

УДК 534.23

© 1990 г.

*С. В. Королев, В. В. Крылов***О ФОРМАХ ИМПУЛЬСОВ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН,  
ВОЗБУЖДАЕМЫХ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ ИСКРОВЫМ РАЗРЯДОМ**

Приведены результаты измерений форм импульсов продольных и рэлеевских волн, возбуждаемых в стеклянном образце искровым разрядом. Дана качественная интерпретация наблюдаемых закономерностей.

Возбуждение звука в твердых телах при искровом пробое приповерхностного слоя газа представляет большой интерес для практики [1—4]. По сравнению с другими бесконтактными методами возбуждения звука в твердых телах (см., например [5, 6]), данный метод обладает рядом неоспоримых достоинств, в частности, простотой исполнения, более высокой эффективностью и возможностью размещения искрового источника в относительно труднодоступных местах контролируемой конструкции.

Важным и до сих пор мало исследованным вопросом искрового возбуждения звука в твердых телах является вопрос о формах и характерных длительностях генерируемых акустических импульсов. Знание этих параметров имеет большое значение для использования искрового метода в акустической спектроскопии, в неразрушающем контроле и при проведении научных исследований.

В настоящей работе представлены результаты количественных измерений форм и длительностей возбуждаемых искровым разрядом акустических импульсов, рассмотрена эволюция форм и длительностей по мере удаления искрового промежутка от поверхности твердого тела.

Установка, на которой проводились измерения, подробно описана в работе [2]. Искровой источник был собран по простейшей схеме релаксационного генератора, в котором разрядная емкость  $C=24\,000$  пФ заряжалась от высоковольтного источника  $U=3$  кВ, а затем реализовывался электрический пробой искрового промежутка шириной  $d=0,8$  мм. Пробой происходил на дополнительный заземленный электрод. При этом акустические импульсы возбуждались в стеклянном образце размерами  $22 \times 80 \times 180$  мм<sup>3</sup>.

В качестве широкополосного датчика акустических колебаний использовался толстый продольно поляризованный пьезокерамический преобразователь толщиной 14 мм и диаметром 9 мм, задемпфированный с тыльной стороны массивной медной пластинкой. Как известно [7], такой датчик чувствителен к смещениям в волне. Однако, поскольку последовательно с данным преобразователем использовался оригинальный широкополосный усилитель, имеющий плавный спад усиления от центральной частоты 15 МГц к нулю, это приводило к тому, что система «датчик плюс усилитель» дифференцировала импульсы смещения в полосе частот от нуля до примерно 10 МГц, где форма регистрируемого электрического импульса фактически совпадала с формой импульса давления или деформации. Рассматриваемый широкополосный усилитель с коэффициентом усиления порядка 30 дБ был собран на мощных полевых транзисторах и имел большой динамический диапазон, что было очень важно ввиду действия сильных электрических помех, обусловленных разрядом. Сигнал наблюдался на экране запоминающего осциллографа. Исследовались импульсы объемных продольных акустических волн, возбуждаемых в направлении нормали к поверхности образца, и импульсы поверхно-

