Записки Санкт-Петербургского горного института имени Г.В.Плеханова.
Т.130. СПб, 1992

УДК 550.834.084

В.А.ГОРЕВ

# О ВОЗМОЖНОСТИ РАЗДЕЛЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН, ВОЗБУЖДАЕМЫХ АНТРОПОГЕННЫМИ ИСТОЧНИКАМИ УПРУГИХ КОЛЕБАНИЙ

В последнее время большой интерес в сейсмической разведке и сейсмологии представляют антропогенные источники упругих колебаний. Колебания, возникающие при вращении турбины гидроэлектростанции, предлагается использовать для просвечивания Земли, для наблюдений за изменениями среды, связанными с геодинамическими процессами, для изучения вибраций плотины [5]. Предложено использовать эти колебания при изучении зависимости вариаций сейсмических скоростей от напряженного состояния горных пород, для предсказания землетрясений; обнаружена зависимость вариаций фаз периодических сейсмических волн от локальной геологии [2]. Мощные синхронные электромоторы (компрессоры) могут служить в качестве зондирующих источников сейсмических волн при изучении строения Земли [3, II]. Выясняются возможности применения кинематических и динамических характеристик волновых полей, возникающих от работающих производственных установок и от движущегося транспорта, при интерпретации экспериментальных сейсмограмм ОГТ [12]. Колебания, возникающие в процессе бурения на забое скважины при вращении и вибрации долота, могут дать материал для изучения околоскважинного пространства [6], для определения положения забоя скважины в пространстве, для оценки пластовых скоростей пород, проходимых скважиной, для сейсмоакустических исследований скважин [7, 8]. Предложено также изучать колебания от антропогенных источников в целях сейсмической голографии [5].

Большой интерес к антропогенным источникам обусловлен прежде всего экономическими факторами, так как при проведении работ отпадает необходимость в специальном возбуждении сейсмических волн. Однако, с другой стороны, приходится сталкиваться с такими особенностями их использования, которые сдерживают их широкое применение в сейсморазведке. К этим особенностям можно отнести наличие только одного источника колебаний для данного района наблюдения, постоянное расположение источника на местности, практическую невозможность управления параметрами источника, а также трудности при интерпретации данных из-за периодического характера сейсмических волн и сложных интерференционных процессов.

Сейсмические волны, возникающие от антропогенных источников, представляются собой узкополосные стационарные гармонические колебания [2, 3, 5, II] с относительно высокой стабильностью частоты [II]. При проведении работ эти волны прослеживаются на больших удалениях (в несколько десятков

и сотен километров [2, 5]), а регистрируемое волновое поле может быть представлено либо одним (преобладающим) типом колебания [2, 3], либо чрезвычайно сложным сейсмическим колебанием, интерферируемым многими типами волн (продольными, поперечными, обменными) [12]. Интерпретация сложных волновых полей возможна при разделении суммарного колебания на составляющие его волны по скоростям и амплитудам. Целью данной работы является совместный анализ кинематических и динамических характеристик интерферируемых волновых полей при исследованиях с антропогенными источниками применительно к сейсмическому методу рефрагированных волн.

Рассмотрим интерференцию нескольких гармонических сигналов с одинаковой частотой:

$$S_{\Sigma}(t) = \sum_{i=1}^{n} S_i(t) = A_{\Sigma} \cos(\omega t + \varphi_{\Sigma}),$$

где $S_{\Sigma}(t)$ – суммарное колебание; $S_i(t)$ – суммируемые сигналы, $S_i = A_i \cos(\omega t + \varphi_i)$; $n$ – число суммируемых сигналов; $\omega$ – круговая частота; $\varphi_{\Sigma}$ – фаза суммарного сигнала.

Согласно [9] амплитуда суммарного сигнала

$$A_{\Sigma}^2 = \sum_{i=1}^{n} \sum_{k=1}^{n} A_i A_k \cos(\varphi_i - \varphi_k), \qquad (1)$$

где $A_i$, $A_k$ и $\varphi_i$, $\varphi_k$ – амплитуды и фазы суммируемых волн соответственно.

