

УДК 534.23.

© 1990 г.

*С. В. Королев, В. В. Крылов***ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ ИСКРОВОГО ИСТОЧНИКА
АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ**

Приведены результаты экспериментальных исследований характеристик направленности искрового источника акустических волн в твердом теле. Рассмотрены угловые зависимости амплитуд продольных и сдвиговых волн, а также поверхностных волн Рэлея для двух основных вариантов геометрии разряда. Дана качественная интерпретация наблюдаемых зависимостей.

В последнее время отмечается повышенный интерес к различным бесконтактным методам возбуждения звука в твердых телах — электромагнитному [1, 2], лазерному [3—5] и другим. Одним из перспективных бесконтактных методов, предложенных совсем недавно, является так называемый искровой метод, или генерация звука в твердых телах при электрическом пробое приповерхностного слоя газа [6—9]. К преимуществам данного метода возбуждения перед другими бесконтактными методами, например перед лазерным, относятся прежде всего простота реализации, компактность, дешевизна, а также более высокая эффективность. Согласно [7], основным механизмом искрового возбуждения акустических волн в твердом теле является воздействие на его поверхность сильной расходящейся ударной волны в воздухе, которая образуется при расширении плазмы электрического разряда. Поскольку характерная длительность импульса воздушной ударной волны вблизи области разряда может быть достаточно малой (порядка нескольких десятков наносекунд), весьма короткими могут оказаться и импульсы возбуждаемых упругих волн [9]. Данное обстоятельство обеспечивает возможность использования искрового метода для спектральных измерений параметров твердых тел, в частности для целей ультразвуковой спектроскопии и неразрушающего контроля.

Одним из наиболее важных свойств любого излучателя акустических волн являются его характеристики направленности. Применительно к искровому возбуждению звука в твердых телах первое экспериментальное исследование угловой зависимости излучаемого поля было выполнено в работе [6]. Однако измерения в [6] проводились только для продольных волн и только при разряде непосредственно на образец. В настоящей работе излагаются результаты детальных экспериментальных исследований характеристик направленности искрового источника акустических волн в твердом теле. При этом рассматриваются угловые зависимости амплитуд как продольных, так и сдвиговых волн, а также поверхностных волн Рэлея для различной геометрии и параметров разряда. Знание таких зависимостей необходимо при практическом использовании метода в различных приложениях. Кроме того, оно способствует более глубокому пониманию природы искрового источника звука в твердых телах.

Эксперименты проводились с алюминиевым образцом, выполненным в форме полудиска диаметром 190 мм и толщиной 30 мм. При этом электрический разряд осуществлялся как на сам металлический образец [6, 7], так и на вспомогательный заземленный электрод [7—9]. Следует отметить, что применение вспомогательного электрода позволяет реализовать полностью бесконтактный метод возбуждения звука, не нарушающий чистоту поверхности, причем образец в этом случае может быть как из металла, так и из диэлектрика.

Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1. Источник постоянного высокого напряжения I обеспечивал напряжение около 2,7 кВ. Заряд накопительной емкости C осуществлялся через токоограничивающее сопротивление $R \approx 10$ МОм. Значение емкости C в процессе измерений менялось в пределах от 100 до 35 000 пФ. Сопротивление R , емкость C и пробиваемый воздушный промежуток образовывали генератор релаксационных колебаний, частота которых в ходе экспериментов менялась от единиц герц до нескольких килогерц. Развертка осциллографа запускалась синхронно с электрическим пробоем от емкостного делителя C_1, C_2 .

Основной бронзовый разрядный электрод \mathcal{E}_1 имел радиус скругления $\sim 0,3$ мм и находился на расстоянии h от поверхности образца 2. Значение h менялось с помощью микрометрической подачи, точность которой составляла около 0,03 мм. Дополнительный заземленный электрод \mathcal{E}_2 (в случае его использования) всегда находился от поверхности образца на таком же расстоянии h , что и основной электрод \mathcal{E}_1 ; расстояние d между электродами при этом было фиксированным и составляло около 0,8 мм.

