

03;04;08

©1995 г.

ГЕНЕРАЦИЯ УЛЬТРАЗВУКОВЫХ КОЛЕБАНИЙ В АНОДЕ ВОЗДУШНОГО ПРОМЕЖУТКА ВЫСОКОВОЛЬТНЫМИ РАЗРЯДАМИ С УБЕГАЮЩИМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Л.П.Бабич, Т.В.Лойко, Ю.М.Недойкаш, М.Д.Тарасов

Российский федеральный ядерный центр

Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики, 607200, Арзамас, Нижегородская область, Россия

(Поступило в Редакцию 8 декабря 1993 г.

В окончательной редакции 18 февраля 1995 г.)

Для генерации ультразвуковых колебаний в твердом теле применен разряд в воздухе при атмосферном давлении, развивающийся в режиме убегания электронов. Разряды реализованы с помощью наносекундного высоковольтного генератора на напряжение до 300 кВ и энергетическим запасом 0.5 Дж. Показана высокая эффективность генерации колебаний в мегагерцовом диапазоне частот. Измерена зависимость амплитуды колебаний от межэлектродного расстояния в интервале 1–40 мм. Выполнены первые эксперименты по установлению механизма генерации колебаний.

Известно, что искровые разряды в воздухе можно использовать для генерации ультразвуковых волн в твердых телах в широком диапазоне частот. Считалось, что их эффективность более чем в 10000 раз ниже по сравнению с другими методами генерации ультразвуковых колебаний (УЗК), такими как лазерная генерация или наносекундный электронный пучок [1,2]. Столь низкая эффективность может быть связана с большой длительностью фронта импульсов высокого напряжения, используемых обычно для организации разряда, и, как следствие, относительно малой напряженностью поля E и низкой пиковой электрической мощностью, вводимой в межэлектродное пространство. Более того, свободные электроны газоразрядной плазмы в основном теряют энергию в газовом объеме в силу малой длины свободного пробега, а кинетическая энергия, доставляемая к испытываемому образцу в случаях, когда он является анодом, оказывается крайне малой по сравнению с потенциальной электрической энергией U , запасенной в накопителе высоковольтного устройства. Однако специальные исследования, выполненные авторами [3], убедительно показали, что

интенсивность УЗК ($f = 5$ МГц), возбуждаемых высоковольтным искровым разрядом в металлическом образце, являющимся анодом газоразрядного воздушного промежутка, выше интенсивности колебаний, возбужденных пучком излучения Nd лазера в испарительном режиме. В цитируемой работе U высоковольтного источника искры не превышала 220 мДж, в то время как энергия лазерного излучения составляла 30 мДж, что с учетом КПД лазерной генерации (в %) означает более высокую полную эффективность газоразрядного способа, определенную относительно полной энергии в накопителе. В [3] выполнены исследования фронта ультразвуковых волн, генерируемых искрой в твердом теле, выделены продольные волны, быстрая поверхностная волна и волна Рэлея, показана целесообразность применения метода для обнаружения поверхностных дефектов. Высказано предположение, что возбуждение УЗК обусловлено "бомбардировкой поверхности свободными электронами. . . , хотя более вероятен механизм, связанный с абляцией тяжелых положительных ионов с поверхности" [3]. Действительно, в [3] наблюдалась значительная эрозия поверхности анода. В последующие годы группой исследователей из МГУ выполнены экспериментальные и теоретические исследования [4-8], согласно которым основным механизмом возбуждения звука в твердом теле является воздействие давления на его поверхность ударной волны, инициированной искрой. Очевидно, что этот механизм может превалировать, если большая часть энергии выделяется в газоразрядной плазме, причем значительная ее доля конвертируется в ударную волну. Однако испытываемый образец помещался вне газоразрядного промежутка и остается невыясненным, является ли этот механизм доминирующим для волн, возбуждающихся в аноде.