Фаза суммарного сигнала может быть определена по формуле

$$\operatorname{tg}\varphi_{\Sigma} = \frac{\sum_{i=1}^{n} A_i \sin\varphi_i}{\sum_{i=1}^{n} A_i \cos\varphi_i}. \qquad (2)$$

При интерпретации большого числа волн задача разделения суммарного колебания на составляющие становится неразрешимой. Поэтому в дальнейшем ограничимся рассмотрением интерференции двух самых интенсивных волн, которыми обычно являются прямые продольные и поперечные волны. Тогда с учетом выражения (1) амплитуда суммарного колебания

$$A_{\Sigma}^2 = A_p^2 + A_s^2 + 2A_p A_s \cos(\varphi_p - \varphi_s), \qquad (3)$$

где $A_p$ и $A_s$ – амплитуды продольной и поперечной волн соответственно; $\varphi_p$ и $\varphi_s$ – фазы соответственно $p$- и $s$-волн.

Фаза суммарной волны в этом случае

$$\operatorname{tg}\varphi_{\Sigma} = \frac{A_p \sin\varphi_p + A_s \sin\varphi_s}{A_p \cos\varphi_p + A_s \cos\varphi_s}. \qquad (4)$$

Фазы волн являются функцией времени $t$, которое, в свою очередь, является функцией скорости $v$:

$$\varphi_p = \omega t_p = \omega \frac{r}{v_p};$$
$$\varphi_s = \omega t_s = \omega \frac{r}{v_s}; \qquad (5)$$
$$\varphi_\Sigma = \omega t_\Sigma,$$

где $\omega = 2\pi f$; $f$ – несущая частота колебаний; $r$ – длина пробега волны по лучу от источника до приемника, для прямых волн $r = \sqrt{H^2 + X_i^2}$; $H$ – относительное превышение приемника над источником; $X_i$ – положение приемника на профиле; $v_p$ и $v_s$ – скорости соответственно $p$- и $s$-волн.

Таким образом, уравнения (3) и (4) с учетом (5) можно записать в виде

$$A_\Sigma = \sqrt{A_p^2 + A_s^2 + 2A_pA_s\cos\left(\omega\sqrt{H^2+X_i^2}\left(\frac{1}{v_p} - \frac{1}{v_s}\right)\right)}; \qquad (6)$$

$$t_\Sigma = \frac{1}{\omega}\operatorname{arctg}\frac{A_p\sin(\omega\sqrt{H^2+X_i^2}/v_p) + A_s\sin(\omega\sqrt{H^2+X_i}/v_s)}{A_p\cos(\omega\sqrt{H^2+X_i^2}/v_p) + A_s\cos(\omega\sqrt{H^2+X_i^2}/v_s)}. \qquad (7)$$

Выражение (6) определяет величину регистрируемой амплитуды суммарной волны в точке профиля $X_i$, а выражение (7) определяет форму ее годографа. Наблюдения при непрерывно работающем источнике позволяют фиксировать время прихода фаз волн и регистрировать серию параллельных годографов, отстоящих друг от друга на величину, равную периоду колебаний $T$.

Для анализа выражений (6) и (7) была составлена программа INTERSEIS на фортране, которая позволяет производить математическое моделирование процессов интерференции двух гармонических волн по профилю без учета затухания (рис.I, 2). Все расчеты произведены по профилю длиной 300 м при постоянной глубине источника $H$ = 500 м. В ходе расчетов изменялись отношения амплитуд $A_p/A_s$ от 0 до I00; отношения скоростей $v_p/v_s$ от I,4 до 2,0; значения несущей частоты от I0 до I00 Гц.

Анализ результатов моделирования позволяет сделать следующие выводы:

I. Амплитуда $A_\Sigma$ меняется по профилю от максимального значения $A_p+A_s$ (суммирование в фазе) до минимального значения $|A_p - A_s|$ (суммирование в противофазе). Частота колебаний значений $A_\Sigma$ по профилю зависит от отношения скоростей волн и от несущей частоты колебаний $f$.

2. Интерференцию необходимо рассматривать для двух близлежащих годографов волн, а не для годографов волн в абсолютном временном представлении. Возможны три случая.

А. Если одна из составляющих $S_\Sigma(t)$ отсутствует или амплитуда одной волны много больше амплитуды другой, то годограф суммарной волны совпадет с годографом присутствующей или преобладающей составляющей.

