

где $k=1, 2$. Знаки перед скобкой выбираются таким образом, чтобы при $G \rightarrow 0$ осуществлялись переходы $v_k \rightarrow v_{0k}$. Вдоль акустических осей $v_{01}=v_{02}$ и (3) переходит в соответствующее выражение, полученное в [1].

Вектор поляризации одной из сдвиговых волн с точностью до членов первого порядка по гиротропии равен

$$\mathbf{u}_1 = A \{ \mathbf{u}_{01} + i [G_3 \mathbf{u}_{02} / (v_{02}^2 - v_1^2) - G_2 \mathbf{u}_{03} / (v_{03}^2 - v_{01}^2)] \}, \quad (4)$$

где A — постоянный множитель, определяемый из условия нормировки. Для направлений, удаленных от акустических осей, множитель $(v_{02}^2 - v_1^2)^{-1}$ в (4) можно заменить на $(v_{02}^2 - v_{01}^2)^{-1}$, тогда (4) тождественно соответствующему выражению, полученному в [1]. Вектор поляризации \mathbf{u}_2 второй квазипоперечной волны получается из (4) заменами индексов $1 \rightleftharpoons 2$, а также $G \rightarrow (-G)$. Выражение для вектора \mathbf{u}_3 квазипродольной волны, полученное в [1] для направлений, удаленных от акустических осей:

$$\mathbf{u}_3 = A \{ \mathbf{u}_{03} + i [G_1 \mathbf{u}_{02} / (v_{03}^2 - v_{02}^2) - G_2 \mathbf{u}_{01} / (v_{03}^2 - v_{01}^2)] \}, \quad (5)$$

как показал расчет, остается справедливым также и для произвольных направлений волновой нормали. В направлениях нормали \mathbf{n} вдоль акустических осей, для которых вектор гирации обращается в нуль, формула (4) приводит к неопределенности. Это означает, что сдвиговые волны могут иметь произвольную поляризацию и эффект вращения плоскости поляризации отсутствует. Такой случай реализуется, например, в нецентросимметричных кристаллах планальных классов $6mm$, $4mm$, $3m$ для оси симметрии высшего порядка [5].

Без учета поглощения тензор второго ранга $(\Lambda + iG^X)$ эрмитов и его эллиптические собственные векторы смещения ортогональны: $\mathbf{u}_i \mathbf{u}_j^* = \delta_{ij}$, где δ_{ij} — символ Кронекера, $(i, j=1, 2, 3)$. Геометрическая интерпретация соотношений ортогональности может быть следующей. Эллипс, получающийся при проектировании вектора \mathbf{u}_i на плоскость \mathbf{u}_j ($i \neq j$) подобен эллипсу вектора \mathbf{u}_j . Их главные оси повернуты на 90° друг относительно друга, отношение полуосей одинаково, а направления вращения противоположны. Легко видеть, что векторы поляризации, определяемые выражениями (4), (5), удовлетворяют условию ортогональности (6) в принятом приближении.

В заключение отметим, что полученные результаты применимы для сред с вынужденной акустической гиротропией, например, индуцируемой приложенным магнитным полем [2].

ЛИТЕРАТУРА

1. Сиротин Ю. И., Шаскольская М. П. Основы кристаллофизики. М.: Наука, 1979.
2. Белый В. Н., Сердюков А. Н. К феноменологической теории акустического эффекта Фарадея в кристаллах. — Вестн Академии наук БССР. Сер. физ.-мат. наук, 1975, № 3, с. 102–107.
3. Вужва А. Д., Лямов В. Е. Акустическая активность и другие эффекты, обусловленные пространственной дисперсией в кристаллах. — Кристаллография, 1977, т. 22, № 1, с. 131–137.
4. Брыжина М. Ф., Есаян С. Х. Акустическая активность тригональных кристаллов. — Физ. тв. тела, 1978, т. 20, № 9, с. 2628–2636.
5. Бокуть Б. В., Хило П. А. Особенности акустической гиротропии кристаллов планальных классов C_{3v} и C_{6v} . — Кристаллография, 1980, т. 25, № 2, с. 385–386.
6. Федоров Ф. И. Теория упругих волн в кристаллах. М.: Наука, 1965.
7. Таблицы физических величин. Справочник. М.: Атомиздат, 1976.