В случае разрядов при очень больших перенапряжениях традиционная концепция энергетического равновесия свободных электронов с локальным электрическим полем нарушается [9]. С ростом перенапряжения усиливается тенденция электронов убежать от столкновений с нейтральными тяжелыми частицами газа, которая приводит к формированию сильно анизотропного распределения электронов по углам с высокоэнергетическим "хвостом" в распределении по энергиям, подобным электронному пучку. Разряды при очень большом отношении напряженности электрического поля к концентрации нейтральных частиц E/N генерируют интенсивные потоки убегающих электронов, ускоряющихся в сильно диссипативных средах, таких как воздух при атмосферном давлении. Эти электроны доставляют на анод значительную долю накопленной энергии U . Поскольку длительность электронного импульса порядка наносекунды, то пиковая мощность оказывается очень высокой. Изложенные соображения явились основой исследований разрядов в воздухе при очень больших перенапряжениях как источников УЗК в твердых телах. Ниже изложены результаты первых экспериментов, выполненных с этой целью. Эксперименты были ориентированы на получение амплитудных и частотных характеристик колебаний, а также сравнение эффективности возбуждения УЗК разрядом с традиционными пьезоэлектрическими преобразователями (ПЭП) и наносекундным электронным пучком. Их результаты частично опубликованы в трудах конференций [10,11]. В отличие от работ [2-8], где исследования выполнены для промежутков с межэлектродным расстоянием $d \sim 1$ мм, к которым прикладывалось напряжение V

порядка единиц кВ, мы экспериментировали с V порядка сотен кВ, что позволяло пробивать воздушные промежутки с d до нескольких см.

Использовался генератор импульсов высокого напряжения с разрядником-обострителем, описанный в [9]. В режиме холостого хода генерировался импульс с максимальным значением напряжения $V_m = 270$ кВ и длительностью фронта $\tau \lesssim 0.6$ нс, позволявший реализовать, например, при пробое сантиметровых промежутков воздуха при атмосферном давлении импульсы электронного тока J до 2 кА и полной длительностью $\Delta t \simeq 5$ нс. Энергия в накопителе высоковольтного блока $U \simeq 0.5$ Дж. При этом за анодом регистрировался пучок убегающих электронов с энергией ϵ , превышающей величину, соответствующую максимальному значению напряжения V_m , реализованного на промежутке (механизм — самосогласованное ускорение на фронте стримера) [9]. Число этих электронов $N_e \lesssim 10^9$ составляет малую долю от числа убегающих электронов и полного числа электронов в накопительной емкости высоковольтного блока генератора ($\sim 5 \cdot 10^{13}$). Исключая из высоковольтного блока разрядник-обостритель, можно генерировать импульсы напряжения с $\tau \simeq 1$ мкс и $V_m \simeq 150$ кВ, позволяющие реализовать разряды с $J \simeq 200$ А, $\Delta t \simeq 20$ нс и числом зарегистрированных убегающих электронов $N_e \simeq 10^7$ с энергией $\epsilon < eV_m$. Очень важно, что многократные перенапряжения достигались в сильноточной стадии.

Разряды осуществлялись между высоковольтным электродом (катод) и плоской анодной поверхностью, которой может служить поверхность исследуемого металлического образца. Катодом являлся цилиндрический стержень диаметром 12 мм с конической рабочей поверхностью. Угол конуса 60° , радиус кривизны вершины 200 мкм. Межелектродное расстояние d менялось от 1 до 40 мм. Геометрия позволяла локализовать энергию электронов на относительно малом пятне анодной поверхности и, таким образом, приложить к нему скачкообразное силовое воздействие, если доминирующим является механизм, обусловленный скачком температуры или абляцией поверхности анода. Под воздействием высоковольтных импульсов с субнаносекундным фронтом в воздухе при $d \lesssim 1.5$ см развивался контрагированный канал, при больших d формировался объемный диффузный разряд. Для первой формы характерны колебательный режим и более высокие максимальные значения тока при меньшем напряжении. Вторая отличается аperiодическим режимом, гораздо большей величиной пробивного напряжения и меньшим током. При очень больших d реализуется импульс напряжения холостого хода [9]. Эрозия анода наблюдается лишь в случае контрагированной формы разряда. В случае диффузных разрядов плотность потока энергии электронов на аноде уменьшается вследствие большой площади поперечного сечения канала настолько, что следы эрозии отсутствуют. Для сравнения эффективности газового разряда и электронного пучка для возбуждения УЗК использован также портативный ускоритель с $U \simeq 3.5$ Дж, который генерировал электронный пучок длительностью $\Delta t \simeq 0.8$ нс со средней энергией электронов $\epsilon \simeq 250$ кэВ.