Для приема импульсов возбуждаемых продольных акустических волн использовались круглые пьезокерамические пластинки диаметром 15 мм \mathcal{Z} с центральной частотой 2 МГц, а также пластинки из ниобата лития размером 6×8 мм² с центральной частотой 5 МГц. Для регистрации сдвиговых волн использовались пьезокерамические пластинки размером 6×10 мм² с центральной частотой 5 МГц. Идентификация принимаемых продольных и сдвиговых волн осуществлялась по времени задержки импульсов. С целью обеспечения плавного перемещения датчиков вдоль периметра образца использовалась вогнутая с одной стороны промежуточная платформа из оргстекла 4, имеющая такой же радиус кривизны, что и алюминиевый образец. Акустический контакт между платформой и образцом обеспечивался с помощью эпоксидной смолы.

В общем металлическом корпусе с пьезопластинкой располагался предварительный широкополосный усилитель с малым уровнем шума и коэффициентом усиления 60 дБ — 5. Это позволяло снизить уровень наводимых электромагнитных помех и соответственно повысить точность измерений. Далее усиленный сигнал поступал на фильтр высших частот 6, уменьшающий уровень помех искрового разряда, и затем — на вход осциллографа 7.

Характеристики направленности возбуждаемых при искровом разряде поверхностных рэлеевских волн исследовались на образце в виде алюминиевого диска диаметром 300 мм и толщиной 18 мм. Пробой осуществлялся как на сам образец, так и на вспомогательный электрод. Прием рэлеевских волн осуществлялся с помощью стандартного клиновидного преобразователя, на котором крепилась пьезокерамическая пластинка диаметром 15 мм с центральной частотой 2 МГц.

На рис. 2 приведены угловые зависимости амплитуд электрических сигналов $U_i(\theta)$ возбуждаемых продольных акустических волн частоты 2 МГц (кривые 1—3, 5—7) при различных значениях емкости C и высоты подъема h . Кривая 4 получена при измерениях с датчиком из ниобата лития с центральной частотой 5 МГц. Из рис. 2 следует, что как при разряде на образец (кривые 1—4), так и при разряде на дополнительный электрод (кривые 5—7) максимумы диаграмм направленности распола-

