

Результаты исследований и работ ученых и конструкторов

УДК 550.832

В. Ф. Козяр, Н. В. Козяр
ООО "Нефтегазгеофизика"

ФОРМА ГОЛОВНЫХ ВОЛН АКУСТИЧЕСКОГО КАРОТАЖА

Приведены сведения из физики волновых процессов о формировании фронтов головных волн, возбуждаемых ограниченными по размерам источниками. Для используемых в акустическом каротаже частот и длин измерительных зондов фронты – сферические.

Ключевые слова: каротаж, фронт объемной упругой волны, коэффициент расхождения, акустическое поле монопольного и дипольного источников.

В последнее время возобновился интерес к измерениям приборами акустического каротажа затухания упругих волн. Амплитуды и затухание продольной и поперечной волн используются для выделения трещинных коллекторов, определения характера насыщенности пород с межзеренной пористостью и других целей. Согласно [3] определение волн как объемных свидетельствует об их распространении в неограниченном массиве горных пород, не пересеченном границами. В связи с этим восстановилось обсуждение значений коэффициента геометрического расхождения волн, которые необходимо учесть при

определении коэффициентов диссипационного поглощения, обусловленных вязкостью и теплопроводностью пород, либо коэффициентов рассеяния энергии волн на микронеоднородностях пород (трещинах, кавернах, минеральных включениях с иным акустическим импедансом нежели вмещающая среда).

Наиболее полно коэффициенты геометрического расхождения рассмотрены в работе [3]. В ней показано, что для преломленной (в массиве) и головной (в скважине) продольной волны коэффициент расхождения равен $1/r$, что соответствует сферической волне; для головной поперечной волны этот коэффициент равен $1/r^2$. Вместе с тем позже в НТВ “Каротажник” [1] появилось не единожды повторенное утверждение о распространении вдоль скважины плоских волн. Одновременно многочисленные публикации в том же НТВ “Каротажник” и в рекламных изданиях, посвященных проблеме интенсификации дебитов скважин, изобилуют утверждениями о сверхдалем распространении упругих волн ограниченными по размерам преобразователями скважинных приборов. Такое возможно при распространении плоской волны, что не имеет места для преобразователей ограниченных размеров.

В одной из последних работ [6], опираясь на теорию Био распространения акустических волн в пористой среде, пересеченной скважиной, методом численного моделирования найдено, что коэффициент геометрического расхождения зависит также от скоростей упругих волн в породах. Для высокоскоростных пород ($v_p > v_s > v_ж$, где v_p , v_s – скорости продольной и поперечной волн в породе; $v_ж$ – скорость волны в скважинной жидкости) он описывается законом $1/r$ для расстояний более 2 м. Для низкоскоростных пород ($v_s < v_ж$) коэффициент геометрического расхождения зависит от расстояния и скорости продольной волны в породе. Значение $1/r$ не достигается даже на удалении от источника, равном 5,5 м. Для дипольного излучателя этот коэффициент меньше $1/r$ и уменьшается с уменьшением скоростей упругих волн. В случае обсаженной скважины определение коэффициента расхождения осложняется геометрической дисперсией, вследствие которой “свойства головных волн зависят от обобщенных (?) характеристик горных пород, цементного камня и обсадной колонны”. Зависимости коэффициента расхождения от расстояния до источника и его ведущей частоты выражены сильнее для необсаженной скважины.

Влияние определенного значения скорости упругой волны в среде на коэффициент расхождения прозвучало в научной литературе впервые и требует комментариев. Не меньших комментариев требует далеко не доказанное утверждение о существовании обобщенных волн в обсаженной скважине вблизи от источника (преобразователя) волн. Измерения в скважине не подтверждают это утверждение.