В качестве измерительной аппаратуры использовался промышленный дефектоскоп УД-11УА с набором пьезоэлектрических преобразователей, которые при работе в режиме приема обладают чувствительностью не только в окрестности рабочей резонансной частоты, но также имеют сильный подъем амплитудно-частотной характеристики в

области десятков и сотен кГц. Запись осциллограмм осуществлялась на цифровом запоминающем осциллографе С9-8. Для проведения абсолютных измерений амплитуд УЗК был изготовлен емкостной монитор, аналогичный описанному в [12].

Для оценки области частот ожидаемого спектра УЗК мощность $P(t)$, доставляемая на испытываемую поверхность, аппроксимировалась прямоугольным импульсом с длительностью Δt . Силовой импульс, воздействующий на поверхность, достигает максимума при Δt и практически затухает к моменту $3\Delta t$ [13]. Обозначая его амплитуду H и полагая длительность равной $3\Delta t$, можно оценить спектральное распределение колебаний поверхности формулой $F(\omega) = H \cdot (3\Delta t \sin 1.5\omega\Delta t) / 3\pi\omega\Delta t$, откуда следует, что колебания сосредоточены в области ниже 30 МГц для диффузной формы разряда, развивающегося под действием импульса напряжения с $\Delta t = 5$ нс [9], и ниже 7 МГц для разряда, развивающегося после приложения микросекундного импульса ($\Delta t = 20$ нс [9]). Здесь предполагалось, что воздействие прекращается после затухания тока.

