

Влияние неустойчивости параметров возбуждения на акустические характеристики пневматических групповых источников для морской сейсморазведки

■ Гуленко В.И., кафедра геофизики ФГБОУ ВПО КубГУ, г. Краснодар;
Рудаков А.В., ГНЦ ФГУГП «Южморгеология», г. Геленджик.

Введение

Возбуждаемый групповым пневматическим источником сигнал давления - сложная функция многих параметров, наиболее важными из которых являются: объемы рабочих камер отдельных излучателей, их количество в группе, расстояние между излучателями и геометрия их размещения в пространстве, рабочее давление сжатого воздуха, глубина погружения группы, степень синхронности срабатывания излучателей, а также целый ряд параметров, связанных собственно с конструкцией излучателей и определяющих динамику срабатывания. Многие из этих параметров (объемы рабочих камер, количество излучателей в группе и расстояния между ними, геометрия их взаимного расположения, а также конструкция отдельных излучателей) определяются на этапе разработки и для каждой конкретной группы их можно считать фиксированными. Вместе с тем, такие параметры, как рабочее давление сжатого воздуха, глубина погружения группы и степень синхронности срабатывания излучателей, в процессе проведения работ могут случайным образом меняться от взрыва к взрыву, что и является основной причиной неустойчивости суммарного сигнала группы и его спектральных характеристик [1]. В настоящей работе рассматривается влияние на характеристики возбуждаемого группой сейсмического сигнала неустойчивости перечисленных выше параметров.

1. Оценка энергетических потерь при рассинхронизации групповых пневматических источников.

Рассмотрим влияние случайных временных сдвигов между моментами срабатывания отдельных излучателей группы на спектральные и энергетические показатели суммарного сигнала.

Для однородной группы излучателей при отсутствии взаимного акустического влияния суммарный сигнал можно представить в следующем виде:

$$F_{\Sigma}(t) = \sum_{k=1}^N p(t - \tau_k) \quad (1)$$

где N – количество излучателей в группе; $p(t)$ – сигнал давления единичного излучателя; τ_k – случайные временные сдвиги.

Полная акустическая энергия этого сигнала с точностью до постоянного множителя определяется выражением

$$\begin{aligned} W_{\Sigma}(\tau_k, N) &= \int_0^{\infty} F_{\Sigma}^2(t) dt = \\ &= NW_0 + 2 \sum_{i=1}^{N-1} \sum_{j=i}^N \int_0^{\infty} p(t - \tau_i) p(t - \tau_j) dt, \end{aligned} \quad (2)$$

где $W_0 = \int_0^{\infty} p^2(t) dt$ – энергия сигнала

единичного излучателя.

При синхронном срабатывании группы ($\tau_k = 0$), как следует из (2), достигается максимум энергии излучаемого сигнала

$$W_{\Sigma max} = N^2 W_0.$$

При наличии разброса моментов срабатывания излучателей энергия суммарного сигнала уменьшается и при

максимальной рассинхронизации группы, когда интервал между двумя последовательными срабатываниями становится больше длительности сигнала единичного излучателя ($\tau_{i+1} - \tau_i \geq T$), энергия достигает своего минимального значения

$$W_{\Sigma \min} = N W_0.$$

В общем случае при случайных временных сдвигах τ_k , энергию излучаемого сигнала можно оценить следующим образом.

В соответствии с теоремами о спектрах [2] в частотной области комплексный спектр сигнала (1) имеет вид

$$S_{\Sigma}(j\omega) = \sum_{k=1}^N S_0(j\omega) e^{-j\omega\tau_k} = S_0(j\omega) \left(\sum_{k=1}^N \cos(\omega\tau_k) + j \sum_{k=1}^N \sin(\omega\tau_k) \right), \quad (3)$$

где $S_0(j\omega)$ – комплексный спектр сигнала $p(t)$. Полная энергия суммарного сигнала в частотной области может быть выражена с помощью равенства Парсеваля [2]

$$W_{\Sigma}(\tau_k, N) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} G(\omega, \tau_k) d\omega, \quad (4)$$

где $G(\omega, \tau_k)$ – энергетический спектр суммарного сигнала группы, который может быть получен из (3) в результате следующих преобразований:

$$\begin{aligned} G(\omega, \tau_k) &= S_{\Sigma}(j\omega) S_{\Sigma}^*(j\omega) = \\ &= S_0^2(\omega) \left[\left(\sum_{k=1}^N \cos(\omega\tau_k) \right)^2 + \left(\sum_{k=1}^N \sin(\omega\tau_k) \right)^2 \right] = \\ &= S_0^2(\omega) \left[N + \sum_{k=1}^N \sum_{i=1}^N \cos(\omega(\tau_k - \tau_i)) \right], \end{aligned} \quad (5)$$

где $S_0(\omega)$ – модуль спектра сигнала $p(t)$.