Б. Если амплитуды $p$- и $s$-волн равны, то годограф $S_\Sigma(t)$ располагается точно между годографами обоих составляющих при $|t_p - t_s| < 0{,}5T$, так как

$$\varphi_\Sigma = \operatorname{arctg}\frac{A_0 \sin\varphi_p + A_0 \sin\varphi_s}{A_0 \cos\varphi_p + A_0 \cos\varphi_s},$$

где $A_0 = A_p = A_s$.

После преобразований получим $\varphi_\Sigma = 0{,}5(\varphi_p + \varphi_s)$, что равнозначно $t_\Sigma = 0{,}5(t_p + t_s)$. В точках профиля $X_i$, где $A_\Sigma = A_p - A_s = 0$ или $|t_p - t_s| = 0{,}5T$, годограф $S_\Sigma(t)$ терпит разрыв и смещение по оси времен на величину $T$. Там, где $|t_p - t_s| > 0{,}5T$, годограф $S_\Sigma(t)$ не наблюдается.

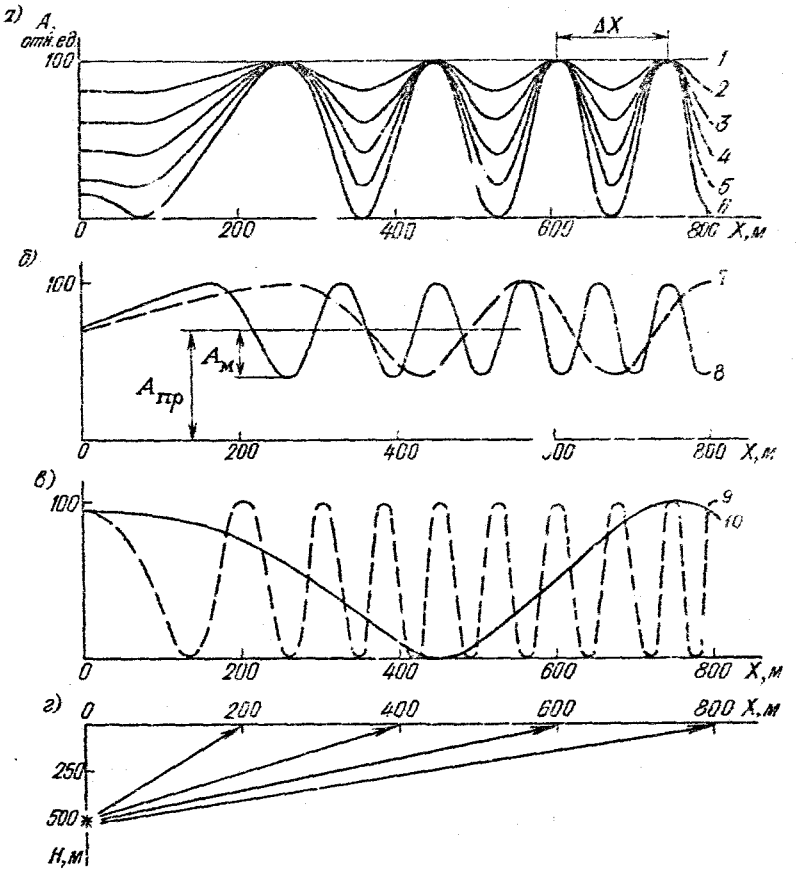



Рис.1. Распределение амплитуды суммарного колебания $A_\Sigma$ по профилю без учета затухания (относительное превышение приемной линии над источником 500 м): а – при различных значениях отношения $A_p/A_s$ и неизменных $v_p$ и $v_s$; б – при различных значениях отношения $v_p/v_s$ и неизменных $A_p$ и $A_s$; в – при различных значениях несущей частоты источника $f$ и неизменных $A_p$, $A_s$, $v_p$ и $v_s$; г – модель, по которой производился расчет (звездочкой обозначено местоположение источника колебаний)

1 – $A_p \gg A_s$; 2 – $A_p/A_s = 9$; 3 – $A_p/A_s = 4$; 4 – $A_p/A_s = 2{,}5$; 5 – $A_p/A_s = 1{,}5$; 6 – $A_p = A_s$; 7 – $v_p/v_s = 1{,}4$; 8 – $v_p/v_s = 2{,}0$; 9 – $f = 100$ Гц; 10 – $f = 10$ Гц; $\Delta X$ – интервал профиля; $A_{пр}$ и $A_м$ – преобладающая и меньшая амплитуды соответственно