Структура акустических (звуковых) полей давно изучена в акустике, как разделе физики, для всех форм поля: плоского, цилиндрического, сферического [2, 4, 5, 7]. Для излучателя волн произвольной формы конечных размеров рядом с излучателем акустическое поле (распределение давлений, амплитуд, энергии) сохраняет форму излучателя, оставаясь плоским, цилиндрическим или сферическим, – ближняя зона (Френеля). Определенная зависимость поля при удалении от излучателя (r) отсутствует; характеристика направленности поля еще не сформирована. На расстоянии $r^2 \approx d^2/\lambda$ (где d – радиус круглого поршневого излучателя, диска, мембранны или размер поперечного сечения излучателя произвольной формы; λ – длина волны) начинает формироваться сферическое поле. Оно асимптотически принимает форму расходящейся сферической волны (переходная зона) и становится чисто сферическим на некотором расстоянии (зона Фраунгофера). В этой зоне поле убывает обратно пропорционально расстоянию от источника колебаний ($1/r$). Чаще всего к зоне Фраунгофера относят также переходную зону между зонами Френеля и собственно Фраунгофера.

Убывание с расстоянием поля дипольного источника такое же, как у монополя ($1/r$). В дальней зоне (Фраунгофера) поле представляет собой сферическую расходящуюся волну с “восьмерочной” характеристикой направленности. Давление и амплитуды поля убывают обратно пропорционально расстоянию ($1/r$), в том числе для излучателей, размеры которых сопоставимы с длиной волны. Вблизи излучателя поле изменяется быстрее, чем у монополя, согласно $1/r^2$.

Формирование поля на всем протяжении от источника колебаний обусловлено явлениями дифракции звуковой волны и определяется размерами источника d (радиус круглой плоской мембранны, поршневого излучателя или поперечное сечение излучателя произвольной формы) и длиной λ возбуждаемой волны (рис. 1). Если рассматривать

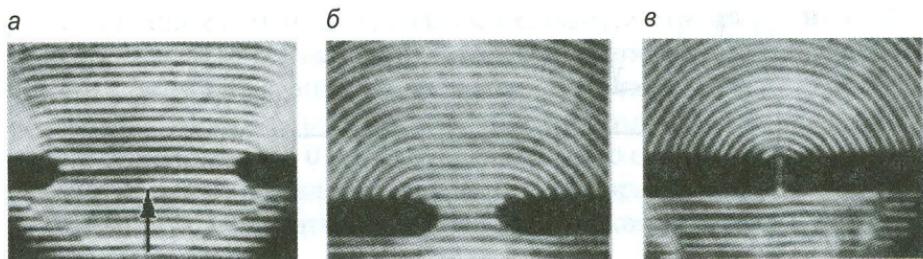


Рис. 1. Прохождение плоской волны через отверстие в экране при различных соотношениях между размером отверстия и длиной волны (заимствовано из [7])

отверстие в экране как источник волны, то форма фронта волны (в данном случае плоской) сохраняется на большом расстоянии от экрана при условии $\lambda \gg d$ (рис. 1, а). Дифракционные эффекты выражаются в размывании границ лучевого пучка за счет расширения за пределы источника волны и искривления фазовых линий в его пределах. Дифракционные эффекты усиливаются при удалении от источника; форма фронта волны в пределах размеров источника проявляет элементы сферичности. По мере стремления длины волны к d размеры плоского фронта волны уменьшаются, а дифракционные эффекты усиливаются (рис. 1, б). Если $\lambda \ll d$, отверстие в экране становится источником сферической волны (рис. 1, в).

Нахождение размеров ближней, переходной и дальней зон достигается решением волнового уравнения для простейшего случая гармонических колебаний в жидкости. Граничные условия решения заключаются в задании определенного потенциала на поверхности излучателя и равенства его нулю на бесконечности. Расчет громоздок, выполняется с использованием бесконечных рядов. Поэтому ограничимся кратким описанием способа его получения. Полный расчет изложен в [4, 5].

Процедура расчета заключается в определении перед излучателем в каждой точке N_i потенциала поля как суммы полей, излучаемых всеми точечными источниками на поверхности излучателя. Расстояние между точечными источниками и N_i разное и изменяется от z_i до $\sqrt{r_i^2 + d_i^2}$ (рис. 2, а). Поэтому возмущения от них будут приходить в точку N_i в разное время, образуя в ней сложную интерференционную картину.