Гомельский государственный университет

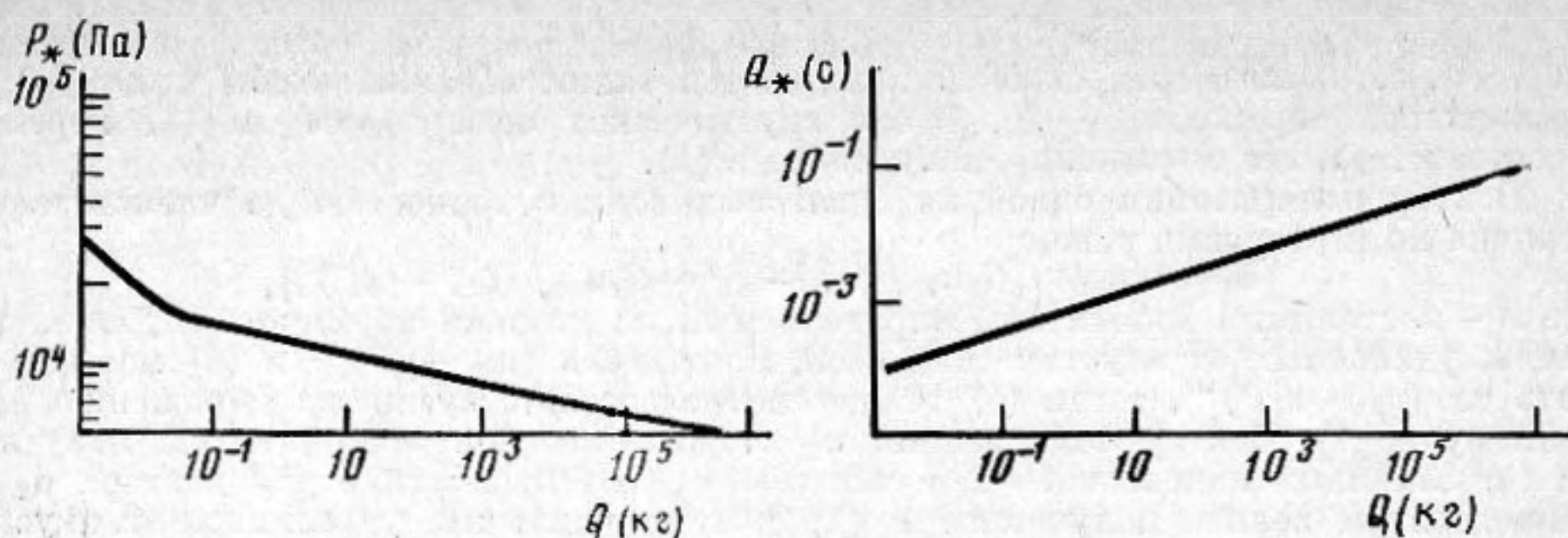
Поступила в редакцию
1.VI.1981

УДК 534.222

«ЛИНЕЙНЫЙ» ИСТОЧНИК ВЗРЫВНЫХ ВОЛН В ОКЕАНЕ

Пелиновский Е. Н., Фридман В. Е., Цодикович Л. Н.

Как известно, расчет параметров гидроакустических сигналов, возбуждаемых взрывными источниками, проводится в несколько этапов. На первой стадии — небольшие расстояния от источника — применяют эмпирические формулы, учитывающие совместное действие нелинейности, диссипации и сферической расходимости [1]. На второй стадии — большие расстояния от источника — используют формулы линейной теории, учитывающие главным образом реальную стратификацию океана, поглощение и рассеяние акустических волн взволнованной поверхностью и дном океана [2]. Условия «сшивки» этих решений и размеры «нелинейной» области определены в работах [3, 4]. С точки зрения проблемы дальнего распространения звука целесообразно ввести эквивалентный источник, определяемый параметрами взрыва и позволяющий вести расчеты только в рамках линейной теории. Эта процедура выполнена ниже.