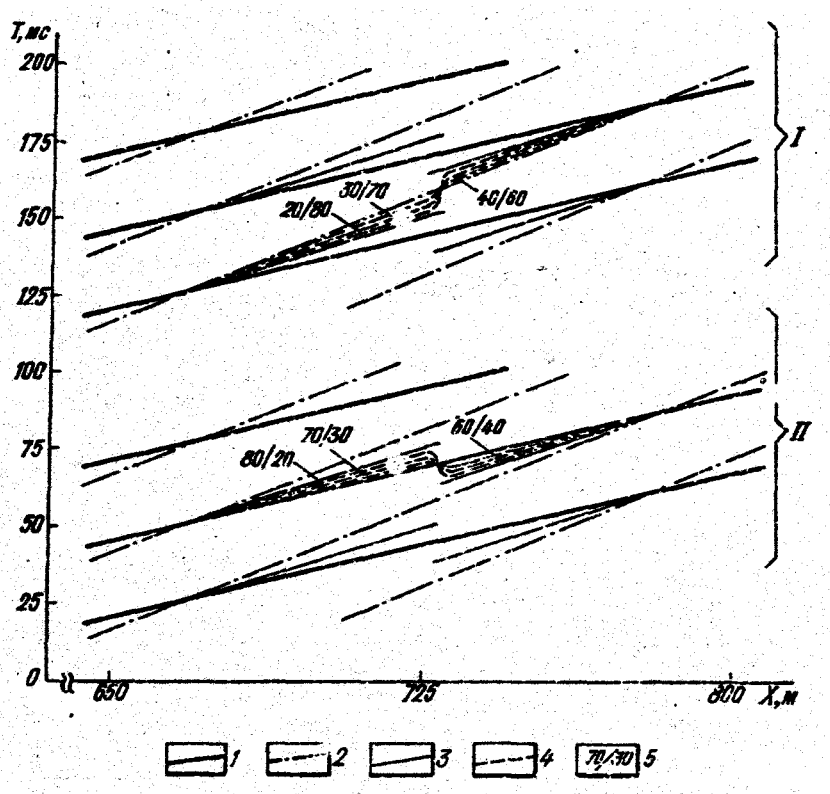



Рис.2. Годографы продольной, поперечной и суммарной $S_\Sigma$ волн
I - $A_S > A_P$; II - $A_S < A_P$; 1 и 2 - годографы продольной и поперечной волн
3 и 4 - годографы суммарной волны $S_\Sigma$ при фиксированном $v_P/v_S$ и $A_P = A_S$
и $A_P \neq A_S$ соответственно; 5 - значения $A_P/A_S$

Если на некотором интервале профиля $\Delta X$ известны кажущиеся скорости $p$- и $s$-волн, то при $A_p = A_s$ можно вычислить кажущуюся скорость распространения суммарного колебания. Интервал $\Delta X$ выберем так, чтобы он был достаточно удален от источника и годограф $S_\Sigma(t)$ не терпел на нем разрыва. Тогда скорость распространения суммарной волны

$$v_\Sigma = \frac{\Delta X}{\Delta t_\Sigma} = \frac{2\Delta X}{\Delta t_p + \Delta t_s} = \frac{2 v_p v_s}{v_p + v_s} \qquad (8)$$

или

$$\frac{1}{v_p} + \frac{1}{v_s} = \frac{2}{v_\Sigma},$$

где $\Delta t_\Sigma$ - временной интервал, по которому определяется скорость $v_\Sigma$.

В. Если амплитуды $p$- и $s$-волн не равны и соизмеримы, то годограф претерпевает значительные искажения. В точках профиля, где $A_\Sigma$ достигает максимальных и минимальных значений (условие пересечения годографов $p$- и $s$-волн и их расхождение на величину $0{,}5T$ соответственно), годограф суммарной волны имеет общие точки с годографом той волны, амплитуда кото-

рой больше. В других точках годограф $S_{\Sigma}(t)$ располагается между годографами составляющих, в целом приближаясь к годографу преобладающего колебания (рис.2). Моделирование показало, что при $A_p/A_s = 10$ годограф $S_{\Sigma}(t)$ практически совпадает с годографом волны с большей амплитудой.