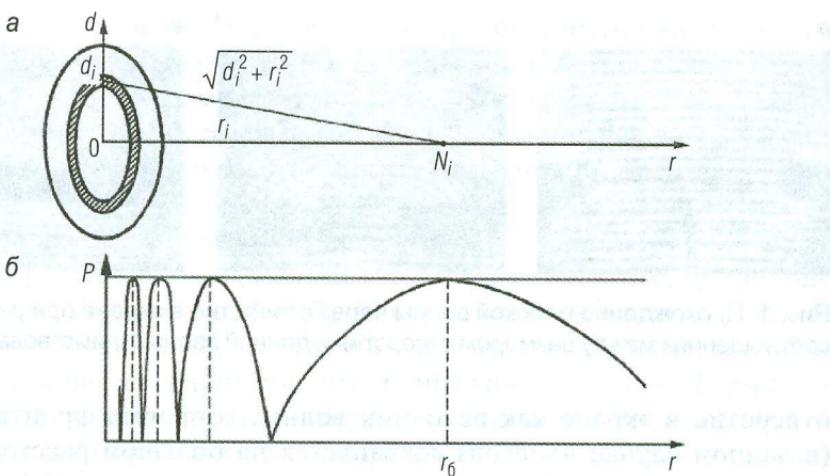


Рис. 2. Схема определения давления (P) звукового поля от точечных источников, размещенных в точках 0 и d_i (заимствовано из [5])

Значения давлений (рис. 2, б), создаваемых в точках $N_i \dots N_n$, выражаются в зависимости от расстояния r сложной функцией, описывающей квазиплоскую волну и отличающейся от функции для плоской волны. Экстремальные значения давлений определяются координатами r/λ :

$$\left| \sin \frac{\alpha(r/\lambda, d/r)}{2} \right| = 0 \text{ и } \left| \sin \frac{\alpha(r/\lambda, d/r)}{2} \right| = 1.$$

Они удовлетворяют решению

$$\alpha = 2\pi \frac{r}{\lambda} \sqrt{1 + (d/r)^2} = n\pi, \text{ где } n = 0, 1, 2, \dots .$$

Отсюда

$$r_n = \frac{(d/\lambda)^2}{n} - \frac{n}{4},$$

где четные значения n соответствуют точкам с давлениями (амплитудами), равными нулю; нечетные – точкам, где давление равно 1. Расстояние до наиболее удаленной точки, в которой давление максимально, равно $r = d/\lambda - \lambda/4$. Оно соответствует границе r_6 ближней зоны (Френеля). В промежутке от 0 до r_6 значение давления несколько

раз осциллирует от 0 до 1, создавая сложную структуру поля. Эта сложность не мешает находить среднее значение звукового давления без его строгой фиксации в определенной точке.

На расстоянии, большем r_6 , давление монотонно убывает с расстоянием, приближаясь к 0 на бесконечности. Это область дальнего поля (Фраунгофера, волновая область), в которой формируется сферическое поле. Его можно считать полностью сформированным на расстоянии r_g от излучателя, где без существенной ошибки удаления r_i и $\sqrt{r_i^2 + d_i^2}$ можно считать равными. Величина r_g условна и определяется степенью заданного приближения, с которым принимается равенство r_i и $\sqrt{r_i^2 + d_i^2}$. С удовлетворительной точностью принимается, что r_g в несколько раз больше r_6 . Отношение r_g/r_6 слабо изменяется, если $d/\lambda > 1$. Для $d/\lambda \gg 1$ оно достигает 9–10.

Результаты исследования справедливы для плоского квадратного или произвольной формы излучателя при условии, что d – сторона квадрата или поперечный размер излучателя.