Из результатов измерений времен срабатывания различных пневматических излучателей [1 и др.], следует, что случайные сдвиги моментов срабатывания отдельных излучателей в группе

взаимно независимы и подчинены нормальному закону распределения, при этом τ_0 – среднее значение случайной величины τ_k ; σ_{τ} – среднеквадратическое отклонение величин τ_k от среднего значения τ_0 .

В этом случае можно показать, что математическое ожидание энергетического спектра $G(\omega, \tau_k)$ имеет вид

$$M[G(\omega, \tau_k)] = S_0^2(\omega) [N + (N-1)N e^{-\omega^2 \sigma_{\tau}^2}] \quad (6)$$

Тогда полная энергия суммарного сигнала группы может быть получена подстановкой математического ожидания энергетического спектра (6) в равенство Парсеваля (4).

В качестве конечных результатов ниже рассматриваются кривые относительных энергетических потерь группы при рассинхронизации, расчет которых для любой заданной полосы частот $\omega_1 - \omega_2$ выполнялся по следующей формуле:

$$\begin{aligned} \eta_{\omega_1 - \omega_2}(\sigma_{\tau}, N) &= \frac{W_{\Sigma}(\sigma_{\tau}, N)^{\omega_2}}{W_{\Sigma \max}^{\omega_1}} = \\ &= \frac{\int_{\omega_1}^{\omega_2} S_0^2(\omega) [N + (N-1)N e^{-\omega^2 \sigma_{\tau}^2}] d\omega}{N^2 \int_{\omega_1}^{\omega_2} S_0^2(\omega) d\omega} \end{aligned} \quad (7)$$

Численные расчеты функции $\eta_{\omega_1 - \omega_2}(\sigma_{\tau}, N)$ были выполнены при следующих значениях параметров:

1. Количество излучателей в группах N составляло: 2, 4, 8, 12 и 16.
2. Среднеквадратическое отклонение моментов срабатывания излучателей в группе изменялось от 0 до 5 мс.

Оценка энергетических потерь выполнялась для групп пневматических излучателей с объемами единичных рабочих камер от 0,25 до 10,0 дм³, при рабочем давлении 14 МПа в полосах частот 0 – 62,5 Гц, 0 – 125 Гц и 0 – 250 Гц.

При этом амплитудные спектры $S_0(\omega)$, входящие в выражение (7), рассчитывались по реальным сигналам соответствующих пневматических излучателей.

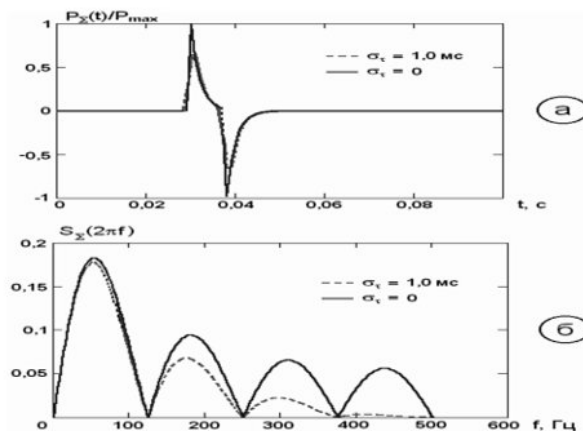
При расчете энергетических потерь однородных и неоднородных групп с помощью приведенного выше алгоритма были использованы различные подходы. Для однородных групп в качестве суммарного излучаемого сигнала, описываемого выражением (1), рассматривалась сумма полных сигналов единичных излучателей $p(t-\tau_k)$, и, соответственно, в выражении (7) использовались спектры, рассчитанные по сигналу полной длительности.