Совместный анализ кинематических и амплитудных особенностей зарегистрированного волнового поля позволяет разделить суммарное колебание на составляющие по скоростям и амплитудам. На амплитудном графике линия, осредняющая значения амплитуд по профилю, соответствует значениям амплитуды преобладающего колебания $A_{пр}$, а отклонение от среднего значения указывает на величину меньшей амплитуды $A_м$ второго колебания, участвующего в интерференции (см. рис.1,б). Принадлежность амплитуд соответствующему типу колебания можно установить, определив кажущуюся скорость распространения суммарного колебания на интервале профиля $\Delta X$. Интервал $\Delta X$ выберем как расстояние между соседними максимумами $A_{\Sigma}$, определенное по амплитудному графику (см. рис.1,а). Так как в точках максимумов $A_{\Sigma}$ годограф $S_{\Sigma}(t)$ имеет общие точки с годографом преобладающего колебания, то определенная по этому интервалу скорость $v_{\Sigma} = \Delta X / \Delta t_{\Sigma} = v_{пр}$, где $v_{пр}$ – кажущаяся скорость преобладающего по амплитуде колебания. Зная скорости распространения волн в исследуемом районе, можно сделать вывод о типе преобладающего колебания и затем аналитически рассчитать скорость распространения волны с меньшей амплитудой. Поскольку математическое моделирование не учитывает затухания волн, то в реальных геологических условиях наблюдается более сложная волновая картина интерференции.

Для проверки приведенных выше соображений было произведено физическое моделирование интерференционных процессов с узкополосными гармоническими сигналами на плексигласовой модели. В качестве установки использовалась аппаратура для ультразвукового моделирования с вибрационными и виброимпульсными источниками упругих колебаний [10], позволяющая также производить моделирование с узкополосными гармоническими сигналами. Пьезодатчик-источник располагался с одной стороны плексигласового листа, на его плоскости. Пьезодатчик-приемник располагался на другой стороне листа в его торцевой части и мог перемещаться по листу толщиной 8,2 мм. Для проверки наличия двух возбуждаемых типов волн было произведено моделирование со свип-сигналом (рис.3). На волновом поле, полученном в импульсной форме, выделяются две волны, существенно различающиеся по скоростям распространения. В первых вступлениях регистрируется продольная волна с кажущейся скоростью 2200 м/с. В последующих вступлениях наблюдается волна с кажущейся скоростью 1100 м/с, которая по своим скоростным свойствам близка к поперечной волне. Значения определенных скоростей волн для плексигласа хорошо согласуются с данными из работы [4]. Построенные амплитудные графики характеризуют процессы затухания и направленность источника упругих колебаний для данной модели.

Моделирование с периодическими сигналами (рис.4,а) позволило построить годограф интерференционного колебания (рис.4,б) и амплитудный график (рис.4,в). На характер амплитудного графика, кроме затухания,

