2148, 2210, 2404, 3722. Расстояния между горизонтальными линиями задают масштаб скоростей частиц среды, равный 1.7 m/s

Как видим из рис. 4, влияние гидростатических давлений, связанных с глубиной залегания горных пород, на нелинейную зависимость скорости и формы упругих волн хоть и не велико, но зависит от прочностных и упругих параметров самих пород. Для слабых в сейсмическом отношении пород влияние будет более сильным. Можно предположить, что в зонах повышенной трещиноватости горных пород, для которых эффективные упругие модули имеют низкие значения, это влияние будет особенно существенным даже для небольших глубин, и его необходимо учитывать, например, при картировании метаносодержащих трещиноватых зон.

Динамические нелинейные эффекты

Кроме статического воздействия высоких давлений на возбуждаемый упругий импульс, представляет интерес оценить влияние на него высоких динамических давлений. Все рассмотренные выше примеры относятся к ударному возбуждению упругих волн при начальной скорости соударения 20 m/s. Будем постепенно увеличивать начальную скорость соударения «рабочего тела» источника со средой V_s , переходя к более высоким амплитудам возбуждаемых волн (рис. 5). Форма упругого импульса уже при скорости соударения $V_s = 60$ m/s начинает меняться в процессе его распространения – на ней появляется точка перегиба, которая на расстоянии 20 m (пятая трасса на рис. 5,*a*) превращается в дополнительный экстремум. Чем выше амплитуда возбуждения, тем большее число экстремумов появляется и тем на более коротких базах они формируются. Общая картина аналогична распаду гармонического сигнала на систему солитонов в проблеме Ферми–Паста–Улама [13,14], только здесь реализуется распад одного полупериода «синусоиды» и в другой нелинейной системе.

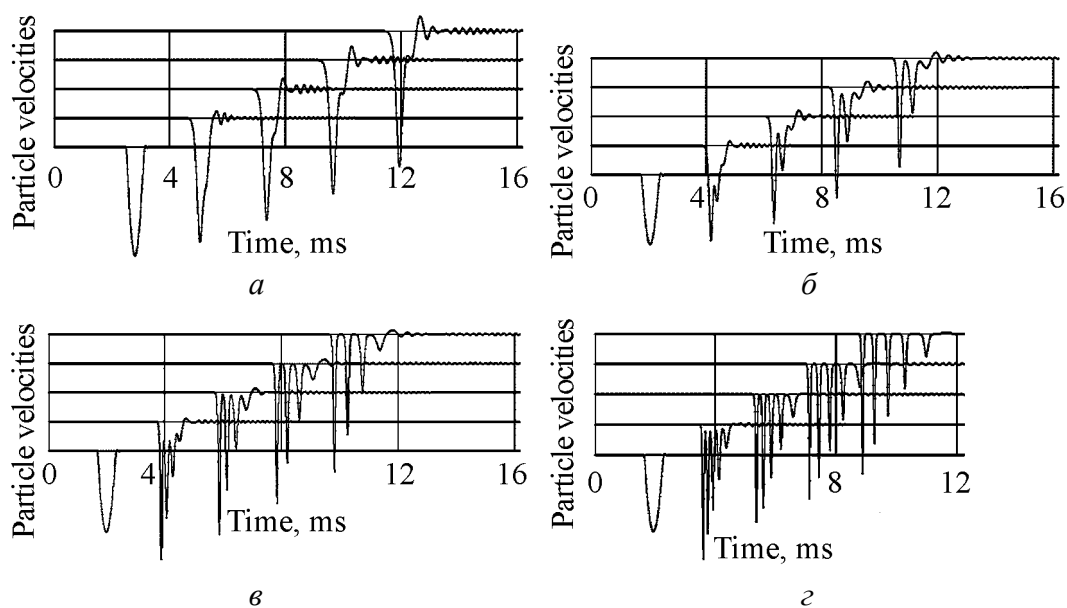


Рис. 5. Зависимость характера упругих волн от начальной скорости соударения V_s , m/s: *a* – 60, *б* – 200, *в* – 500, *г* – 1000. Расстояния между горизонтальными линиями соответствуют значениям скорости частиц среды, m/s: *a* – 1.7, *б* – 8.5, *в* – 17, *г* – 34

Годографы волн, проведенные по первым вступлениям, при всех уровнях начального возбуждения с большой точностью имеют прямолинейную форму, в то же время наклон их меняется при изменении степени возбуждения независимо от стадии распада исходного импульса на солитоны. Тогда скорость распространения первовступления с самого начала определяется самым быстрым солитоном даже в том случае, когда он еще не успел выделиться из исходного сигнала. Это говорит о том, что даже при сильном нелинейном взаимодействии «солитонов» в исходном сигнале, когда расстояние между ними как бы равно нулю, они ведут себя как свободные частицы, не замечая присутствия других «солитонов».

С ростом скорости ударного тела V_s скорость самого быстрого солитона вначале растет, а при скоростях, сравнимых по масштабу величины с движением частиц среды при взрыве, падает (рис. 6,*a*). Амплитуда самого быстрого солитона растет всегда, но при больших значениях V_s – медленнее. Эффективность передачи среде импульса и, главное, энергии от ударного тела с ростом начальной скорости V_s падает.