Численный расчет поля ближней зоны предельно сложный. Для простейшего поршневого излучателя круглой формы он выполнен Штенцелем и с тех пор повторяется во всех монографиях и учебниках [4, 5]. Основной поток энергии перпендикулярен поверхности излучателя, занимает в его центральной части менее половины поверхности (рис. 3) и не имеет ничего общего с однородным потоком идеальной плоской волны. На рис. 3 цифры у изобар обозначают отношение давления в данной точке расчетного поля к давлению плоской волны. В периферийной области давление волны резко падает даже в направлении боковых лепестков направленности. Именно в этой области сильно проявление интерференционных процессов (рис. 1, а, б).

Высота цилиндрических излучателей в приборах акустического каротажа равна 0,04–0,08 м; для приборов ООО “Нефтегазгеофизика” – 0,06 м. Толщина кольцевого зазора между внешней поверхностью излучателя диаметром 73–76 мм и стенкой открытого ствола скважины (191–216 мм) в среднем равна 0,07 м. Скорость упругой (звуковой) волны в промывочной жидкости составляет 1440–1720 м/с в зависимости от ее плотности, давления и температуры. Граница ближнего поля для этих условий не превышает толщину кольцевого зазора (табл.), то есть для преобладающих ведущих частот излучателей, равных 4, 10 и 20 кГц, акустическое поле теряет свою цилин-

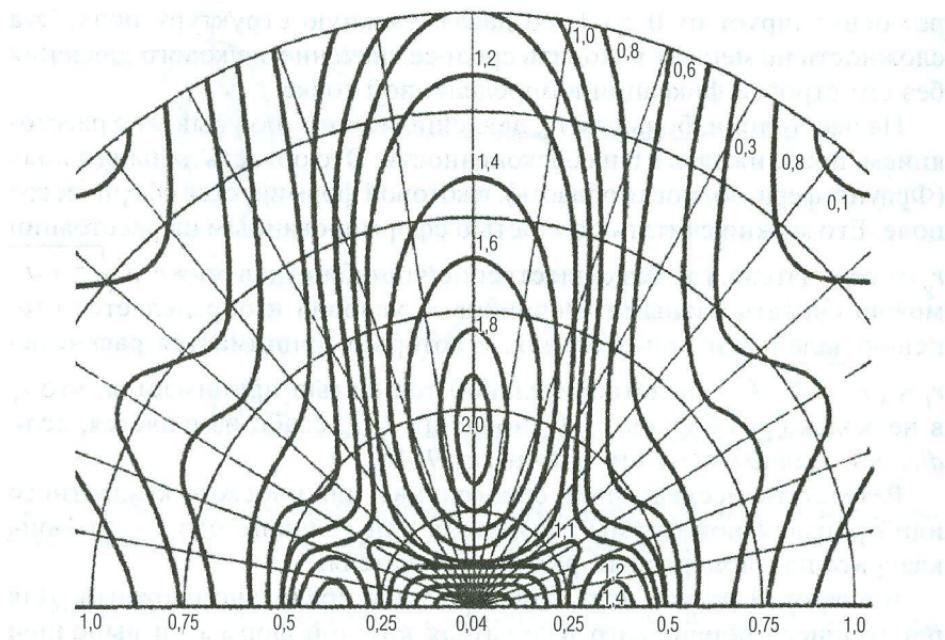


Рис. 3. Расчетное поле ближней зоны для круглого поршневого излучателя [4, 5]. Цифры у изобар обозначают отношение рассчитанного значения давления волны к давлению идеальной плоской волны

дричность в пределах скважины и приобретает форму сферического поля (рис. 4). Преломление такого поля на плоской поверхности не изменяет его форму. Преломление на цилиндрической поверхности скважины несколько усложняет форму вследствие явлений дифракции на близнем расстоянии и нивелируется на расстояниях 2–3 длин волн.

В породе уже вблизи от излучателя формируется и дальше распространяется сферическая волна. Коэффициент геометрического расхождения волны обратно пропорционален расстоянию от излучателя ($1/r$).

В отечественной литературе, в том числе в НТВ "Каротажник", часто упоминаются ультразвуковые скважинные приборы для интенсификации добычи нефти, обладающие узкой характеристикой направленности и неправдоподобно большой акустической мощностью. Их радиус воздействия достигает единиц километров.