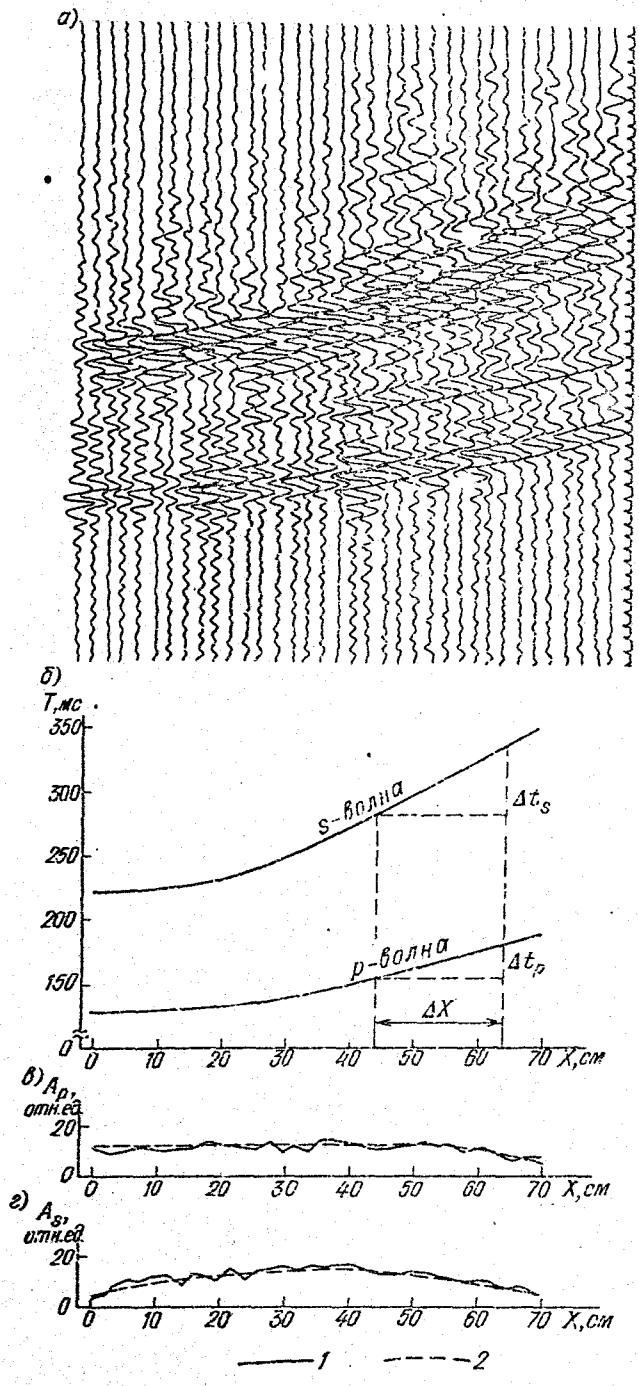



**Рис.3. Результаты физического моделирования интерференционных процессов со свип-сигналом ( $\Delta f$ = 20÷80 кГц): а – волновое поле; б – годографы поперечной и продольной волн; в – изменение $A_p$ (1) и осредненное значение $A_p$(2); г – изменение $A_s$ (1) и осредненное значение $A_s$ (2)**

влияет направленность источника. Так, в ближней к источнику зоне наблюдается явное преобладание по амплитудам одной волны над другой. С удалением от источника амплитуда большей волны начинает убывать, а меньшей – увеличиваться. В точке $X$ = 56 см обе амплитуды становятся близкими по значениям, а в дальней от источника зоне обе амплитуды затухают. Годограф суммарного колебания искажен (рис.4,б).

Скорость распространения волн, составляющих полученное волновое поле, определялась в следующем порядке:

1. Выбор интервала $\Delta X$, по которому будет определяться скорость суммарной волны, как длина отрезка между соседними максимумами $A_\Sigma$ в удаленной от источника части годографа: $\Delta X$ = 64 – 44 = = 20 см.

2. Вычисление $v_\Sigma$ по значениям $\Delta t_\Sigma / v_\Sigma = v_{пр} =$ $= \Delta X / \Delta t_\Sigma$ = 2273 м/с. Полученное значение скорости совпадает со значением скорости распространения продольной волны, определенной при моделировании со свип-сигналом.

3. Аналитический расчет скорости распространения поперечной волны по формуле (6) и опреде-