Суммарный сигнал давления неоднородной группы формируется путем синфазного сложения первых пиков сигналов единичных излучателей, при этом последующие фазы суммарного сигнала за счет несинфазного сложения пульсаций подавлены и имеют значительно меньшую амплитуду. Поэтому при оценке энергетических потерь неоднородных групп в выражении (7) использовались спектры, рассчитанные только по первым пикам давления единичных излучателей.

Примеры таких сигналов (а) и соответствующих им амплитудных спектров (б) приведены на рис. 1, где видно влияние случайного разброса времен срабатывания группы из $N = 16$ излучателей при $\sigma_\tau = 1,0$ мс (пунктирные кривые) и при $\sigma_\tau = 0$ (сплошные кривые).

На рис. 2 приведены также три серии кривых относительных энергетических потерь $\eta_{\omega 1-\omega 2}(\sigma_\tau, N)$, полученные в разных диапазонах частот для групп пневматических излучателей объемом $V_{01} = 1,0$ дм³ при рабочем давлении $P_1 = 14$ МПа и глубине погружения $h_u = 6,0$ м.

Анализ полученных результатов позволяет отметить следующее:



▲ Рис. 1.

1. Энергетические потери, возникающие при рассинхронизации всех типов групп, в любом частотном диапазоне возрастают с увеличением разброса времен срабатывания отдельных излучателей. В наибольшей степени эти потери проявляются в области более высоких частот.

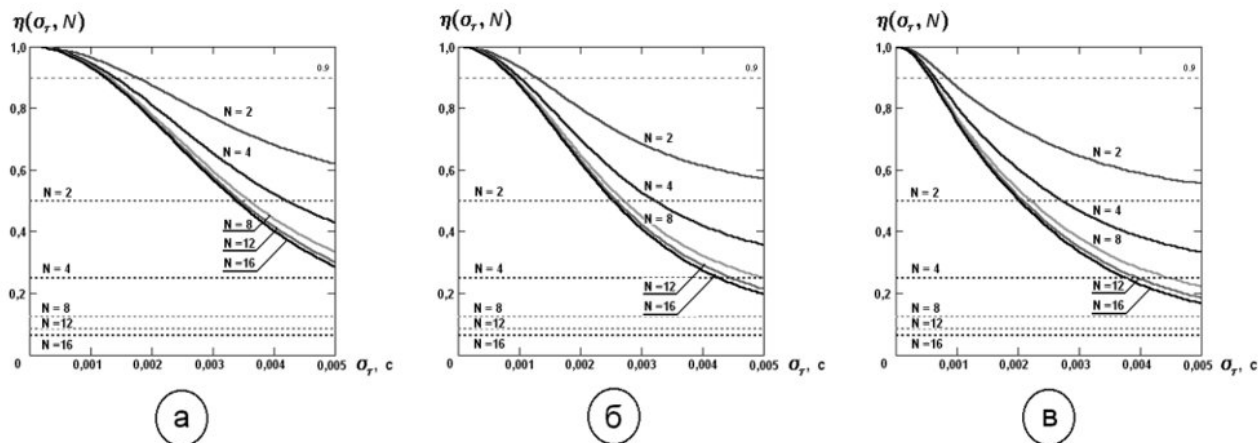
2. При одних и тех же значениях среднеквадратических отклонений σ_τ энергетические потери выше для групп, содержащих большее количество излучателей, а также для групп, составленных из более высокочастотных излучателей.

В табл.1 приведены максимальные среднеквадратические отклонения $\sigma_{\tau max}$, при которых уровень энергетических потерь для однородных групп не превышает 10%. Значения $\sigma_{\tau max}$ для разных объемов единичных излучателей получены при $N = 16$ в полосе частот 0–250 Гц.

3. Требования к стабильности времен срабатывания излучателей для неоднородной группы

▼ Табл. 1. Максимальные допустимые среднеквадратические отклонения времен срабатывания единичных пневматических излучателей в однородной группе

Объем единичного излучателя, дм ³	0,25	0,5	1,0	3,0	5,0	10,0
$\sigma_{\tau max}$, мс	0,3	0,5	0,7	1,0	1,3	1,5



▲ Рис. 2. Кривые относительных энергетических потерь при рассинхронизации, полученные для групп пневматических излучателей ($V_{01} = 1,0 \text{ дм}^3$, $P_{01} = 14 \text{ МПа}$, $h_u = 6,0 \text{ м}$) в разных частотных диапазонах: а - 0 - 62,5 Гц; б - 0 - 125 Гц; в - 0 - 250 Гц. Асимптоты соответствующих кривых даны пунктиром.