Зависимость пикового значения давления P_* и постоянной времени θ_* от веса заряда Q на расстоянии r .

Эмпирические выражения для параметров взрывных сигналов на небольших расстояниях от источника имеют вид [1]

$$(1) \quad \begin{aligned} P &= 522 \cdot 10^5 (Q^{1/2}/r)^{1,13}, \\ \theta &= 92,5 \cdot 10^3 (Q^{1/2}/r)^{-0,22}, \end{aligned}$$

где P — пиковое давление, Па, θ — постоянная времени, с, Q — вес заряда, кг, r — расстояние, м. Размер «нелинейной» области определяется следующим выражением [4]:

$$(2) \quad r_* = \begin{cases} 2,7 \cdot 10^4 Q^{-0,6}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1,1 \cdot 10^4 Q^{-0,36}, & Q \geq 0,03 \text{ кг}. \end{cases}$$

Подставляя (2) в (1), находим параметры сигнала на границе нелинейной области

$$(3) \quad \begin{aligned} P_* &= \begin{cases} 5 \cdot 10^2 Q^{-0,3}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1,4 \cdot 10^3 Q^{-0,03}, & Q \geq 0,03 \text{ кг}, \end{cases} \\ \theta_* &= \begin{cases} 9 \cdot 10^2 Q^{0,39}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1 \cdot 10^2 Q^{0,34}, & Q \geq 0,03 \text{ кг}. \end{cases} \end{aligned}$$

Фактически эти параметры могут быть использованы в качестве начальных при расчетах волнового поля по формулам линейной теории. Удобно, однако, пересчитать начальные данные на сферу малого, но фиксированного размера (например, радиуса 1 м), имея в виду описание поля только на больших расстояниях. Такой пересчет выполняется с учетом сферической расходимости и определяет окончательно параметры эквивалентного источника радиуса 1 м (фигура)

$$P_0 = \begin{cases} 1,4 \cdot 10^8 Q^{0,3}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1,6 \cdot 10^8 Q^{0,33}, & Q \geq 0,03 \text{ кг}. \end{cases}$$

Можно подсчитать также энергию E_0 и импульс I_0 эквивалентного источника

$$\begin{aligned} E_0 (\text{Па} \cdot \text{м}) &= \begin{cases} 3,5 \cdot 10^3 Q^{0,95}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 4 \cdot 10^3 Q, & Q \geq 0,03 \text{ кг}, \end{cases} \\ I_0 (\text{Па} \cdot \text{с}) &= \begin{cases} 1,8 \cdot 10^4 Q^{0,7}, & Q \leq 0,03 \text{ кг}, \\ 1,6 \cdot 10^4 Q^{0,67}, & Q \geq 0,03 \text{ кг} \end{cases} \end{aligned}$$

Итак, формулы (4)–(5) определяют параметры эквивалентного источника, позволяющего рассчитывать поле в стратифицированном океане на больших расстояниях в рамках линейной теории. Для практического использования предложенных формул необходимо учитывать, что при $Q > 0,03$ кг размер нелинейной зоны превышает глубину океана и в этом случае для больших углов скольжения стратификацию и наличие границ необходимо учитывать на нелинейной стадии. Для волн, распространяющихся под малыми углами скольжения, такой корректировки можно не делать и использовать приведенные выше формулы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Коул Р. Подводные взрывы. М.: Изд-во иностр. лит., 1950.
2. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Наука, 1973.
3. Наугольных К. А. О переходе ударной волны в акустическую. — Акуст. ж., 1972, т. 18, № 4, с. 579–583.
4. Fridman V. E. The region of nonlinear effects for intensive sound pulses in the ocean. — Wave motion, 1979, v. 1, № 4, p. 271–277.

Институт прикладной физики
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17.II.1984