

УДК 534.286

УСИЛЕНИЕ АКУСТИЧЕСКИХ ВОЛН В ПЛАЗМЕ МОЛЕКУЛЯРНОГО ГАЗОВОГО РАЗРЯДА

© 2002 г. Г. А. Галечян, А. Р. Мкртчян

Институт прикладных проблем физики НАН Армении 375014 Ереван, ул. Нерсисяна 25

E-mail: malpic@iapp.sci.am

Поступила в редакцию 06.03.2001 г.

В результате экспериментального исследования распространения звука вдоль положительного столба получено, что в стационарном диффузионном разряде в азоте происходит усиление звука в соответствии с линейной теорией, в то время как при резком поперечном сжатии разряда наступает скачкообразный значительный рост коэффициента усиления вследствие крутой зависимости константы релаксации колебательно-возбужденной молекулы от температуры газа, что согласуется с нелинейной теорией усиления звука в молекулярно-неравновесном газе. Показано, что добавление кислорода в разряд азота приводит к увеличению коэффициента усиления звука в плазме, вследствие того, что константа колебательной релаксации возбужденной молекулы азота кислородом на два порядка выше, чем азота азотом.

Механизмы усиления звука в неравновесной плазме инертных газов рассматриваются в [1–4]. В [5–6] приводятся результаты экспериментального исследования указанного явления. Теоретические исследования возможностей усиления звука в плазме молекулярного газа с большим запасом колебательной энергии описаны в [7–11]. В них обсуждаются различные механизмы усиления звука в колебательно-неравновесной среде.

В работах [7–9] рассматривается процесс линейного усиления звука в неравновесном молекулярном газе, устанавливается связь между коэффициентом усиления звука малой интенсивности с константой скорости релаксации колебательно-возбужденных молекул. Эта теория описывает начальную стадию развития звука в усиливающем колебательно-неравновесном газе, однако она не учитывает нелинейный характер распространения звука, который содержит в себе процессы взаимного влияния звука и усиливающей среды. Эти эффекты взаимовлияния звука и газа определяют поведение звуковой волны при высоких уровнях усиления. Нелинейная теория усиления звука в неравновесно-колебательном газе анализируется в работе [10]. Отметим, что публикации, посвященные результатам экспериментального исследования усиления звука в плазме молекулярного газа, весьма ограничены. Укажем работу [11], в которой представлены результаты исследования процессов усиления звука в разряде азота, воздуха и смесей азота с аргоном при низких давлениях.

В данной работе приведены результаты измерений коэффициента усиления звука в разряде азота и смесей азота с кислородом в диффузион-

ном разряде, при резком сжатии положительного столба, в шнурованном и в расшнурованном звуком разрядах при давлении 78 торр. Исследования при указанном давлении вызваны тем обстоятельством, что скачкообразное сжатие разряда в азоте наблюдалось при давлении $P \geq 78$ торр.

Исследования проводились на экспериментальном стенде, представленном на рис. 1, который состоял из кварцевой разрядной трубки с внутренним диаметром 9.8 см и длиной 52 см. Расстояние между двумя сетчатыми электродами – 27 см. Звук в разрядной трубке создавался при помощи электродинамического излучателя, прикрепленного к одному из торцов трубки. К противоположному торцу, за анодом, крепился микрофон для контроля параметров звука. Фланец, к которому был прикреплен микрофон, имел полость с диаметром, превышающим внутренний диаметр трубки. Акустический резонатор такой конструкции аналогичен цилиндрическому резонатору с одним открытым концом. Теоретические расчеты показывают [12], что частоты такого резонатора могут быть вычислены по формуле

$$f = \frac{ck}{4(L + 0.8R)},$$

где c – скорость звука, $k = 1, 3, 5 \dots$, L – длина трубки, R – радиус трубки. При резонансе на длине $L + 0.8R$ укладывается нечетное число четвертей длин волн. Именно эти резонансные частоты наблюдались в данном эксперименте в режиме стоячей звуковой волны.

Частота звука варьировалась низкочастотным генератором синусоидальных колебаний, ампли-

туда – усилителем. Сигнал с микрофона поступал на осциллограф, калибровка производилась при помощи анализатора спектров в реальном масштабе времени. Измерения выполнялись в диапазоне токов от 40 до 120 мА на первой резонансной частоте звука $f_1 = 170$ Гц. Используемый в эксперименте азот содержал до 0.07% примесей паров воды и не более 0.4% кислорода.