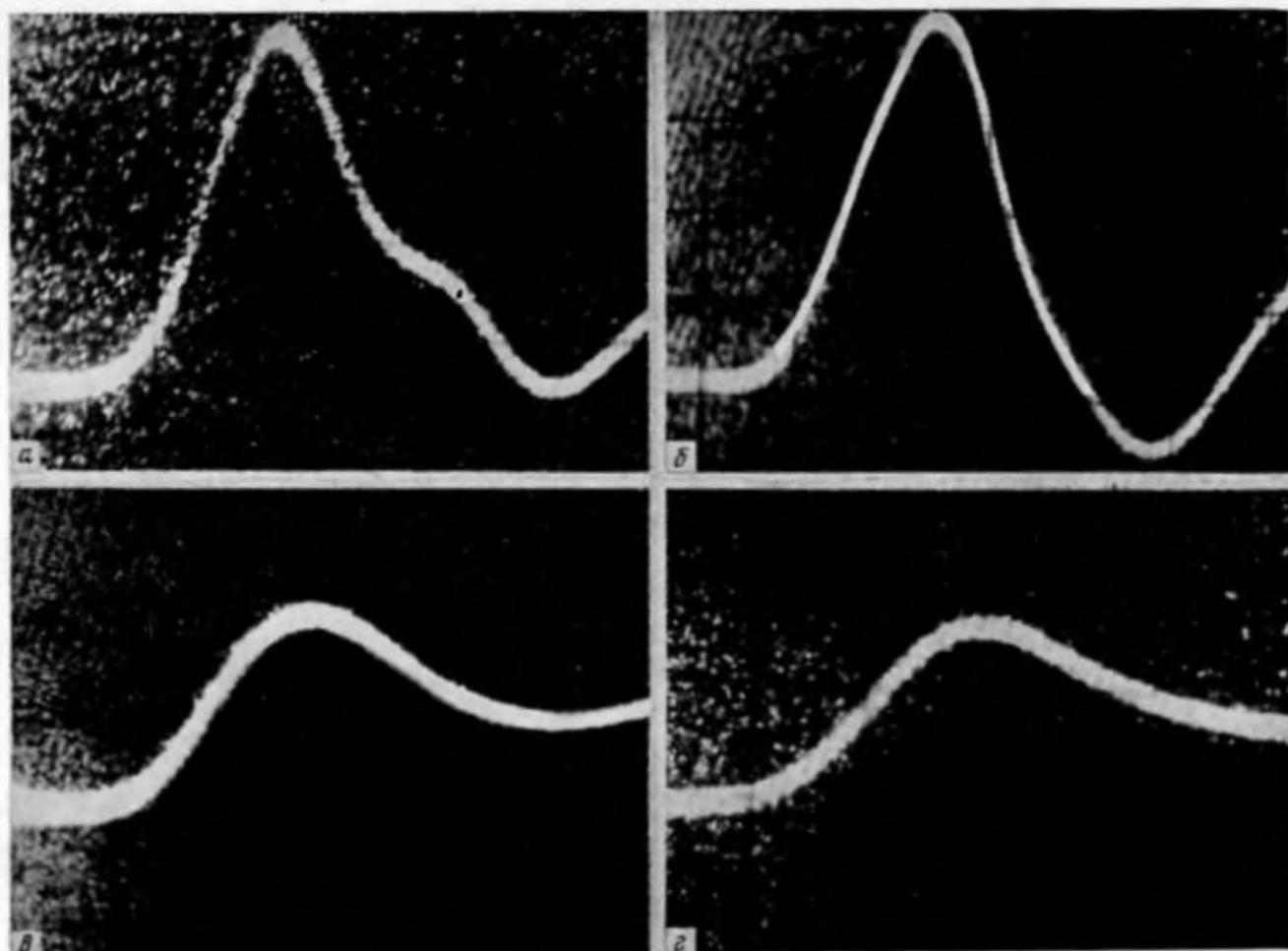


Рис. 1. Эволюция форм импульсов продольных акустических волн, возбуждаемых искровым разрядом в твердом теле в направлении нормали к поверхности, в зависимости от высоты подъема  $h$  разрядного промежутка над поверхностью:  $h=0,5$  мм — а, 1 мм — б, 1,5 мм — в, 2 мм — г. Масштаб по горизонтали — 150 нс/дел., по вертикали — 50 мВ/дел

стных волн Рэлея. При регистрации последних датчик размещался на торце образца.

На рис. 1 приведены фотографии импульсов возбуждаемых объемных продольных волн для различных расстояний от искрового промежутка до поверхности образца. Расстояние между свободной поверхностью образца и приемным датчиком составляло 80 мм. Видно, что во всех случаях импульсы имеют положительный и отрицательный выбросы, причем длительность положительного выброса оценивается в  $150 \div 200$  наносекунд. Некоторый рост амплитуды волны на рис. 1, б, по сравнению с рис. 1, а, можно объяснить изменением условий пробоя искрового промежутка при определенном удалении от поверхности образца; при дальнейшем удалении искры от поверхности амплитуда импульса начинает спадать вследствие диссипативных потерь инициируемой искрой слабой ударной волны в воздухе [4].