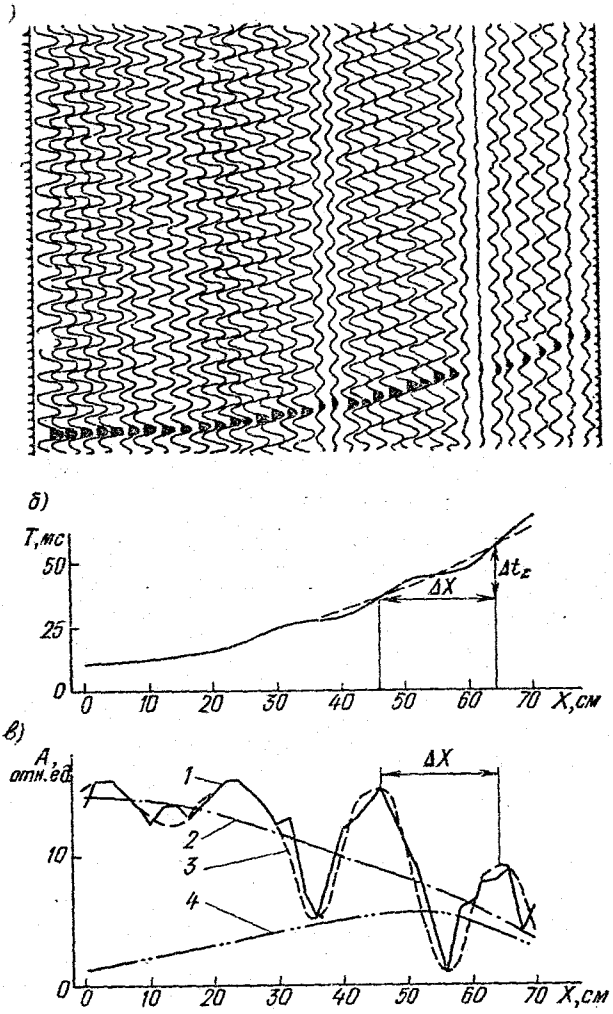



Рис.4. Результаты физического моделирования интерференционных процессов с периодическим сигналом ( $f$ = = 30 кГц): а - волновое поле; б - годограф интерференционного колебания (*сплошная линия*) и преобладающей волны (штриховая); в - амплитудный график 1 - изменение $A_{\Sigma}$ по профилю при моделировании; 2 - осредненное значение $A_{\Sigma}=A_{пр}$; 3 - сглаженное значение $A_{\Sigma}$; 4 - *определенное численным методом* изменение значения $A_{м}$ по профилю при моделировании

ленному по годографу значению $v_p = v_{пр}/v_s$ = = 1086 м/с.

Таким образом, значение большей амплитуды соответствует продольной волне, а меньшей - поперечной, что подтверждается также характеристикой направленности источника и формой годографа суммарного колебания. Искажения амплитудного графика (рис.4,в) связаны как с условиями проведения опыта, так и с возможным наличием других волн (отраженных от боковых стенок модели и других), не оказывающих, однако, существенного влияния на общую интерференционную картину.

Возможность разделения суммарного колебания на составляющие его волны по амплитудам и скоростям может быть использована при исследовании геологической среды методом рефрагированных волн (МРВ).

При наличии градиентной среды (с непрерывным нарастанием скорости с глубиной) уравнения времени пробега по сейсмическому лучу рефрагированных продольных и поперечных волн можно записать в виде [I]

$$t_{Rp} = 2\int_{0}^{H_{max_p}} \frac{dH}{v_{Hp}\sqrt{1-\left(\frac{\sin i_{0p}}{V_p}\right)v_{Hp}^2}}; \qquad (9)$$

$$t_{R\rho} = 2\int_0^{H_{max_S}} \frac{dH}{v_{H_S}\sqrt{1-\left(\frac{\sin i_{0S}}{v_S}\right)^2 v_{HS}}}, \qquad (10)$$

где $v_\rho$ и $v_S$ – скорости распространения соответственно $\rho$– и $S$–волн у поверхности при $H = 0$; $i_{0\rho}$ и $i_{0S}$ – углы, образованные сейсмическими лучами соответственно $\rho$– и $S$–волн, выходящими на дневную поверхность с вертикалью; $v_{H\rho}$ и $v_{HS}$ – скорости распространения соответственно $\rho$ и $S$ волн на глубине $H \neq 0$; $H_{max_\rho}$ и $H_{max_S}$ – максимальные глубины проникновения лучей соответственно $\rho$– и $S$–волн.

В уравнениях (9) и (10) величины соответственно $\sin i_{0\rho}/v_\rho = 1/v_\rho^*$ и $\sin i_{0S}/v_S = 1/V_S^*$, где $v_\rho^*$ и $v_S^*$ – кажущиеся скорости продольной и поперечной волн.

Для определения формы годографа и значений амплитуд интерференционного колебания $S_\Sigma(t)$ необходимо в формулы (3) и (4) с учетом (5) подставить выражения (9) и (10). В данном случае форма годографа и форма амплитудного графика будет иной по сравнению с графиками для прямых волн, описанными выше. Однако принципы выделения кажущихся скоростей и амплитуд составляющих колебаний остаются прежними. Антропогенные источники в градиентных средах возбуждают волны, из которых самыми интенсивными являются две рефрагированных волны: продольная и поперечная. Отраженные и преломленные волны от глубоких сейсмических границ не вносят в волновую картину существенных искажений. Методика проведения работ МРВ может отличаться от обычной, так как нет необходимости в прослеживании всего поверхностного годографа суммарной рефрагированной волны. Наблюдения целесообразно проводить на отдельных, интересующих исследователя, участках произвольных линий наблюдений вокруг источника колебаний. Можно оценить величину дискретности интервалов наблюдений $\Delta X$ на профиле: с учетом формулы (7)

$$\Delta X = \frac{v_\Sigma\left(\frac{v_\rho}{v_S}+1\right)}{2f\left(\frac{v_\rho}{v_S}-1\right)}.$$