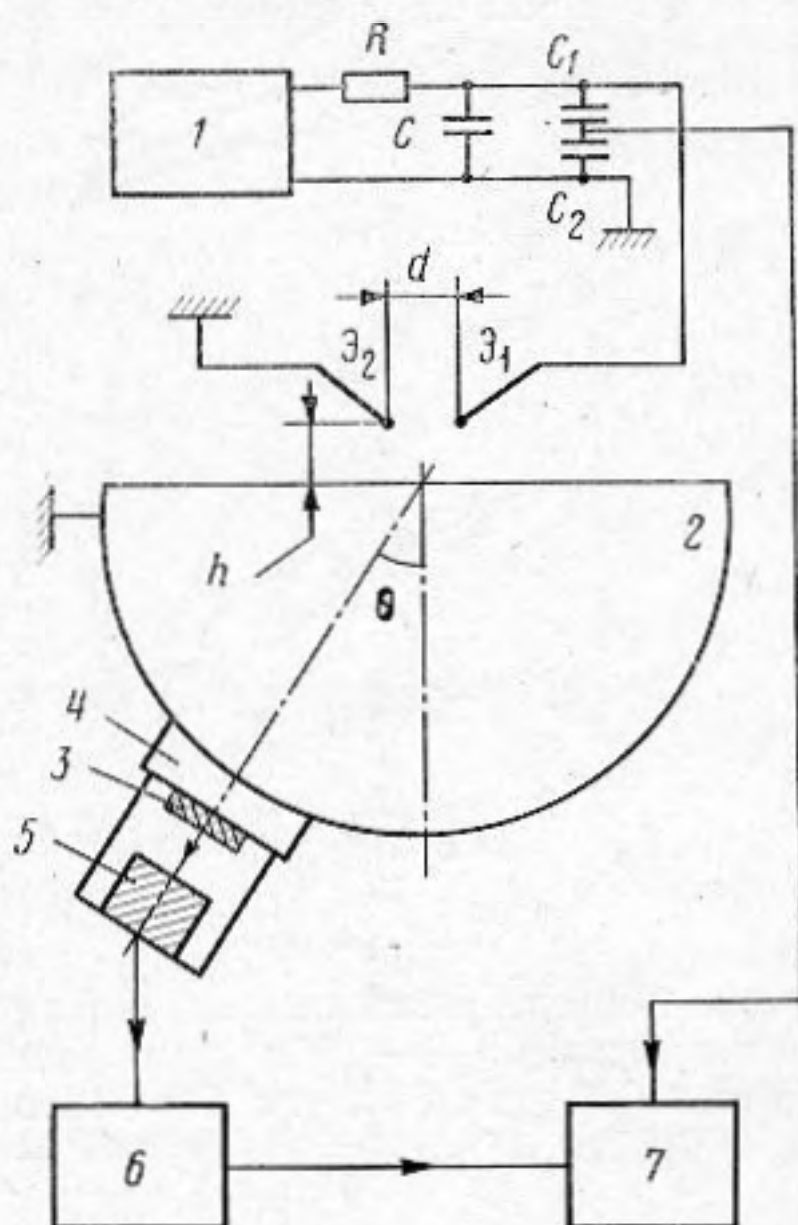


Рис. 1. Схема экспериментальной установки

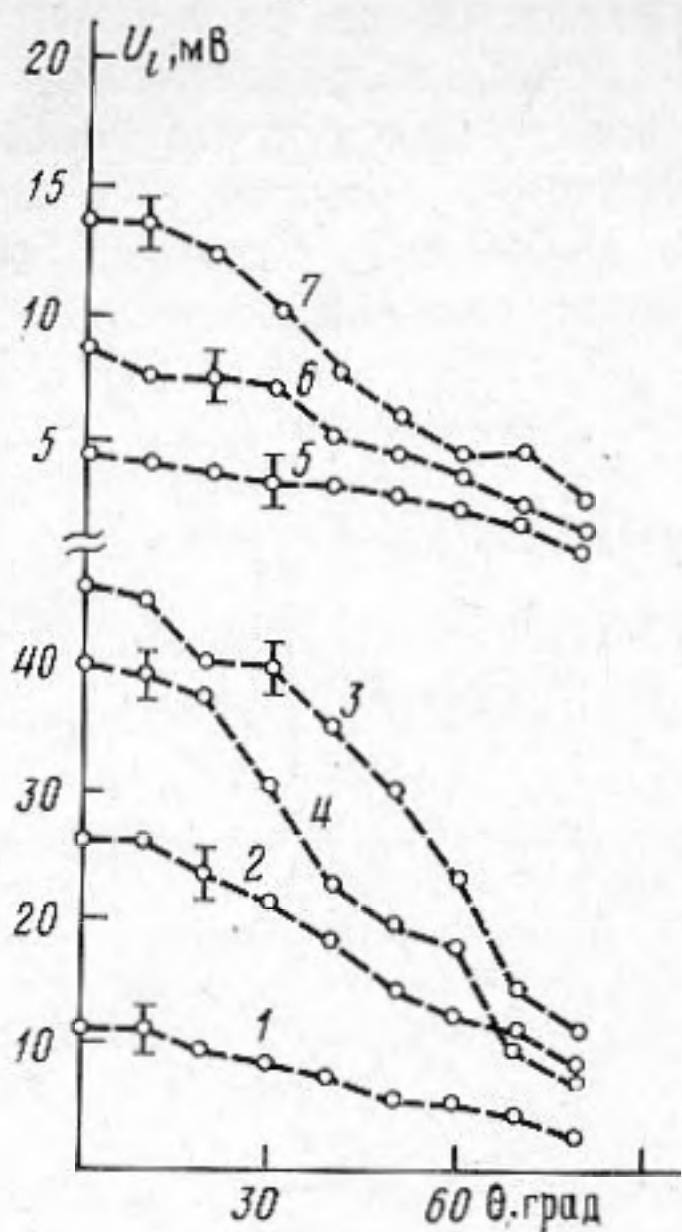


Рис. 2

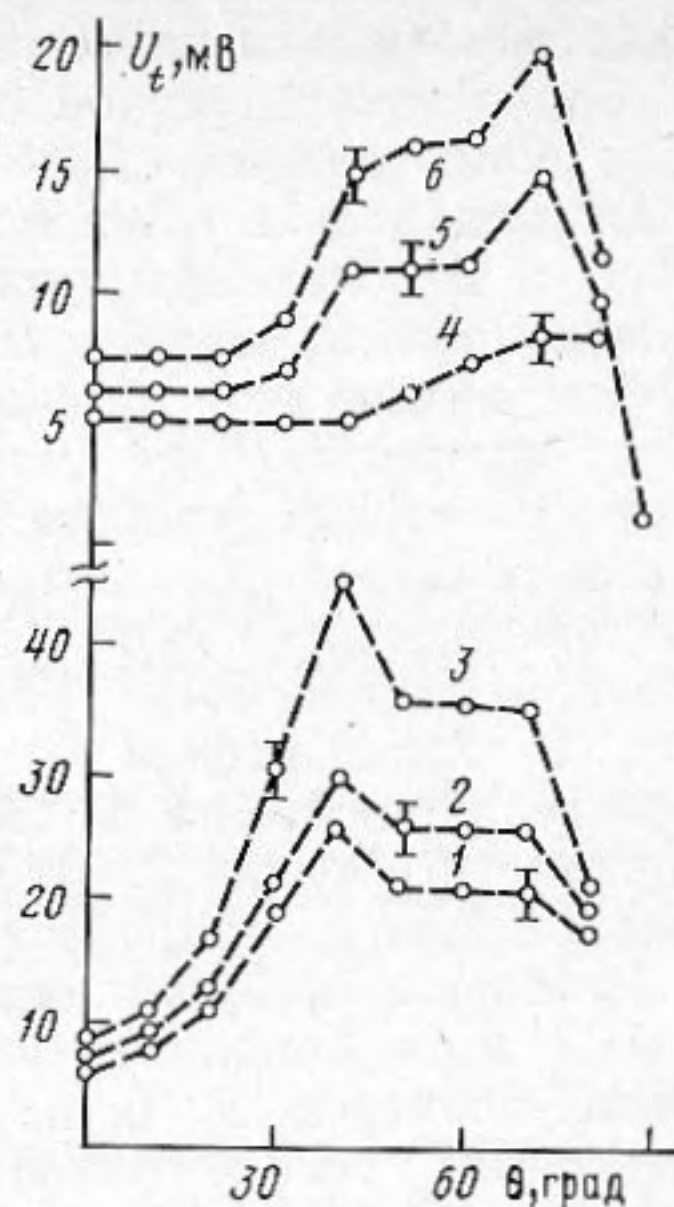


Рис. 3

Рис. 2. Характеристики направленности продольных акустических при разряде на образец (кривые 1—4) и при разряде на дополнительный электрод ($d = 0,8$ мм кривые 5—7) для емкости $C = 5200$ пФ: 1 — $h = 0,2$ мм, 2 — $h = 0,3$ мм, 3 — $h = 0,8$ мм, 4 — $h = 0,8$ мм; 5 — $h = 2$ мм, 6 — $h = 1$ мм, 7 — $h = 0,5$ мм

Рис. 3. Характеристики направленности сдвиговых акустических волн при разряде на образец (кривые 1—3) и при разряде на дополнительный электрод ($d = 0,8$ мм — кривые 4—6): 1 — $C = 5200$ пФ, $h = 0,4$ мм; 2 — $C = 5200$ пФ, $h = 0,8$ мм; 3 — $C = 35\,000$ пФ, $h = 0,8$ мм; 4 — $C = 5200$ пФ, $h = 2$ мм; 5 — $C = 5200$ пФ, $h = 0,5$ мм; 6 — $C = 35\,000$ пФ, $h = 0,5$ мм

гаются в направлении нормали к поверхности ($\theta = 0$), а сами угловые зависимости во всех случаях похожи друг на друга.

На рис. 3 приведены характеристики направленности возбуждаемых сдвиговых акустических волн частоты 5 МГц при различных значениях емкости C и высоты h . Видно, что для сдвиговых волн угловые зависимости $U_t(\theta)$ имеют более сложный вид, чем в случае продольных волн. Положение максимумов зависит от способа разряда: при разряде на образец максимумы для всех значений C наблюдаются при углах $\theta \sim 40^\circ$, а при разряде на дополнительный электрод они смещаются в направлении больших θ . Отметим, что в соответствии с соображениями симметрии, при падении ударной волны из воздуха на поверхность образца сдвиговые волны не должны возбуждаться в направлении нормали к поверхности ($\theta = 0$). Однако в эксперименте при $\theta = 0$ наблюдались ненулевые минимумы, что, по-видимому, можно объяснить влиянием отклонений реальной геометрии эксперимента от идеального симметричного случая.