Таблица

Размер ближней зоны (Френеля) в зависимости от ведущей частоты и высоты излучателя скважинного прибора

Высота излучателя, м	Ведущая частота, кГц			
	4	10	20	25
	Размер ближней зоны (Френеля), м			
0,04	0,0	0,0	0,0	0,01
0,06	0,0	0,0	0,03	0,04
0,08	0,0	0,0	0,06	0,08
0,10	0,0	0,02	0,11	0,14

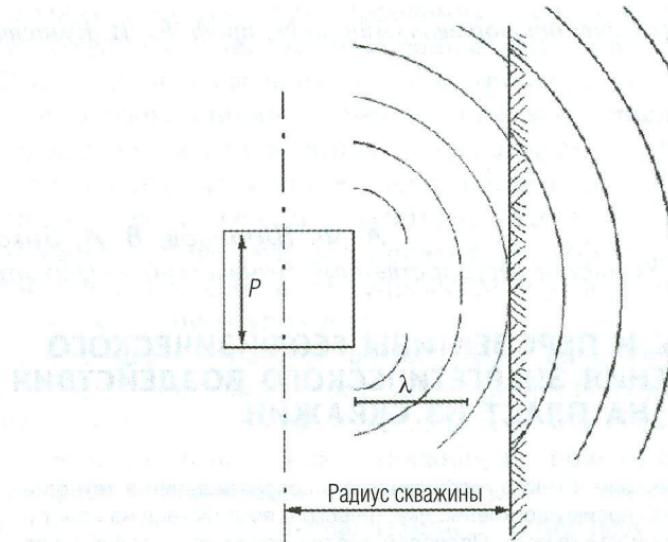


Рис. 4. Форма акустического поля вблизи излучателя

Для таких преобразователей (высота которых по оси скважины достигает 2 м, рабочие частоты 0,5–1 кГц) сферическая волна формируется через 0,5–1 м. Коэффициент расхождения для нее $1/r$; интенсивность волны убывает обратно пропорционально квадрату расстояния ($1/r^2$) от источника. Эти данные, несомненно, требуют пересмотра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Будыко Л. В., Спивак В. Б., Щербаков Ю. А. Об акустическом каротаже полной энергии // НТВ "Каротажник". Тверь: Изд. АИС. 2000. Вып. 77. С. 37–58.
2. Горелик Г. С. Колебания и волны. М.: ИФТЛ, 1959. 572 с.
3. Ивакин Б. Н., Карус Е. В., Кузнецов О. Л. Акустический метод исследования скважин. М.: Недра, 1978. 320 с.
4. Красильников В. А. Введение в акустику: Учебное изд. М.: Изд. МГУ, 1992. 152 с.
5. Лепендин А. Ф. Акустика: Учебное пособие для вузов. М.: Высшая школа, 1978. 448 с.
6. Маркова И. А., Садовничий С. Н. Фактор геометрического расхождения головных волн в обсаженных и необсаженных скважинах: Препринт.
7. Ультразвук. Маленькая энциклопедия / Под ред. И. П. Голямина. М.: Советская энциклопедия, 1979. 480 с.

Рецензент доктор геол.-мин. наук, проф. Ю. И. Кузнецов

УДК 550.832.4

А. Ф. Шарипов, В. А. Зыков

Ухтинский государственный технический университет

СОСТОЯНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ ГЕОФИЗИЧЕСКОГО СОПРОВОЖДЕНИЯ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ПЛАСТ ИЗ СКВАЖИН

Рассмотрены назначение и место геофизического сопровождения в технологиях энергетического, преимущественно акустического воздействия на пласт и его призабойную зону из скважин. Проведен анализ структуры и содержания комплекса геофизического сопровождения, определены цели и пути его дальнейшего развития.

Ключевые слова: скважина, энергетическое и акустическое воздействие, геофизическое сопровождение, комплексирование.

Введение

Методы энергетического воздействия (ЭВ) на пласт и его призабойную зону (ПЗП) для увеличения добычи и нефтеотдачи приобретают