родных групп должны определяться по величине допустимых энергетических потерь самой высокочастотной подгруппы и в целом эти требования должны быть выше, чем для однородных групп. Как показывают расчеты, при использовании в неоднородных группах излучателей объемом до $0,25 \text{ дм}^3$ максимальные допустимые временные сдвиги всех входящих в состав группы излучателей в этом случае не должны превышать 0,3 мс.

2. Влияние флуктуаций рабочего давления и глубины погружения на характеристики суммарного сигнала группы

Прежде чем перейти к расчету числовых характеристик и оценке допустимых отклонений, необходимо отметить, что конструктивно пневматическая группа может быть размещена на одном буксируемом носителе, при этом подвод сжатого воздуха обычно производится от общего ресивера. В этом случае глубина погружения группы перед взрывом хотя и будет изменяться по случайному закону, однако может быть принята одинаковой для всех излучателей. Учитывая также, что для компактной группы время

перетока сжатого воздуха между отдельными рабочими камерами, соединенными общим воздухопроводом, много меньше взрывного интервала (обычно не менее 8-10 с), рабочее давление сжатого воздуха перед выхлопом, изменяющееся на выходе магистрали по случайному закону, для всех излучателей группы можно считать одинаковым.

При этих допущениях суммарный сигнал группового пневматического источника может рассматриваться как функция двух независимых случайных переменных

$$\tilde{P}(t) = P(t, \tilde{h}_0, \tilde{P}_1) \quad (8)$$

где $\tilde{P}(t)$ - суммарный сигнал давления в «ближней» зоне (т.е. без учета отражения от поверхности вода-воздух); $\tilde{h}_0$ - глубина погружения группы; $\tilde{P}_1$ - давление сжатого воздуха в рабочих камерах излучателей перед выхлопом.

Соответственно, в частотной области амплитудный спектр этого сигнала

$$\tilde{S}_0(\omega) = S(\omega, \tilde{h}_0, \tilde{P}_1) \quad (9)$$

В «дальней» зоне, с учетом отражения от поверхности вода-воздух, суммарный сигнал давления $\tilde{P}_\Sigma(t)$ и его амплитуд-

ный спектр $\tilde{S}(\omega)$ могут быть определены выражениями

$$\tilde{P}_\Sigma(t) = P(t, \tilde{h}_0, \tilde{P}_1) - P\left(t - \frac{2\tilde{h}_0}{c}, \tilde{h}_0, \tilde{P}_1\right); \quad (10)$$

$$\tilde{S}(\omega) = 2S_0(\omega, \tilde{h}_0, \tilde{P}_1) \left| \sin\left(\frac{\omega \tilde{h}_0}{c}\right) \right|.$$

где c – скорость звука в воде: $c = 1500$ м/с.

Как известно из экспериментальных данных [1], с изменением рабочего давления $\tilde{P}_1$, наряду с изменением амплитуды сигнала (приблизительно пропорционально $\tilde{P}_1$), происходит и изменение его временного масштаба: приблизительно пропорционально $\tilde{P}_1^{1/3}$ изменяется длительность фаз сжатия, периода пульсации и общей длительности сигнала. С изменением глубины погружения группы (гидростатического давления) амплитуда сигнала в диапазоне глубин 5–30 м практически не изменяется, но пропорционально $(1 + 0,1\tilde{h}_0)^{-5/6}$ происходит изменение его временного масштаба. С учетом этих соотношений и теорем о спектрах [2] выражения (10) для сигнала группы в «дальней» зоне и его амплитудного спектра могут быть представлены в следующем виде:

$$\tilde{P}_\Sigma(t) = \tilde{x} \left[P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3} \cdot \tilde{y}^{-5/6}\right) - P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3} \cdot \tilde{y}^{-5/6} - \frac{2\tilde{h}_0}{c}\right) \right];$$

$$\tilde{S}(\omega) = 2\tilde{x}^{4/3} \cdot \tilde{y}^{-5/6} \cdot S_0\left(\omega \cdot \tilde{x}^{1/3} \cdot \tilde{y}^{-5/6}\right) \left| \sin\left(\frac{\omega \cdot \tilde{h}_0}{c}\right) \right|, \quad (11)$$