Вольтамперные характеристики (ВАХ) разряда в поле звуковой волны при давлении азота $P = 78$ Торр и в диапазоне токов от 40 до 120 мА приведены в [13], из которых следует, что в диффузионном разряде при увеличении тока выше $I_{p0} = 40$ мА разрядное напряжение уменьшается и при токе I_{p1} происходит резкое сжатие плазменного столба.

В разряде азота в отсутствие звука при $P = 78$ Торр переход из диффузионного состояния в шнурованное происходит при токе $I_{p1} = 70$ мА. Создание звука приводит к сдвигу I_{p1} в сторону более высоких токов. При сжатии разряда происходит скачкообразное уменьшение диаметра столба, снижение напряжения на электродах примерно на ~ 1 кВ и увеличение тока до значения I_{p2} . Измерения проводились при фиксированных значениях амплитуды звука J_0 (при токе $I_{p0} = 40$ мА). Величина интенсивности звука J_0 в зависимости от амплитуды устанавливалась в диапазоне от 66 до 88 дБ. Значение интенсивности звука при изменении тока от 40 до 120 мА не поддерживалась постоянной.

На рис. 2 приведены зависимости коэффициента усиления звука от разрядного тока при $P = 78$ Торр и частоте звука $f_1 = 170$ Гц. В диапазоне токов от $I_{p1} = 40$ мА до $I_{p1} = 73$ мА и интенсивности звука $J_0 = 68$ дБ (кривая *a*) в трубке поддерживался диффузионный разряд. Рост тока сопровождался плавным увеличением коэффициента усиления и при токе I_{p1} равнялся $K_{i1} = 2.2$ м⁻¹, который определялся как $K_{i01} = (\ln A_1/A_0)/L$, где A_0 – амплитуда звука при токе $I_{p0} = 40$ мА, A_1 – при $I_{p1} = 73$ мА, L – длина плазменного столба. При сжатии разряда происходит скачкообразный рост коэффициента усиления звука до $K_{i2} = 5.2$ м⁻¹. Величина тока в конце процесса сжатия – $I_{p2} = 77$ мА. При сжатии разряда видимая граница столба уменьшается от 5 до 0.5 см (превращаясь в ярко-светящийся шнур). Увеличение тока в шнурованном разряде от I_{p2} до $I_{p3} = 120$ мА ведет к росту амплитуды звука и коэффициента усиления до $K_{i3} = 5.9$ м⁻¹.

Исследования показывают, что при сжатии разряда в диапазоне интенсивностей J_0 от 66 до 72 дБ увеличение J_0 сопровождается скачкообразным ростом коэффициента усиления. При $J_0 = 72$ дБ наблюдается наибольший рост коэффициента усиления звука. Это видно из графика приведенного на кривой *b* рис. 2. В процессе сжатия