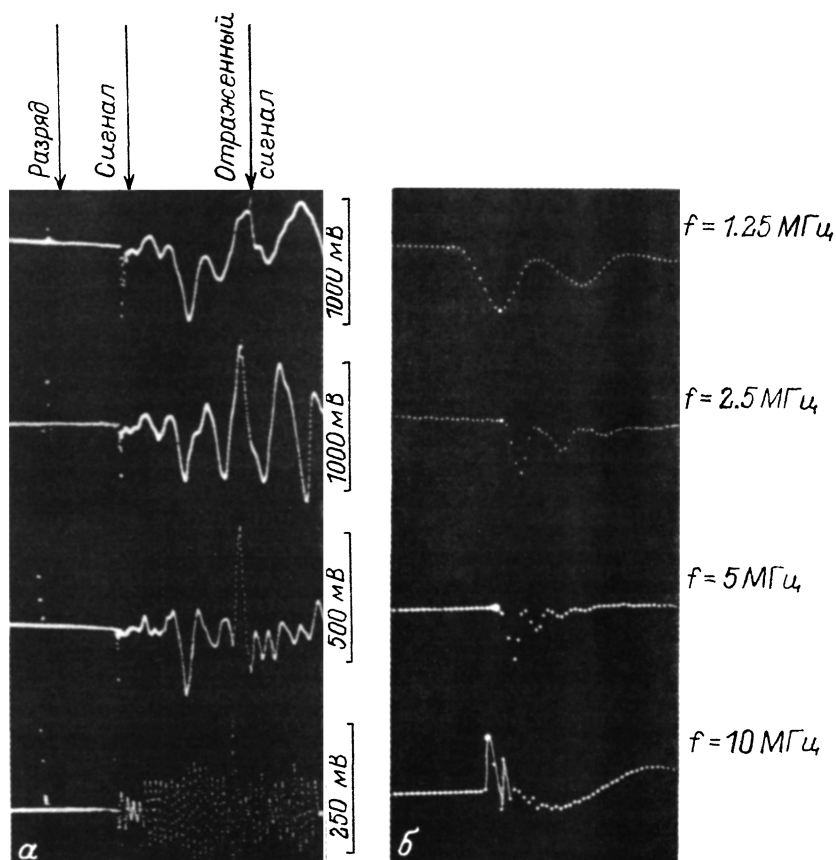


Рис. 1. Осциллограммы ультразвуковых колебаний.

$U \approx 0.5$ Дж, $d = 5$ мм; развертка 102 (а) и 3.5 мкс (между точками 50 нс) (б).

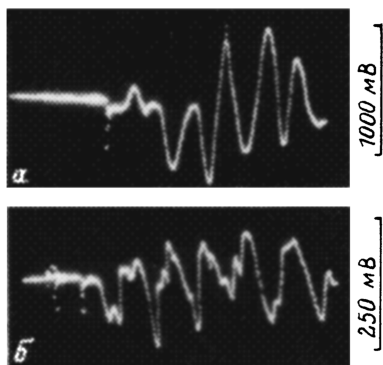


Рис. 2. Осциллограммы ультразвуковых колебаний.

$U \approx 1$ Дж, $d = 10$ мм $f = 2.5$ МГц; а — алюминиевая фольга 15 мкм и пластмассовый волновод 50 мм, б — стальной волновод 50 мм. Развертка 102 мкс.

На рис. 1 представлены УЗК, которые возбуждались в аноде при пробое воздушного промежутка с $d = 5$ мм наносекундными импульсами высокого напряжения. Анодом являлась алюминиевая фольга толщиной 15 мкм. Между фольгой и регистрирующим ПЭП помещался волновод — пластмассовый цилиндр высотой 50 мм и диаметром 50 мм. Межэлектродное расстояние d менялось от 1 до 40 мм. Регистрация колебаний осуществлялась ПЭП с резонансными частотами 1.25, 2.5, 5, 10 МГц. Сигнал с ПЭП подавался непосредственно на осциллограф. На рис. 1,а вначале виден короткий импульс, обусловленный наводкой от разряда, который используется как репер времени. Полезный сигнал на частоте ПЭП регистрируется через 21.5 мкс как отчетливый пик, что соответствует времени распространения УЗК по волноводу. Через время 43 мкс, равное времени двойного пробега волны в волноводе, регистрируется отраженный сигнал.

Замена пластмассового волновода на стальной тех же размеров приводит к уменьшению амплитуды сигнала в несколько раз, а время его задержки сокращается до 10 мкс (рис. 2). То же самое наблюдалось при возбуждении электронным пучком.

Кроме основного сигнала в мегагерцовом диапазоне, на осциллограммах присутствуют колебания в области десятков и сотен килогерц, что обусловлено упомянутой выше особенностью амплитудно-частотной характеристики ПЭП. Тонкая структура первого пика, зарегистрированного на рис. 1,а, представлена на рис. 1,б для каждой частоты. Видно, что частота колебаний близка к резонансной частоте ПЭП.

Смена полярности колебаний при 10 МГц обусловлена не физическими причинами, а особенностями конструкции регистрирующего ПЭП на этой частоте.

Чтобы оценить вклад убегающих электронов “аномальной” энергии ($\epsilon > eV_m$) в УЗК, пластмассовый звукопровод был отодвинут на расстояние 1 мм от анода, который является прозрачным для электронов этой энергии. В такой редакции эксперименты по регистрации УЗК оказались отрицательными и, следовательно, по крайней мере этот компонент убегающих электронов не является источником УЗК.