На рис. 2 показаны импульсы возбуждаемых при искровом пробое рэлеевских волн для различных расстояний между искровым промежутком и поверхностью. Видно, что характерная длительность импульсов возбуждаемых волн Рэлея также оценивается в  $150 \div 200$  наносекунд. По мере удаления искры от поверхности образца наблюдается монотонное спадание амплитуд возбуждаемых импульсов и их некоторое уширение.

Таким образом, в обоих рассмотренных случаях искрового возбуждения — объемных продольных волн и волн Рэлея — спектры частот генерируемых акустических колебаний лежат в диапазоне от нуля до  $4 \div 5$  МГц, что, по-видимому, определяется физическими процессами при пробое искрового промежутка в используемом релаксационном искровом генераторе.

Остановимся вкратце на интерпретации полученных экспериментальных данных. В соответствии со сказанным выше, можно считать, что регистрируемый на осциллографе электрический сигнал характеризует давление упругой волны, действующее на приемную пьезопластинку. Поскольку основным механизмом искрового возбуждения акустических волн в твердом теле является действие на его поверхность инициирован-

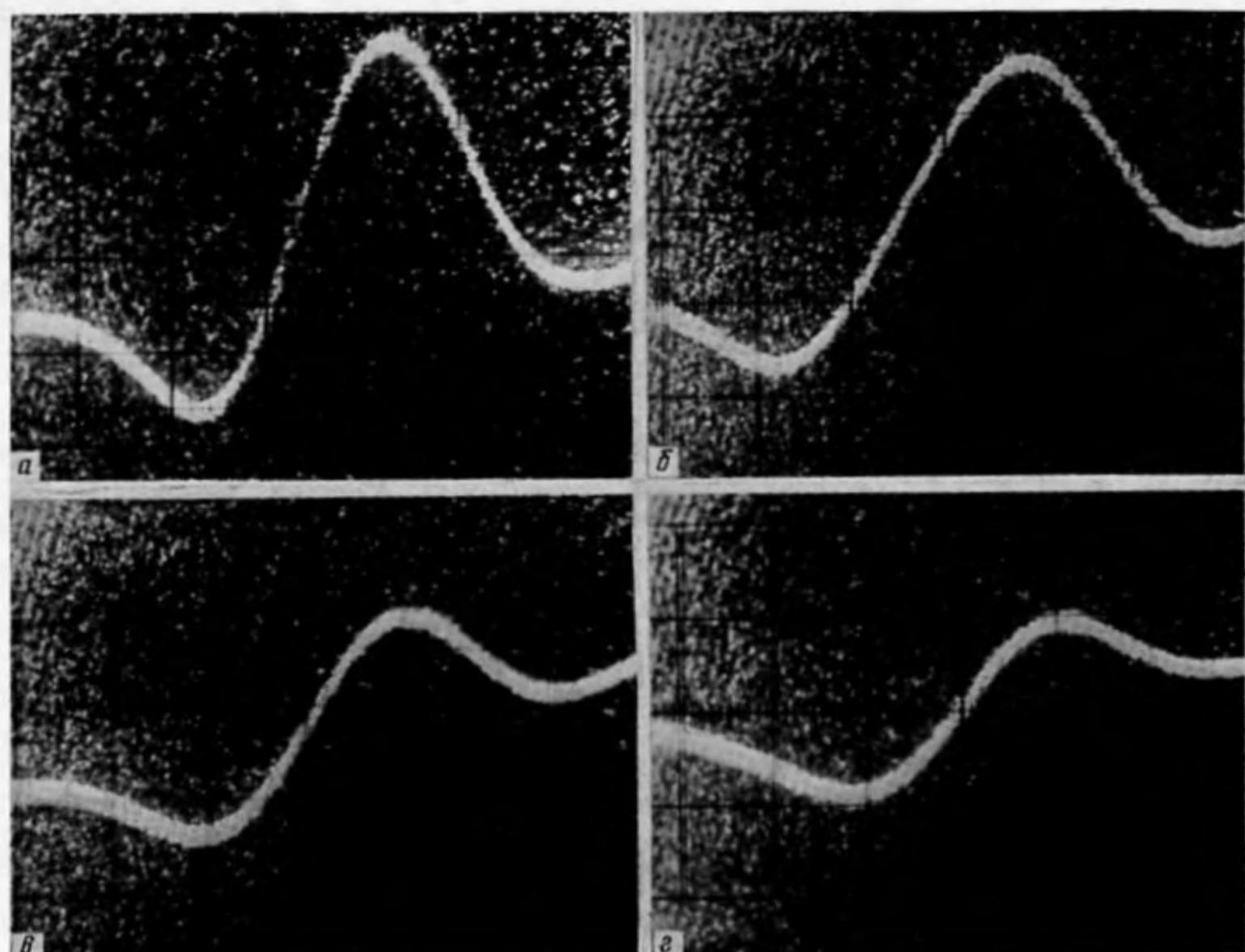


Рис. 2. Эволюция формы импульсов поверхностных волн Рэлея, возбуждаемых искровым разрядом, в зависимости от высоты подъема  $h$  разрядного промежутка над поверхностью:  $h=0,1$  мм — *a*, 0,5 мм — *б*, 1 мм — *в*, 1,5 мм — *г*. Масштаб по горизонтали — 100 нс/дел., по вертикали — 50 мВ/дел

ной искрой ударной волны в воздухе [2], форма регистрируемых акустических импульсов в твердом теле должна определяться формой импульса давления ударной волны.