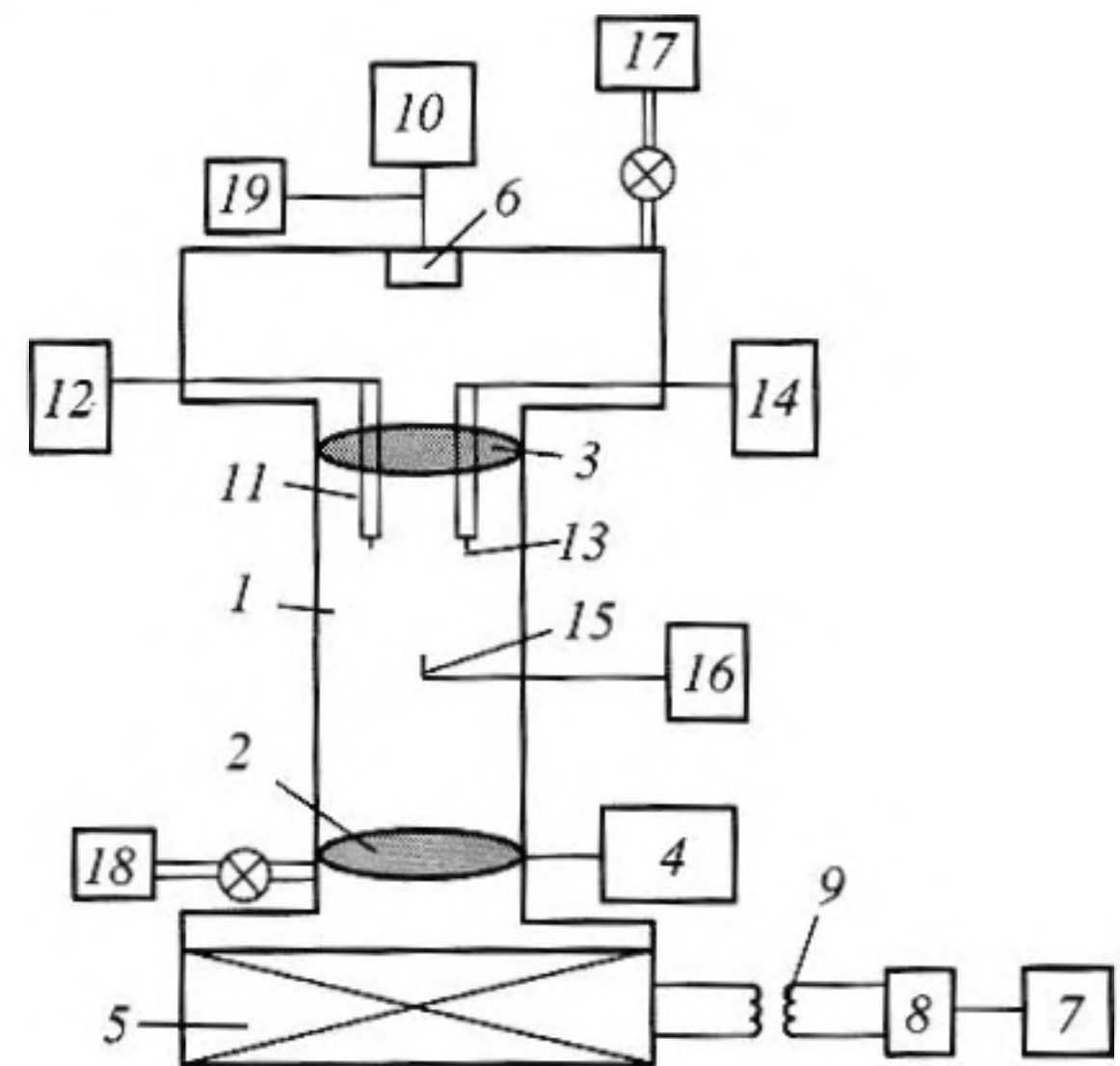


Рис. 1. Схема экспериментального стенда: 1 – газоразрядная трубка, 2 и 3 – сетчатые электроды, 4 – высоковольтный источник постоянного тока, 5 – электродинамический излучатель звуковых колебаний, 6 – микрофон, 7 – низкочастотный генератор синусоидальных колебаний, 8 – усилитель, 9 – разделительный трансформатор, 10 – осциллограф, 11 – электрические зонды для измерения напряженности продольного электрического поля, 12 – прибор для измерения электрического поля, 13 – одиночный электрический зонд, 14 – источник питания электрического зонда, 15 – термопарный датчик, 16 – схема для термопарных измерений, 17 – система для подачи газа в разрядную трубку, 18 – вакуумный насос, 19 – анализатор звуковых колебаний.