Таким образом, в зависимости от соотношения скоростей $v_\rho/v_S$ = 2,0÷1,4 и средней частоты колебаний источника $f$ = 10÷100 Гц $\Delta X$ увеличивается с 16 до 400 м в линейной части годографа суммарной волны. При этом необходимое условие выделения на регистрируемом волновом поле соседних амплитудных максимумов при определении $v_\rho^*$ и $v_S^*$ соблюдается.

Определение кажущихся скоростей рефрагированных волн позволяет установить характер изменения истинных скоростей распространения продольных и поперечных волн с глубиной. В МРВ это можно сделать, например, с помощью способа Чибисова. Работа на различных расстояниях от источника и с необходимым расположением систем наблюдений, наземных и скважинных, позволяет решить ряд сейсморазведочных и сейсмологических задач: например, просвечивание локальных неоднородностей разреза; определение положений разрывных нарушений; выявление зон повышенного напряжения горных пород по увеличению

зна ений скоростей; определение некоторых характеристик пород (трещиноватость, сводненность и др.) при взаимном рассмотрении скоростных и амплитудных особенностей $p$- и $s$-волн с глубиной. При проведении работ с антропогенными источниками для сравнения результатов следует использовать и другие способы и методы разделения волн: трехкомпонентные наблюдения, РНП и др.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК


1. Богданов А.И. Теория сейсмических годографов. М.: Гостоптехиздат, 1960. 289 с.

2. Бунгум Х. (Норвегия), Хьортенберг Э., Риэбо Т. (Дания). Использование сейсмических колебаний, генерируемых плотиной гидроэлектростанции, для изучения вариаций сейсмических скоростей // Исследования Земли невзрывными сейсмическими источниками. М.: Наука, 1981. С. 248-259.

3. Глинский Б.М., Шорохов М.Н., Кузьменко А.П. *Методика выделения сейсмического сигнала от гармонических источников при наличии когерентных помех* // Проблемы вибросейсмических методов исследования. Новосибирск: Наука, 1979. С. 63-72.

4. Ивакин Б.Н. Методы моделирования сейсмических волновых явлений. М.: Наука, 1969. 359 с.

5. Изучение периодического сейсмического сигнала от Нурекской ГЭС / А.Л.Александров, А.А.Володин, И.А.Дададжанов, Э.И.Зеликман, А.В.Николаев // Исследования Земли невзрывными сейсмическими источниками. М.: Наука, 1981. С. 260-265.

6. Нур А. (США). Сейсмомоделирование с использованием буровых скважин // Сверхглубокое континентальное бурение и глубинные геофизические исследования / Международная комиссия по литосфере. Ярославль, 1988. С. 156-162.

7. *Проблема сейсмоакустических исследований скважин в процессе бурения* / В.Н.Рукавицын, О.Л.Кузнецов, Б.И.Яблоновский, Н.А.Марабаев // Разведочная геофизика. М.: Недра, 1979. Вып. 86. С. 51-58.

8. Рукавицын В.Н., Кузнецов О.Л., Васильев Ю.С. Геоакустический метод исследования скважин в процессе бурения // Труды ВНИИЯГТ. М., 1975. Вып. 21. С. 82-97.

9. Саваренский Е.Ф. Сейсмические волны. М.: Недра, 1972. 311 с.

10. Установка для ультразвукового сейсмического моделирования с вибрационными и виброимпульсными источниками упругих колебаний / А.П.Горинов, Е.В.Дмитриев, Ю.П.Лукашин, В.Д.Михайлов, В.Г.Семенов // Геофизическая аппаратура. Л.: Недра. 1985. Вып.82. С.67-71.

11. Хайретдинов М.С., Сенин А.Г., Волков Ю.К. Анализ микросейсм и накопление вибросейсмических сигналов на основе ЭВМ // Проблемы вибросейсмических методов исследования. Новосибирск: Наука, 1979. С. 130-144.

12. Li Qingzhong (Китай). О вторичных сейсмических шумах // Шию дицю ули канъгань, Oil Geophys. Prospect. 1983. № 4. P.295-314.