Следующая серия экспериментов была выполнена с целью определить зависимость амплитуды колебаний A от величины межэлектродного расстояния и сравнить эффективность возбуждения УЗК при пробое воздуха наносекундными и микросекундными импульсами с эффективностью возбуждения посредством ПЭП и наносекундным электронным пучком. Результаты представлены на рис. 3. УЗК возбуждались в

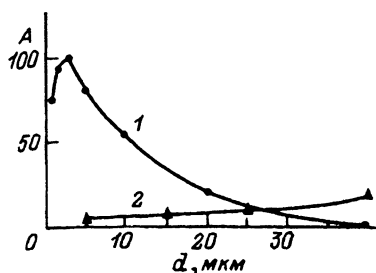


Рис. 3. Зависимость амплитуды колебаний от межэлектродного расстояния для наносекундного (1) и микросекундного (2) импульса высокого напряжения.

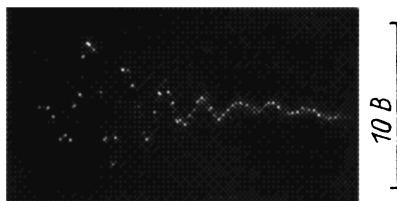


Рис. 4. Колебания, возбужденные электронным пучком ($U = 3.5$ Дж, $f = 2.5$ МГц) (развертка 3.5 мкс).

металлическом цилиндре высотой 50 мм и диаметром 50 мм. Цилиндр располагался вертикально так, что его нижнее основание являлось анодной поверхностью. На верхнем основании цилиндра располагался регистрирующий ПЭП, сигнал с которого подавался на осциллограф через дефектоскоп, используемый как униполярный усилитель.

В случае наносекундного импульса высокого напряжения зависимость $A(d)$ имеет максимум в окрестности $d \approx 3$ мм. Максимум, возможно, коррелирует с переходом от контрагированной формы пробоя (малые d) к диффузной (большие d) [9].

В окрестности максимума амплитуда A в 30 раз меньше, чем амплитуда УЗК, возбуждаемых ПЭП с резонансной частотой $f = 2.5$ МГц. Амплитуда волн, возбуждаемых электронным пучком при $f = 2.5$ МГц, почти в 10 раз больше, чем при пробое воздуха наносекундным импульсом высокого напряжения, но полная эффективность, определяемая по отношению к запасенной энергии U , оказалась практически одинаковой. Следует отметить, что УЗК, возбужденные электронным пучком, генерируют в ПЭП биполярный сигнал, а УЗК, возбужденные разрядом при малых d , — униполярный (ср. рис. 1, б и 4), что, следуя [14], можно объяснить непрерывным воздействием нагрузки на поверхность образца, если исходить из механизма генерации УЗК ударной волной [4–8], но не генерацией колебаний пучком убегающих электронов или иным механизмом, в основе которого лежит воздействие электронов непосредственно на анод, поскольку в этом случае длительность нагрузки по крайней мере на порядок меньше периода УЗК, т.е. $f \cdot 3\Delta t \ll 1$. Во всяком случае в этом направлении необходимы дополнительные эксперименты.

При пробое воздуха импульсами высокого напряжения микросекундного диапазона для всех d формируется контрагированный канал. Амплитуда УЗК, возбуждаемых в этом случае, является возрастающей функцией d в соответствии с тем, что $V_m(d)$ также растет с увеличением d [9], причем $A(\text{микро}) > A(\text{нано})$ в области $d > 25$ мм, хотя $A(\text{микро})$ при 40 мм все же остается в 5 раз меньше, чем максимальное значение $A(\text{нано})$.

Несомненный интерес представляет оценка зависимости максимальной амплитуды колебаний A от энергии, запасенной в высоковольтном блоке генератора U . Результаты соответствующих экспериментов иллюстрируются рис. 2 и сведены в таблицу, где представлены значения A (мВ) как среднее из 10 измерений.