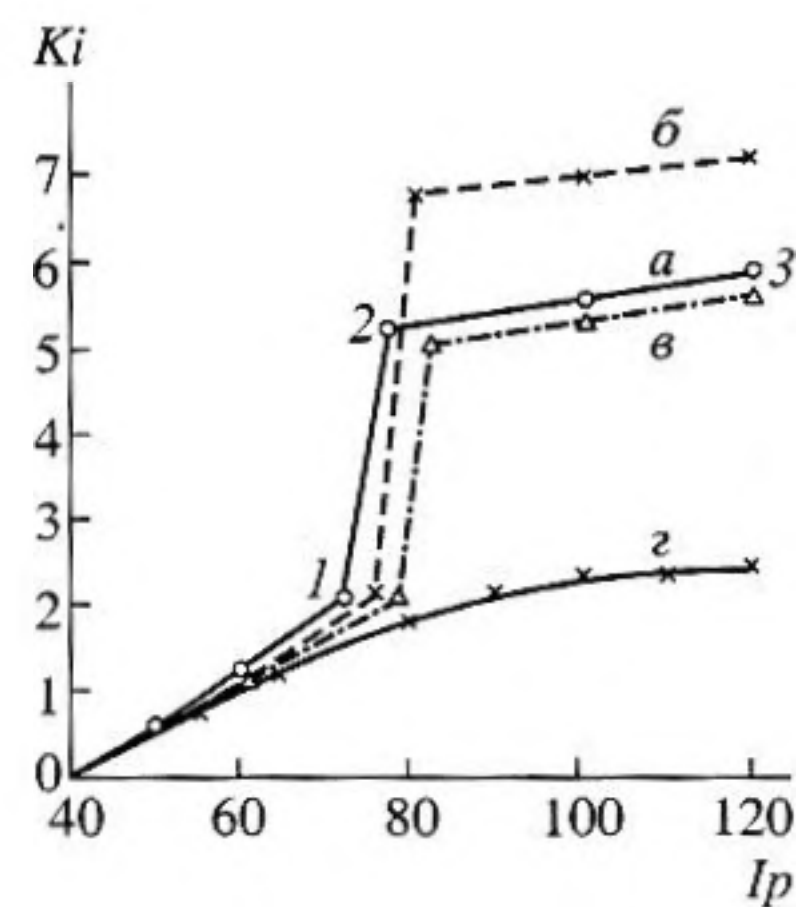


Рис. 2. Графики зависимости коэффициента усиления звуковой волны от величины тока в разряде азота при давлении 78 торр и при первой резонансной частоте $f_1 = 170$ Гц в трубке с внутренним диаметром 9.8 см: *a* – для интенсивности $J_0 = 66$ дБ (при токе $I_{p0} = 40$ мА), *б* – 72 дБ, *в* – 76 дБ, и *г* – 88 дБ (расшнурованный разряд).

амплитуда звука возрастает настолько резко (при росте тока от $I_{p1} = 76$ мА до $I_{p2} = 80$ мА), что коэффициент усиления становится равным $K_{i2} = 6.6$ м⁻¹. Увеличение тока в шнурованном разряде от $I_{p2} =$

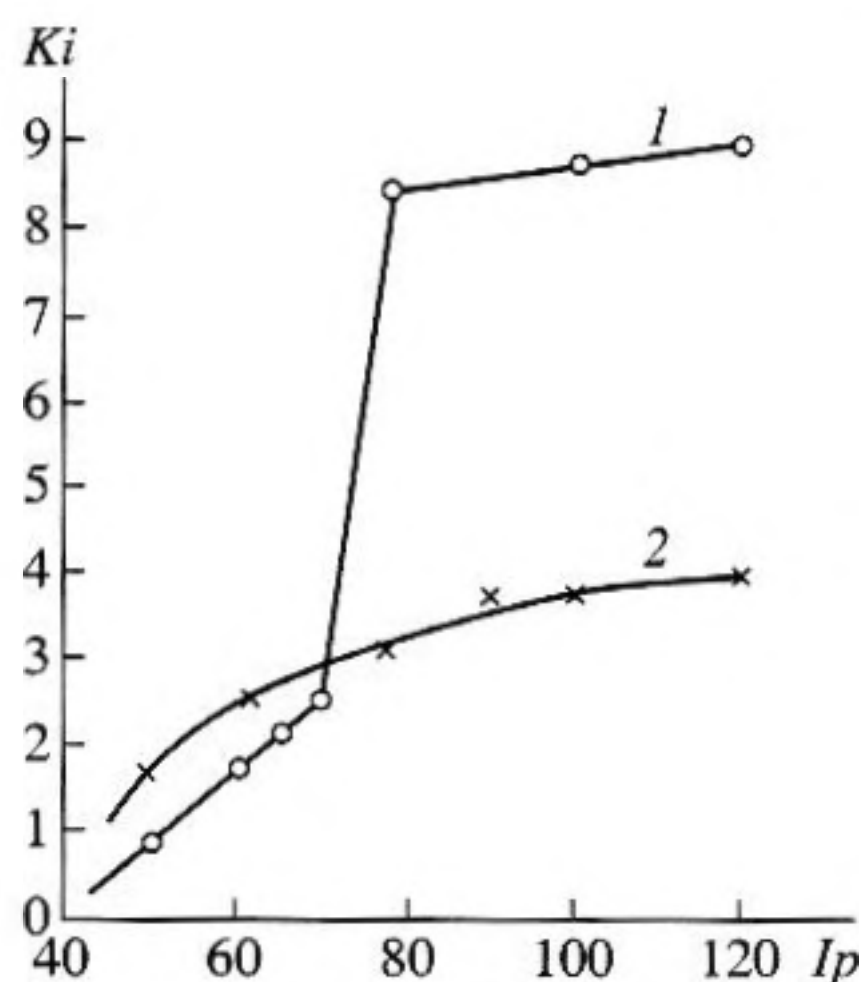


Рис. 3. Графики зависимости коэффициента усиления звуковой волны от величины тока в разряде смеси азота с кислородом (10%) при давлении 78 торр: кривая 1 соответствует интенсивности звука $J_0 = 72$ дБ, 2 — 88 дБ.