где $\tilde{x} = \frac{\tilde{P}_1}{P_1}$; $\tilde{y} = \frac{1 + 0,1\tilde{h}_0}{1 + 0,1h_0}$; P_1 и h_0 соответс-

твенно, математические ожидания случайных величин $\tilde{P}_1$ и $\tilde{h}_0$.

Будем также предполагать, что случайные величины $\tilde{P}_1$ и $\tilde{h}_0$ имеют нормальный закон распределения

$$f(\tilde{P}_1) = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\tilde{P}_1 - P_1)^2}{2\sigma_p^2}\right);$$

$$f(\tilde{h}_0) = \frac{1}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right). \quad (12)$$

где σ_p и σ_h соответственно, среднеквадратические отклонения случайных величин $\tilde{P}_1$ и $\tilde{h}_0$.

В этом случае, в соответствии с известными положениями теории вероятностей [3], числовые характеристики функции случайной величины могут быть определены следующим образом:

$$M[\varphi(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi(x) f(x) dx; \quad (13)$$

$$D[\varphi(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} [\varphi(x)]^2 f(x) dx - M^2[\varphi(x)].$$

где $M[\varphi(x)]$ математическое ожидание функции $\varphi(x)$ случайного аргумента x ; $f(x)$ – плотность распределения случайного аргумента x ; $D[\varphi(x)]$ – дисперсия функции $\varphi(x)$.

Подставляя в (13) соответствующие выражения для случайных функций $\tilde{P}_\Sigma(t)$ и $\tilde{S}(\omega)$ (11) и соответствующие плотности распределения случайных аргументов $\tilde{P}_1$ и $\tilde{h}_0$ (12), а также учитывая, что случайные величины $\tilde{P}_1$ и $\tilde{h}_0$ взаимно независимы, получим:

- математическое ожидание суммарного сигнала группы при случайно изменяющемся рабочем давлении и фиксированной глубине погружения h_0

$$M_p[\tilde{P}_\Sigma(t)] = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x} \left[P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3}\right) - P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3} - \frac{2h_0}{c}\right) \right] \exp\left(-\frac{(\tilde{P}_1 - P_1)^2}{2\sigma_p^2}\right) d\tilde{P}_1; \quad (14)$$

- дисперсию этого сигнала

$$D_p[\tilde{P}_\Sigma(t)] = \frac{1}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{x}^2 \left[P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3}\right) - P\left(t \cdot \tilde{x}^{-1/3} - \frac{2h_0}{c}\right) \right]^2 \exp\left(-\frac{(\tilde{P}_1 - P_1)^2}{2\sigma_p^2}\right) d\tilde{P}_1 - M_p^2[\tilde{P}_\Sigma(t)]; \quad (15)$$

- математическое ожидание амплитудного спектра суммарного сигнала группы при случайно изменяющемся рабочем давлении и фиксированной глубине погружения h_0

$$M_p[\tilde{S}(\omega)] = \frac{2 \left| \sin\left(\frac{\omega h_0}{c}\right) \right|}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \tilde{x}^{4/3} \cdot S_0\left(\omega \cdot \tilde{x}^{1/3}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{P}_1 - P_1)^2}{2\sigma_p^2}\right) d\tilde{P}_1; \quad (16)$$

дисперсию этого спектра

$$D_p[\tilde{S}(\omega)] = \frac{4 \sin^2\left(\frac{\omega h_0}{c}\right)}{\sigma_p \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \tilde{x}^{8/3} \cdot S_0^2\left(\omega \cdot \tilde{x}^{1/3}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{P}_1 - P_1)^2}{2\sigma_p^2}\right) d\tilde{P}_1 - M_p^2[\tilde{S}(\omega)]; \quad (17)$$