Как известно, в идеализированном случае мгновенного выделения энергии в малой области пространства форма импульса давления сильной сферически расходящейся ударной волны в воздухе имеет вид, изображенный на рис. 3, *a*, (см., например, [8, 9]). При этом характерная ширина пика импульса  $\Delta r$  составляет  $\sim 0,05r$ , где  $r$  — расстояние от фронта до центра области разряда. С ростом  $r$  сильная ударная волна постепенно переходит в слабую ударную волну (акустическую волну), распространяющуюся со скоростью звука в воздухе (рис. 3, *б*). Ширина положительного выброса такой волны стабилизируется на некотором уровне  $\Delta r_0$ , а ее последующая эволюция происходит по законам нелинейной акустики с учетом влияния диссипации [10]. Отметим, что в соответствии с известным свойством сферически расходящихся акустиче-

ских волн  $\int_{-\infty}^{\infty} p' dt = 0$ , где  $p'$  — звуковое давление [11], импульс давления

на рис. 3, *б* содержит также отрицательный выброс.

Если высота подъема  $h$  разрядного промежутка над поверхностью твердого тела достаточно велика, так что при подходе к поверхности ударная волна превращается в акустическую (для используемого в экспериментах значения емкости  $C$  это происходит при  $h=h_0 \sim 1$  мм), то ожидаемую форму импульса акустической волны, генерируемой в глубине твердого тела, можно приближенно определить в соответствии с принципом взаимности [12]. Согласно последнему, для этого достаточно рассмотреть прохождение падающего из глубины твердого тела плоской акустической волны через границу «твердое тело — воздух». Поэтому очевидно, что форма регистрируемого в глубине тела акустического импульса от разряда должна в рассматриваемом случае повторять форму