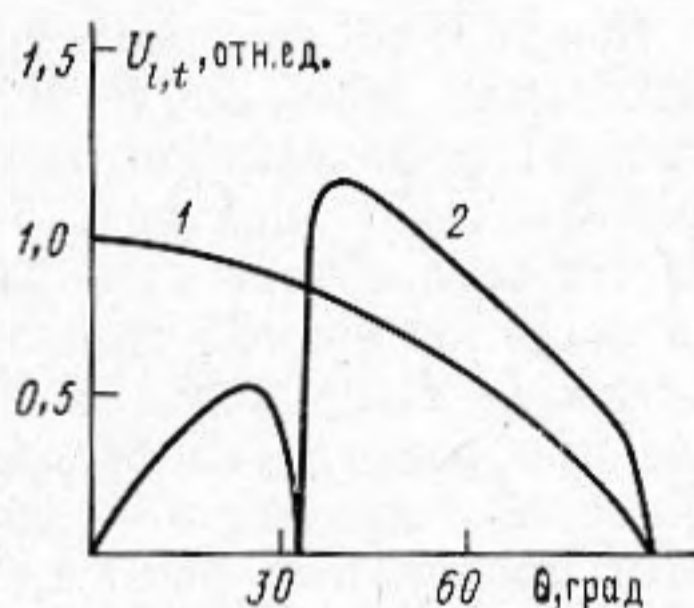
Измерения характеристик направленности возбуждаемых при искровом разряде рэлеевских волн показали, что в пределах точности измерений диаграммы оказываются изотропными для всех используемых значений C и h как в случае разряда на образец, так и при разряде на дополнительный электрод. По этой причине они здесь не приводятся.

Количественный расчет характеристик направленности возбуждаемых при искровом разряде упругих волн в принципе может быть выполнен на основе решения задачи о преломлении сильной расходящейся ударной волны на границе «газ — линейно-упругое твердое тело». Так как строгое решение данной задачи отсутствует, ниже мы ограничимся качественной интерпретацией полученных экспериментальных зависимостей $U_{l,t}(\theta)$.

Для этого воздействию ударной волны на поверхность тела сопоставим некоторую эффективную нормальную силу F_n , зависящую от расстояния до эпицентра ρ и от времени, после чего рассматриваемую задачу

возбуждении упругих волн в твердом полупространстве можно свести к осесимметричной задаче Лэмба [10, 11] для эффективной силы $F_n(t, \rho)$. Зависимость этой силы от координат и времени, очевидно, должна иметь запаздывающий (волновой) характер $F_n(t, \rho) = F_n(t - \rho/v(\rho))$, определяясь следом ударной волны на плоскости. Вводя в рассмотрение высоту нижней границы области разряда над плоскостью l , а также расстояние от нижней границы области разряда до точки наблюдения $r = (\rho^2 + l^2)^{1/2}$, легко видеть, что скорость распространения импульса эффективной нор-

Рис. 4. Расчетные характеристики направленности продольных 1 и сдвиговых 2 акустических волн, возбуждаемых вертикальной сосредоточенной силой в упругом полупространстве



мальной силы вдоль поверхности $v(\rho)$ связана со скоростью фронта сферической ударной волны $v(r)$ соотношением $v(\rho) = d\rho/dt = v(r)(1 + h^2/\rho^2)^{1/2}$. В свою очередь $v(r) \sim (E/\rho_0)^{1/2} r^{-3/2}$, где E — энергия электрического разряда, расходуемая на образование ударной волны, а ρ_0 — равновесная плотность воздуха [12, 13]. Давление на фронте ударной волны $p(r)$, как известно, связано с $v(r)$ соотношением $p(r) \sim \rho_0 v^2(r) \sim r^{-3} = (\rho^2 + l^2)^{-3/2}$. Поэтому при увеличении ρ сила $F_n(t, \rho)$, по порядку величины равная $p(r)$, очевидно, должна довольно быстро уменьшаться.