U , Дж	d , мм	Резонансная частота ПЭП, МГц			
		1.25	2.5	5	10
0.5	5	570	400	180	110
	5	890	610	270	190
1	10	480	350	240	110
	20	120	100	30	20

Из таблицы видно, что при $d = 5$ мм увеличение U в 2 раза привело к увеличению амплитуды приблизительно в 1.5 раза, т.е. к увеличению интенсивности колебаний ($\sim A^2$) также приблизительно вдвое во всем диапазоне частот.

Таким образом, подтверждается высокая эффективность импульсных разрядов в воздухе как источников звуковых колебаний в твердых телах в широком диапазоне ультравысоких частот. Абсолютные значения амплитуды колебаний в мегагерцовом диапазоне составляет величину порядка 1–2 нм. Эффективность генерации УЗК разрядом сравнима с эффективностью наносекундного пучка электронов и лишь на порядок величины хуже эффективности ПЭП.

Использование высоковольтных генераторов позволяет реализовать в воздухе многократные перенапряжения и продвигнуться в область сантиметровых расстояний d между высоковольтным электродом и исследуемым образцом. Зависимость амплитуды УЗК от d обладает четко выраженным максимумом, который может быть обусловлен изменением локальной плотности потока мощности, подводимой к поверхности образца, в связи с переходом от контрагированной формы пробоя к объемной. При этом не исключается конкуренция и смена механизмов генерации УЗК: абляция поверхности; газоразрядная ударная волна; электронный пучок, генерируемый плазмой в сильном электрическом поле. При малых d , вероятно, преобладают два первых механизма, при больших d — последний. Амплитуда колебаний является медленно убывающей функцией частоты в диапазоне 1–10 МГц.

Продвижение в область больших d , отсутствие эрозии поверхности образца в этой области, возможность разделить во времени электромагнитную наводку и полезный сигнал усиливают оптимистические надежды, выраженные авторами [3] относительно возможности применения искрового разряда в воздухе в качестве дешевого источника УЗК для дистанционного неразрушающего контроля материалов.

Список литературы

- [1] Ермолов И.Н. Теория и применение неразрушающего контроля. М.: Машиностроение, 1981.
- [2] Chretien N., Duigou M., Poulard S. // Proc. 9th World Conf. on NDT. Melbourne (Australia), 1979. P. 1–9.
- [3] Cooper J.A., Dewhurst R.J., Moody S., Palmer S.B. // IEEE Proc. 1984. Vol. 131. Pt.A. P. 275.
- [4] Королев С.В., Красильников В.А., Крылов В.В. // Акуст. журн. 1987. Т. 33. № 4. С. 774–776.
- [5] Королев С.В., Крылов В.В. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. № 1. С. 41–47.
- [6] Королев С.В., Крылов В.В. // Акуст. журн. 1990. Т. 36. С. 303–307.
- [7] Королев С.В., Крылов В.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 21. С. 1945–1949.
- [8] Krylov V.V. // J. Phys. D. 1992. Vol. 25. P. 155–161.

- [9] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Цукерман В.А.* // УФН. 1990. Т. 160. С. 49–82.
- [10] *Бабич Л.П., Лойко Т.В., Недойкаш Ю.М.* // Матер. VII Всесоюз. конф. по физике низкотемпературной плазмы. Минск, 1991. С. 108–109.
- [11] *Babich L.P., Loiko T.V., Nedoikach Yu.M.* // Proc. 13th World Conf. on NDT. Sao Paulo (Brazil), 1992.
- [12] *Seryby C.B., Wadley H.N.G.* // J. Phys. D. 1978. Vol. 11. P. 1487–1494.
- [13] *White R.M.* // J. Appl. Phys. 1963. Vol. 34. P. 3557.
- [14] *Takeda M., Otani T.* // Jap. J. Appl. Phys. 1981. Vol. 20. Suppl. 20-3. P. 41–44.
-