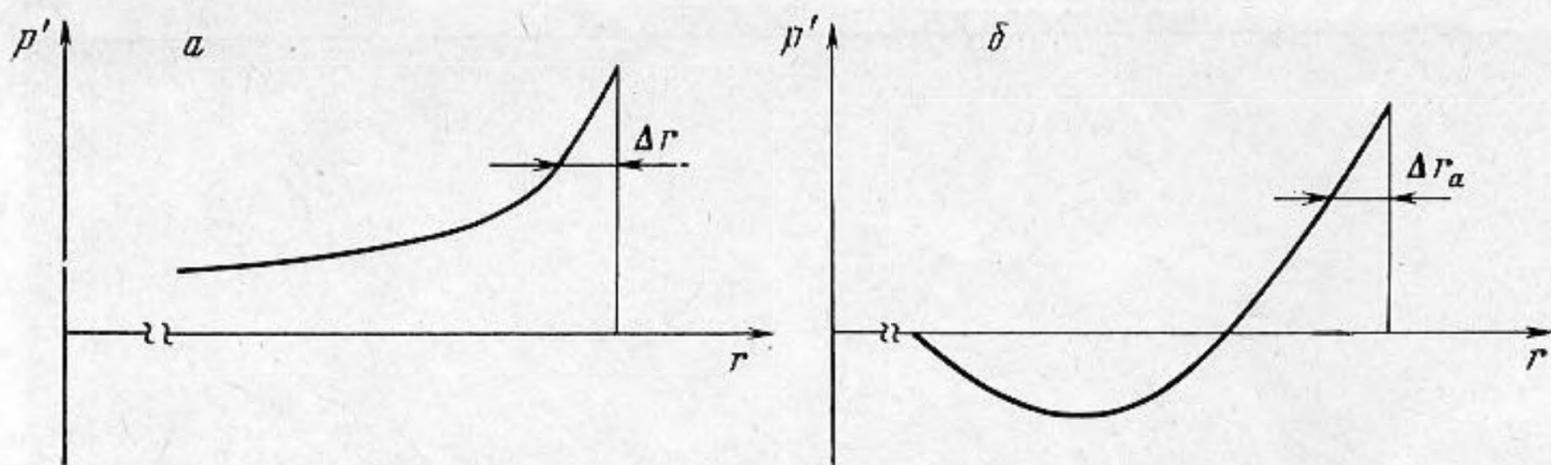


Рис. 3. Формы импульсов сильной — *a* и слабой — *b* сферически расходящихся ударных волн в воздухе для идеализированного случая мгновенного выделения энергии разряда в бесконечно малой области пространства [8]

импульса слабой ударной волны в воздухе при ее подходе к поверхности.

Сравнение рис. 3, *b* с фотографиями, приведенными на рис. 1, показывает (при сравнении следует учитывать, что на рис. 3 изображены зависимости от расстояния, а не от времени), что при изменении  $h$  от 1 до 2 мм (см. рис. 1, *b-г*) формы наблюдаемых импульсов качественно согласуются. Имеющиеся расхождения, по-видимому, могут быть объяснены конечным временем выделения энергии при искровом разряде [9] в условиях эксперимента, а также конечной полосой частот, пропускаемых усилителем, который перестает быть дифференцирующим для частот спектра, больших 10 МГц (этим обстоятельством может, в частности, быть объяснена конечная ширина переднего фронта импульса). Ширина положительного выброса импульсов на рис. 1, *b-г* практически не меняется, в соответствии со сказанным выше. Импульс же, изображенный на рис. 1, *a* ( $h=0,5$  мм), характеризуется несколько меньшей длительностью, так как он отвечает сильной ударной волне с еще не установившимися значениями  $\Delta r$ . Отметим, что принцип взаимности для такой волны не имеет места, поэтому к количественному сравнению форм импульсов в воздухе и в твердом теле здесь следует относиться с известной осторожностью.