В случае разряда на образец можно считать, что $l = 0$, и, следовательно, $r = \rho$. При этом скорость $v(\rho)$ уменьшается пропорционально $\rho^{-3/2}$ до значения скорости звука в воздухе c_0 [7, 12]. Соответственно давление $p(\rho)$ сначала пропорционально ρ^{-3} , а затем $\sim \rho^{-1}$. В случае разряда на дополнительный электрод $l = h$, и при малых ρ функция $v(\rho) \sim (\rho^2 + h^2)^{-3/4} (1 + h^2/\rho^2)^{1/2} = \rho^{-3/2} (1 + h^2/\rho^2)^{-1/4}$ спадает несколько медленнее. Более существенным, однако, является то обстоятельство, что давление $p(\rho) \sim (\rho^2 + h^2)^{-3/2}$ в этом случае не имеет особенности при $\rho \rightarrow 0$ и характеризуется наличием плато радиусом $\rho_{\text{п}} \sim h$ в окрестности эпицентра. Иными словами, распределенный характер силового источника $F_n(t, \rho)$ в случае разряда на дополнительный электрод выражен более явно, чем в случае разряда на образец, где источник, по-видимому, можно приближенно рассматривать как точечный.

Для сравнения на рис. 4 приведены расчетные характеристики направленности продольных 1 и сдвиговых 2 волн, возбуждаемых вертикальной сосредоточенной силой (точечным источником) в упругом полупространстве [11] для коэффициента Пуассона $\sigma = 0,35$, соответствующего алюминию. Сопоставим сначала теоретическую кривую для сдвиговых волн с соответствующими экспериментальными зависимостями $U_t(\theta)$ в случае разряда непосредственно на образец (рис. 3, кривые 1—3). Видно, что кривая 2 на рис. 4 и кривые 1—3 на рис. 3 качественно похожи, что согласуется с предположением о точечном характере такого источника.

В случае же разряда на дополнительный электрод наблюдаемые изменения поведения экспериментальных зависимостей (кривые 4—6 на рис. 3), очевидно, связаны с запаздывающим характером силы $F_n = F_n(t - \rho/v(\rho))$, который в данном случае распределенного источника может заметно сказываться. В самом деле, согласно экспериментальным данным работы [7], при h , равном, например, 0,2 мм, скорость ударной волны $v|_{r=h} = 1000$ м/с. В соответствии со сказанным выше скорость ее следа $v(\rho) = v|_{r=h} (1 + h^2/\rho^2)^{1/2}$ вблизи эпицентра может быть существенно больше 1000 м/с (при $\rho \lesssim h$). В частности, величина $v(\rho)$ может превысить и скорость сдвиговой объемной волны в твердом теле c_t (для алюминия

$c_t \simeq 3100$ м/с), с чем, по-видимому, может быть связано появление дополнительных максимумов у зависимостей 5, 6 на рис. 3 при $\theta \sim 70^\circ$. Для высоты подъема $h = 2$ мм вид зависимости $U_t(\theta)$ (кривая 4) также отличается от теоретической кривой 2 на рис. 4, однако ярко выраженный максимум при больших θ здесь не наблюдается. Вероятно, это может быть объяснено тем, что в данном случае скорость ударной волны при подходе к поверхности близка к скорости звука в воздухе $c_0 \simeq 340$ м/с и превышение скорости $v(\rho)$ над скоростью c_t реализуется лишь в малой окрестности эпицентра.

Обратимся теперь к обсуждению характеристик направленности $U_t(\theta)$ для продольных волн (рис. 2). В этом случае все экспериментальные зависимости как в случае разряда на образец (1—4), так и в случае разряда на дополнительный электрод (5—7) монотонно уменьшаются при увеличении θ , что согласуется с теоретической кривой 1 на рис. 4, рассчитанной для сосредоточенной силы. По отношению к экспериментальным зависимостям 1—4 это подтверждает точечный характер источника, реализованного при разряде на образец. Отсутствие же каких-либо заметных особенностей у кривых 5—7 может быть объяснено большим значением скорости продольных волн c_l по сравнению со скоростью сдвиговых волн (для алюминия $c_l = 6400$ м/с), что затрудняет проявление запаздывающего характера эффективной силы $F_n(t, \rho)$.