- математическое ожидание суммарного сигнала группы при фиксированном рабочем давлении P_1 и случайно изменяющейся глубине погружения

$$M_h[\tilde{P}_{\Sigma}(t)] = \frac{1}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \left[P\left(t \cdot \tilde{y}^{5/6}\right) - P\left(t \cdot \tilde{y}^{5/6} - \frac{2\tilde{h}_0}{c}\right) \right] \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) d\tilde{h}_0; \quad (18)$$

- дисперсию этого сигнала

$$D_h[\tilde{P}_{\Sigma}(t)] = \frac{1}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \left[P\left(t \cdot \tilde{y}^{5/6}\right) - P\left(t \cdot \tilde{y}^{5/6} - \frac{2\tilde{h}_0}{c}\right) \right]^2 \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) d\tilde{h}_0 - M_h^2[\tilde{P}_{\Sigma}(t)]; \quad (19)$$

- математическое ожидание амплитудного спектра суммарного сигнала группы при фиксированном рабочем давлении P_1 и случайно изменяющейся глубине погружения

$$M_h[\tilde{S}(\omega)] = \frac{2}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \tilde{y}^{-5/6} \cdot S_0\left(\omega \cdot \tilde{y}^{-5/6}\right) \sin\left(\frac{\omega \tilde{h}_0}{c}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) d\tilde{h}_0; \quad (20)$$

$$\cdot S_0\left(\omega \cdot \tilde{y}^{-5/6}\right) \sin\left(\frac{\omega \tilde{h}_0}{c}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) d\tilde{h}_0;$$

- дисперсию этого спектра

$$D_h[\tilde{S}(\omega)] = \frac{4}{\sigma_h \sqrt{2\pi}} \int_{\alpha}^{\beta} \tilde{y}^{-5/3} \cdot S_0^2\left(\omega \cdot \tilde{y}^{-5/6}\right) \sin^2\left(\frac{\omega \tilde{h}_0}{c}\right) \exp\left(-\frac{(\tilde{h}_0 - h_0)^2}{2\sigma_h^2}\right) d\tilde{h}_0 - M_h^2[\tilde{S}(\omega)]; \quad (21)$$

$$\text{где обозначено } \tilde{x} = \frac{\tilde{P}_1}{P_1}; \quad \tilde{y} = \frac{1 + 0,1\tilde{h}_0}{1 + 0,1h_0}.$$

Пределы интегрирования в выражениях (14)–(17) выбираются равными

$$\alpha = [\tilde{P}_1]_{\min} = P_1 - n\sigma_p; \quad \beta = [\tilde{P}_1]_{\max} = P_1 + n\sigma_p;$$

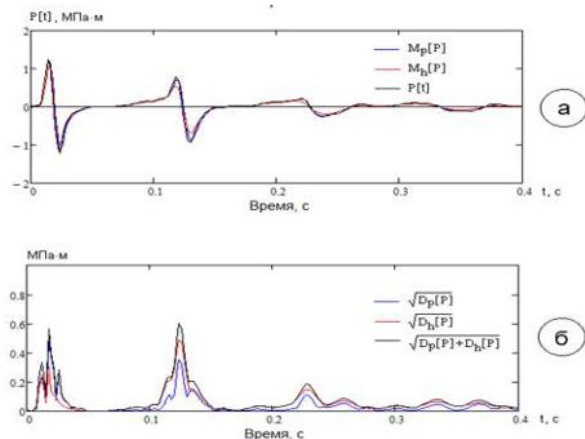
соответственно, в выражениях (18) – (21):

$$\alpha = [\tilde{h}_0]_{\min} = \tilde{h}_0 - n\sigma_h; \quad \beta = [\tilde{h}_0]_{\max} = \tilde{h}_0 + n\sigma_h.$$

при этом с учетом правила «трех сигма» [3], величина $n \geq 3$.

Расчет приведенных математических ожиданий и дисперсий был выполнен в СКМ MathCAD с использованием реальных сигналов и спектров, полученных для пневматических излучателей экспериментально. В качестве примера на рис. 3 приведены математические ожидания и среднеквадратические отклонения сигналов однородной пневматической группы излучателей ($V = 3,0 \text{ дм}^3$, $N = 4$) при $\sigma_p = 0,5 \text{ МПа}$, $\sigma_h = 0,5 \text{ м}$ и глубине погружения $h_0 = 6,0 \text{ м}$. Математические ожидания и среднеквадратические отклонения амплитудных спектров этих сигналов приведены на рис.4.