Приведенное объяснение хода эволюции форм акустических импульсов продольных волн в определенной мере может быть отнесено и к импульсам возбуждаемых при искровом разряде рэлеевских волн, хотя физическая картина явления в этом случае оказывается более сложной. Это выражается, в частности, в появлении отрицательных предвестников на рис. 2, *a-г*, а также в монотонном спаде амплитуд генерируемых импульсов. Не касаясь детального обсуждения упомянутых отличий, обратим внимание на то, что длительности положительных выбросов рэлеевских импульсов для  $h=1$  и 1,5 мм оказываются примерно такими же, как и соответствующие величины для импульсов продольных волн. Это представляется вполне естественным, так как в обоих случаях указанные длительности определяются продолжительностью положительного выброса слабой ударной волны  $\Delta t_a = \Delta r_a / c$ , где  $c=340$  м/с — скорость звука в воздухе. Поскольку  $\Delta r_a \approx \Delta r|_{h=h_a} \approx 0,05h_a$ , то полагая, что в условиях эксперимента  $h_a \approx 1$  мм, для  $\Delta t_a$  получим оценку  $\Delta t_a \approx 0,15$  мкс, хорошо согласующуюся с экспериментально наблюдаемыми длительностями положительных выбросов для импульсов возбуждаемых акустических волн. Для  $h < h_a$ , т. е. в случае падения на поверхность сильной ударной волны, теоретические оценки, полученные с учетом изменения скорости ударной волны [8], дают существенно заниженные значения длительностей выбросов  $\Delta t$ , по сравнению с экспериментально наблюдаемыми значениями для импульсов возбуждаемых акустических волн (рис. 1 *a* и рис. 2 *a, б*).

Это несоответствие может быть обусловлено целым рядом причин. Во-первых, уже упоминавшейся ранее конечной длительностью электрического разряда и конечной протяженностью области разряда, по сравнению с расстоянием  $h$ . В результате форма импульса реальной сферически расходящейся ударной волны в воздухе может существенно отли-

чатся от формы импульса идеальной (рис. 3, а). Кроме того, определенные коррективы может вносить специфика прохождения сильной ударной волны через границу раздела «воздух — твердое тело».

Таким образом, в работе показано, что акустические импульсы, возбуждаемые в твердом теле с помощью бесконтактного искрового генератора, работающего в автоколебательном режиме, имеют положительный и отрицательный выбросы с характерными длительностями порядка  $150 \div 200$  нс. Ширина спектра частот генерируемых импульсов занимает полосу от нуля до  $4 \div 5$  МГц с максимумом на частоте  $2 \div 2,5$  МГц. Данные параметры импульсов вполне подходят для многих применений в акустической спектроскопии и в неразрушающем контроле. Однако, в принципе, они, по-видимому, могут быть значительно улучшены за счет повышения качества разрядных устройств, способных обеспечивать формирование близкой к идеальной сферической ударной волны на минимально возможных расстояниях.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. 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. 151. Pt. A. № 4. P. 275–281.
2. 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.
3. Королев С. В., Крылов В. В. Возбуждение упругих волн при искровом пробое приповерхностного слоя газа // III Всесоюзн. науч.-техн. конф. «Использование современных методов в неразрушающих испытаниях и контроле». Хабаровск: Дальстандарт, 1987. С. 190–191.
4. Королев С. В., Крылов В. В. Эффективное возбуждение волн Рэлея слабой ударной волной, инициированной искровым разрядом в воздухе // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. № 21. С. 1945–1949.
5. 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.
6. Scruby C. B., Dewhurst R. J., Hutchins D. A., Palmer S. B. Laser generation of ultrasound in metals // Research techn. in nondestructive testing. V. 5. London e. a.: Acad. Press, 1982. P. 281–327.
7. Такер Дж., Рэнгтон В. Гиперзвук в физике твердого тела. М.: Мир, 1975. 453 с.
8. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966. 686 с.
9. Наугольных К. А., Рой Н. А. Электрические разряды в воде. М.: Наука, 1971. 154 с.
10. Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. П. Теория волн. М.: Наука, 1979. 383 с.
11. Ландау Л. Д., Лифшиц И. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
12. Скучик Е. Основы акустики. Т. 2. М.: Мир, 1976. 541 с.

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

Поступила в редакцию  
18.05.89

*S. V. Korolev, V. V. Krylov*

#### ON PULSE FORMS OF ACOUSTIC WAVES EXCITED IN A SOLID BY A SPARK DISCHARGE

Results of measurements of pulse forms of bulk longitudinal and Rayleigh surface waves excited in a glass sample by a spark discharge is presented. The qualitative interpretation of observed phenomena is given.