Заключение

На основании одномерного варианта метода частиц с помощью компьютерного эксперимента проведено исследование проблемы возбуждения упругих волн источниками ударного типа без привлечения понятия так называемой функции источника. Это позволило избежать однобокого описания жесткого воздействия источника на среду, включив в рассмотрение также обратное воздействие среды на источник. В такой постановке возбуждение

волн представляется как единый процесс «живого» физического взаимодействия ударного тела и среды. Это дало возможность численно промоделировать и решить ряд новых традиционно трудных задач, в том числе объяснить природу образования многофазных осциллирующих волн при импульсном ударном воздействии за счет резонанса колебательной системы. В приведенном численном примере резонанс реализуется в форме четвертьволновой стоячей волны с максимумом на свободной границе и узлом на внутренней границе среды.

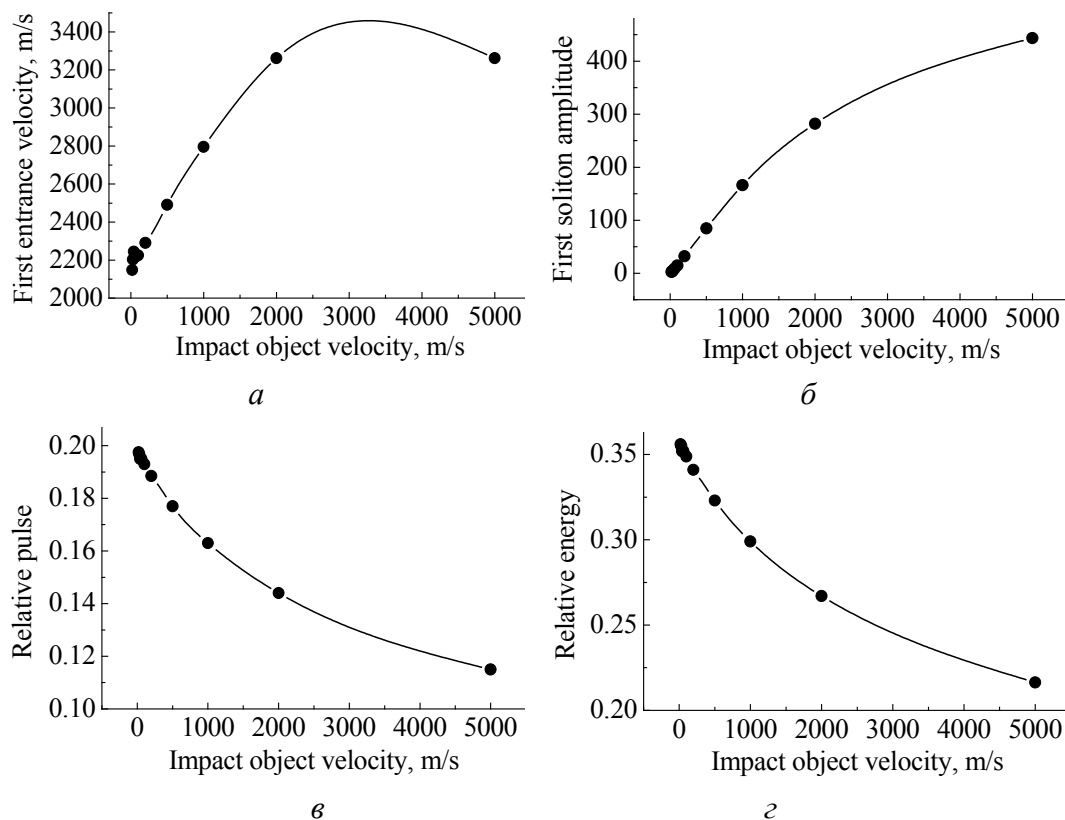


Рис. 6. Зависимость от скорости ударного тела: *a* – скорости первого вступления, определенной по годографу волн; *б* – амплитуды первого солитона в условных единицах; *в* – отношения импульса, переданного среде, к первоначальному импульсу ударного тела; *г* – отношения энергии, переданной среде, к начальной энергии ударного тела

При определенном соотношении размера резонатора и длины возбуждаемой волны вследствие простого интерференционного наложения прямого и отраженного сигналов возможно формирование ложных спектральных максимумов, что может привести к большим погрешностям при картировании методами спектральной сейсморазведки внутренних границ среды.

При численном моделировании процесса возбуждения упругих волн нужного частотного диапазона и подавления высокочастотных паразитических наводок от собственных колебаний дискретной цепочки решающую

роль сыграло введение в модель ослабленных связей между соударяющимся телом и средой. Реально такое ослабление может быть обусловлено как разрушением материала в момент самого возбуждения, так и структурным понижением упругих модулей (скоростей упругих волн) у свободной поверхности. При этом большей степени ослабления соответствует более низкочастотный и соответственно более длинноволновый сигнал.