Численные расчеты этих функций были выполнены при математическом ожидании рабочего давления $P_1 = 14,0 \text{ МПа}$, математическое ожидание глубины погружения составляло $h_0 = 6,0 \text{ м}$.

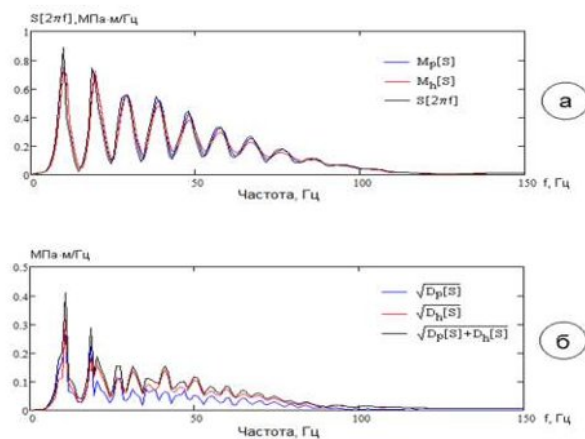


▲ Рис. 3. Математические ожидания (а) и среднеквадратические отклонения (б) сигналов однородной группы пневматических излучателей ($V_{01} = 3,0 \text{ дм}^3$, $N = 4$, $h_0 = 6,0 \text{ м}$). Среднеквадратическое отклонение рабочего давления $\sigma_p = 0,5 \text{ МПа}$, среднеквадратическое отклонение глубины погружения $\sigma_h = 0,5 \text{ м}$

Анализ полученных результатов позволяет отметить следующее:

1. Среднеквадратические отклонения сигналов и спектров являются осциллирующими функциями, максимумы которых соответствуют тем фазам сигнала или тем спектральным компонентам, которые наиболее подвержены отклонениям при случайных вариациях глубины погружения источника или рабочего давления. Абсолютные значения среднеквадратических отклонений амплитудных спектров с ростом частоты уменьшаются, однако степень относительной нестабильности спектров (как отношение среднеквадратических отклонений спектров к их математическому ожиданию) в области высоких частот возрастает. Аналогичная закономерность может быть отмечена и для сигналов: степень относительной нестабильности возрастает для более поздних фаз сигналов.

2. Первый пик давления суммарного сигнала группы характеризуется несколько более высокой относительной ста-



▲ Рис. 4. Математические ожидания (а) и среднеквадратические отклонения (б) амплитудных спектров сигналов однородной группы пневматических излучателей ($V_{01} = 3,0 \text{ дм}^3$, $N = 4$, $h_0 = 6,0 \text{ м}$). Среднеквадратическое отклонение рабочего давления $\sigma_p = 0,5 \text{ МПа}$, среднеквадратическое отклонение глубины погружения $\sigma_h = 0,5 \text{ м}$

бильностью, при этом дисперсия его амплитуды при строгом синхронном срабатывании группы обусловлена в основном нестабильностью рабочего давления и времен срабатывания отдельных излучателей (см. выше).

3. При малых глубинах погружения группы более высокая амплитуда среднеквадратических отклонений суммарного сигнала соответствует второму пику давления и его отражению от поверхности вода–воздух. Это обусловлено, с одной стороны, влиянием флуктуаций рабочего давления на величину периода пульсации T , с другой (и в основном) – характером функциональной зависимости $T(h_0)$: в области малых глубин погружения ($h_0 < 10 \text{ м}$) даже при относительно небольшом изменении h_0 величина периода пульсации изменяется очень сильно, поэтому при одинаковой дисперсии глубины погружения относительное среднеквадратическое отклонение суммарного сигнала группы при малых глубинах погружения заметно выше.

4. Случайные вариации глубины погружения группы приводят также к изменению фазовых сдвигов между прямым сигналом и его отражением от поверхности вода–воздух. В частотной области это становится причиной заметной неустойчивости интерференционной характеристики заглубления, особенно на высоких частотах. Вызванная случайными изменениями глубины погружения неустойчивость амплитуды второго пика давления и его отражения, кроме того, приводит к значительным флуктуациям частот и амплитуд спектральных экстремумов при разных глубинах погружения.