Отметим, что вывод о точечной природе искрового источника в случае разряда на образец был сделан еще авторами работы [6] на основании измерения угловой зависимости для возбуждаемых продольных волн. Однако, как следует из приведенного выше рассмотрения, измерений только с продольными волнами недостаточно для того, чтобы достоверно сделать это в общем-то правильное заключение, поскольку и в случае распределенного источника (при разряде на дополнительный электрод) характеристики направленности продольных волн (кривые 5—7) имеют похожий вид. Дополнительные измерения со сдвиговыми волнами, проведенные в настоящей работе, позволяют со всей определенностью сделать вывод о точечной природе искрового источника в случае разряда на образец.

Таким образом, полученные в работе экспериментальные характеристики направленности искрового источника акустических волн в твердом теле содержат важные сведения об особенностях процессов искрового возбуждения звука для двух основных вариантов геометрии разряда. Разумеется, измеренные характеристики могут быть и непосредственно применены на практике при использовании искровых источников в задачах ультразвуковой диагностики.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Hutchins D., Hu J., Lundgren K. A comparison of laser and EMAT techniques for noncontact ultrasonics // *Materials Evaluation*. 1986. V. 44. № 9. P. 1244—1252.
2. Васильев А. Н. Разработка бесконтактных ультразвуковых методов исследования твердых тел // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* 1987. Т. 28. № 4. С. 54—59.
3. Карabutов А. А. Лазерное возбуждение поверхностных акустических волн: новое направление в оптико-акустической спектроскопии твердого тела // *УФН*. 1985. Т. 147. № 3. С. 605—620.
4. Крылов В. В., Пономарев Е. П., Штенцель Т. В. Особенности термооптического возбуждения звука в металлах // *Вестн. МГУ. Сер. 3. Физ. Астрон.* 1986. Т. 27. № 6. С. 43—48.
5. Козлов А. И., Плесский В. П. Эффективность термооптического возбуждения волн Рэлея в твердом теле // *ФТТ*. 1986. Т. 28. № 1. С. 9—11.
6. Cooper J. A., Dewhurst R. J., Moody P. S., Palmer S. B. High-voltage spark discharge source as an ultrasonic generator // *IEEE Proc.* 1984. V. 131. Pt A. № 4. P. 275—281.
7. Королев С. В., Красильников В. А., Крылов В. В. О механизме возбуждения звука в твердом теле при искровом разряде вблизи поверхности // *Акуст. журн.* 1987. Т. 33. № 4. С. 774—776.
8. Королев С. В., Крылов В. В. Возбуждение упругих волн при искровом пробое приповерхностного слоя газа // III Всесоюз. науч.-техн. конф. «Использование современных методов в неразрушающих испытаниях и контроле». Хабаровск: Дальстандарт, 1987. С. 190—191.

9. *Королев С. В., Крылов В. В.* Искровой разряд вблизи поверхности — новый эффективный метод бесконтактного возбуждения рэлеевских волн // Материалы конф. «Акустоэлектронные устройства обработки информации». Черкассы, 1988. М.: ВИНТИ, 1988. С. 287—288.
10. *Новацкий В.* Теория упругости. М.: Мир, 1975. 872 с.
11. *Уайт Дж. Э.* Возбуждение и распространение сейсмических волн. М.: Недра, 1986. 264 с.
12. *Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П.* Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
13. *Наугольных К. А., Рой Н. А.* Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 155 с.

Московский государственный университет
им. М. В. Ломоносова
физический факультет

Поступила в редакцию
13.02.89

S.V. Korolev, V.V. Krylov

RADIATION PATTERNS OF THE SPARK SOURCE OF ACOUSTIC WAVES IN SOLIDS

The results of experimental investigations of radiation patterns of the spark source of acoustic waves in solids are presented, including the angular dependences of amplitudes of longitudinal and shear bulk waves as well as surface Rayleigh waves for two main types of discharge geometry. The qualitative interpretation of observed dependences is given.