Через механизм нелинейности высокие статические давления хоть и в небольшой степени, но влияют на возбуждение и распространение волн. При этом степень такого влияния выше в случае сред с низкими упругими модулями (особенно трещиноватых сред). Большие динамические давления, развиваемые при ударном возбуждении упругих волн в среде с принятым типом нелинейности, приводят к распаду исходной однопериодной волны на цепочку солитонов подобно распаду синусоидального сигнала в нелинейных цепочках Ферми–Паста–Улама.

Полученные результаты могут быть применены для обоснования практических методов сейсмического прогноза (локации и спектральных методов сейсморазведки), в том числе при решении такой важной для Донбасса и Украины проблемы, как разведка трещиноватых метаносодержащих зон в угольных пластах.

1. *Сейсморазведка*. Справочник геофизика, И.И. Гурвич, В.П. Номоконов (ред.), Недра, Москва (1981).
2. *Л.М. Бреховских*, Волны в слоистых средах, Наука, Москва (1973).
3. *А.В. Анциферов*, Теория и практика шахтной сейсморазведки, ООО «Алан», Донецк (2003).
4. *Z. Alterman, F.C. Karal*, Bull. Seism. Soc. Am. **58**, 367 (1968).
5. *M. Korn, H. Stocl*, J. Geophys. **50**, 171 (1982).
6. *D.M. Boore*, in: Methods in computational physics, В.А. Balt (ed.), Academic Press. Inc. (1972), p. 11.
7. *D. Koneth*, Geophysics **51**, № 7, 34 (1983).
8. *K.R. Kelly, R.W. Ward, S. Treitel, R.M. Alford*, Geophysics **41**, 2 (1976).
9. *А.Г. Гликман*, Физика и практика спектральной сейсморазведки, Геофизприбор, Санкт-Петербург (2003).
10. *Л.С. Метлов, А.В. Анциферов*, Метод частиц в задачах шахтной сейсморазведки, Сборник трудов института физических проблем горного производства (в печати).
11. *Н.Я. Азаров, Д.В. Яковлев*, Сейсмический метод прогноза горно-геологических условий эксплуатации угольных месторождений, Недра, Москва (1988).
12. *Л. Халтон, М. Уэрдингтон, Дж. Мейкин*, Обработка сейсмических данных. Теория и практика, Мир, Москва (1989).
13. *E. Fermi, J.R. Pasta, S. Ulan*, Scientific Laboratory Report N LA, Los Alamos, (1940, May 1955).
14. *N.J. Zabusky, M.D. Kruskal*, Phys. Rev. Lett. **15**, 240 (1965).

L.S. Metlov

SHOCK EXCITATION OF ELASTIC WAVES UNDER LOW AND HIGH PRESSURES

The problem of elastic-wave excitation by shock-type sources has been investigated by modified particle method. The decisive role of slack bonds between the colliding object and the medium in the formation of waves of a required frequency range is shown. The nature of the multi-phase oscillating signal origination at the expense of resonating oscillatory system formed by the free surface and slack-contact boundaries or by the zones of lower velocities inside the medium is explained. Formation of false spectral maxima is shown to be possible due to the interferential superposition of direct and reflected signals which can result in errors during the mapping of boundaries by the spectral seismic survey method. The obtained results can be used to substantiate practical methods of seismic survey such as detection and ranging as well as spectral methods of seismic survey.

Fig. 1. Excitation of elastic waves upon rigid collision of the source and the medium (I), weak (II) and heavy (III) «fracture»: a – space shape of the wave; $\bar{\sigma}$ – time-base of waves at distances of 0.8, 5, 10, 15 and 20 m. Time spacing $\tau = 0.000004$ s; σ – amplitude and phase spectra of medium particle oscillations at a distance of 5 m from the source

Fig. 2. Seismoacoustic signals for uniform medium (a), medium with weakened layer ($\bar{\sigma}$) and their spectra (σ, ε)

Fig. 3. Peculiarities of wave excitation with very weak zone near the source: a – time-base of free surface particle oscillations; $\bar{\sigma}$ – oscillation spectrum; σ – space shape of excited waves (0.1 m distance between neighbouring points of the section). The rectangle shows the location of slack zone

Fig. 4. Time-bases of seismic signal for elastic wave excitation on the surface (a) and at depths, km: $\bar{\sigma} - 5$, $\sigma - 50$, $\varepsilon - 500$. Elastic wave velocities determined by locus tilt make, m/s: 2148, 2210, 2404, 3722. Distances between horizontal lines define the scale of 1.7 m/s for medium particle velocities

Fig. 5. Elastic wave type versus the initial collision velocity, m/s: $a - 60$, $\bar{\sigma} - 200$, $\sigma - 500$, $\varepsilon - 1000$. Distances between horizontal lines correspond to values of medium particle velocity, m/s: $a - 1.7$, $\bar{\sigma} - 8.5$, $\sigma - 17$, $\varepsilon - 34$

Fig. 6. Impact-object velocity dependence of: a – velocity of first entrance determined by hodograph of motion; $\bar{\sigma}$ – amplitudes of the first soliton in arbitrary units; σ – ratios between the pulse given to the medium and initial pulse of impact object; ε – ratios between energy given to the medium and initial energy of impact object