На основе полученных данных могут быть сформулированы требования к степени стабильности рабочего давления и глубины погружения пневматической группы. В качестве допустимых можно принимать такие значения дисперсии рабочего давления σ_p^2 и глубины погружения σ_h^2 , при которых среднеквадратическое отклонение амплитудного спектра суммарного сигнала на верхней границе заданного частотного диапазона будет составлять, например, не более 10% от значения математического ожидания спектра на этой же частоте.

В табл.2 приведены максимально допустимые значения среднеквадратических отклонений рабочего давления $\sigma_{p \text{ доп}}$ и глубины погружения излучателей $\sigma_{h \text{ доп}}$ полученные для группируемых пневматических излучателей разного объема при математическом ожидании рабочего давления сжатого воздуха $P_1 = 14$ МПа и при различных глубинах погружения. Значение глубины h_{01} соответствует оптимальному четвертьволновому заглублению; $h_{02} = c\Delta t_1/2$ – заглубление, при котором время запаздывания сигнала, отраженного от поверхности

вода–воздух, равняется длительности первого пика давления Δt_1 . При этом в качестве верхней граничной частоты при расчетах была принята частота $f_{90\%}$ – частота, ниже которой сосредоточено 90% энергии суммарного сигнала.

При больших базах группирования, обычно используемых в современных неоднородных группах, их буксировка чаще всего осуществляется на гибкой магистрали с подвеской каждого излучателя на отдельном поплавке, при этом питание каждого излучателя сжатым воздухом производится по отдельному шлангу.

▼ Табл. 2. Максимальные допустимые значения среднеквадратических отклонений рабочего давления $\sigma_{p \text{ доп}}$ и глубины погружения излучателей $\sigma_{h \text{ доп}}$.

Объем излучателя, $V, \text{дм}^3$	$h_{01}=20 \text{ м}$		$h_{02}=6.0 \text{ м}$	
	$\sigma_{p \text{ доп}}, 10^5 \text{ Па}$	$\sigma_{h \text{ доп}}, \text{ м}$	$\sigma_{p \text{ доп}}, 10^5 \text{ Па}$	$\sigma_{h \text{ доп}}, \text{ м}$
0,25	5,2	0,75	4,8	0,36
1,0	5,6	0,88	5,2	0,41
3,0	5,9	1,03	5,6	0,47
7,5	6,3	1,23	6,0	0,55
10,0	6,8	1,42	6,4	0,60

Такая система существенно отличается от уже рассмотренной выше: при наличии волнения вариации глубины погружения и, соответственно, гидростатического давления в окрестности каждого излучателя практически отсутствуют, однако вследствие отклонений самих излучателей от горизонтальной плоскости даже при строго синхронной работе группы происходит рассинхронизация суммарного сигнала, излучаемого в вертикальном направлении. Необходимые оценки допустимых амплитуд волнения при этом могут быть сделаны с использованием алгоритма, описанного выше.

Заключение

В заключение следует отметить, что соблюдение указанных выше технологических требований к разбросу времен срабатывания излучателей, стабильности рабочего давления сжатого воздуха и глубины погружения пневматической группы является необходимым условием получения более информативных и качественных данных морской сейсморазведки, особенно при проведении сейсмических наблюдений для целей прямых поисков, при детальном работах в сложных сейсмогеологических условиях.

Подробнее об авторах



Гуленко
Владимир Иванович
д.т.н., профессор, зав.
кафедрой геофизических
методов поисков и разведки
ФГБОУ ВПО «Кубанский
государственный
университет

Литература

1. Гуленко В.И. Пневматические источники упругих волн для морской сейсморазведки: Монография. – Краснодар: КубГУ. 2003, – 313 с.
2. Бат М. Спектральный анализ в геофизике: Пер. с англ. М.: Недра, 1980. 535 с.
3. Вентцель Е.С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1969. 576 с.
4. Гуленко В.И., Шумский Б.В. Технологии морской сейсморазведки на предельном мелководье и в транзитной зоне. Монография. Краснодар: КубГУ, 2007, –111 с.



Рудаков
Александр Владимирович

главный геофизик
НПП «Южморгеосейс»,
ГНЦ ФГУП
«Южморгеология»