= 80 мА до $I_{p3} = 120$ мА сопровождается плавным ростом усиления звука и достигает $K_{i3} = 7.2$ м⁻¹.

При $J_0 > 72$ дБ увеличение интенсивности сопровождается ослаблением эффекта скачкообразного роста амплитуды звука. Это видно на кривой в рис. 2 при $J_0 = 76$ дБ. В этих условиях начало сжатия наступает при токе $I_{p1} = 78$ мА, а конец — при $I_{p2} = 82$. Скачок коэффициента усиления приводит к тому, что в конце процесса сжатия $K_{i2} = 5.0$ м⁻¹. Коэффициент усиления в шнуrowанном разряде при токе $I_{p1} = 120$ мА равен $K_{i3} = 5.6$ м⁻¹. Повышение интенсивности звука в шнуrowанном разряде до $J_0 = 88$ дБ (кривая 2 рис. 2) сопровождается расшнурованием плазменного столба под влиянием вихревого акустического течения возникающего в трубке [14]. Диаметр видимой границы столба увеличивается в ~10 раз. Коэффициент усиления звука при росте в таком разряде от $I_{p0} = 40$ мА возрастает и при $I_{p3} = 120$ мА становится равным $K_{i3} = 2.5$ м⁻¹.

Далее рассмотрим влияние примеси O_2 в разряде N_2 на коэффициент усиления звука в плазме. Добавление O_2 к разряду N_2 приводило к сдвигу резонансной частоты ($f_1 = 170$ Гц) вниз. При содержании в смеси 10% O_2 $f_1 = 167$ Гц, 20% — 165 Гц, 40% — 162 Гц. ВАХ разряда в смеси $N_2 + 10\%O_2$ приведена в [13], на которой обозначено, что скачкообразное сжатие столба наступает при токе $I_{p2} = 69$ мА (при интенсивности 72 дБ).

На рис. 3 представлены зависимости коэффициента усиления звука от тока в разряде смеси $N_2 + O_2$ (10%). Из кривой 1 рис. 3 видно, что при увеличении тока в диффузионном разряде от $I_{p0} = 40$ мА до $I_{p1} = 69$ мА (непосредственно до сжатия) происходит плавный рост коэффициента усиления звука до $K_{i1} = 2.56$ м⁻¹. В процессе сжа-

тия, когда ток скачкообразно растет до $I_{p2} = 76$ мА коэффициент усиления увеличивается до $K_{i2} = 8.4$ м⁻¹. Дальнейшее повышение тока в шнуrowанном разряде приводит к росту коэффициента усиления и при токе 120 мА становится равным $K_{i3} = 9$ м⁻¹.

При интенсивности звука $J_0 = 88$ дБ происходит расшнурование разряда вихревым движением. На кривой 2 рис. 3 видно, что в расшнурованном разряде увеличение тока выше 40 мА приводит к росту коэффициента усиления звука и при $I_{p3} = 120$ мА равен $K_{i3} = 4$ м⁻¹.

Из приведенных результатов следует, что с ростом процентного содержания O_2 в смесях $N_2 + O_2$ скачок коэффициента усиления звука при сжатии разряда проявляется сильнее. На рис. 4 представлена зависимость величины скачка коэффициента усиления звука в плазме при сжатии разряда от процентного содержания O_2 в смесях $N_2 + O_2$. Из представленного графика следует, что при содержании в смеси $N_2 + O_2$ 40% скачок коэффициента усиления в результате сжатия равен $K_{i2} = 8$ м⁻¹.

Проанализируем результаты экспериментальных исследований усиления звука в плазме молекулярных газов. Физический механизм усиления звука в колебательно-неравновесном газе заключается в следующем. Обмен энергией между внутренними и поступательными степенями свободы в разные периоды звуковой волны происходит по-разному. Сброс энергии в поступательные степени свободы в полупериоде звука, соответствующий увеличению температуры, может превышать обратный процесс в полупериоде, где температура меньше равновесной (основным фактором, влияющим на скорость обмена энергией, является температура и при ее повышении сброс энергии повышается) [9].

В диффузионном разряде при увеличении тока от $I_{p0} = 40$ мА до I_{p1} (непосредственно до сжатия) сопровождается ростом коэффициента усиления. Это связано с тем обстоятельством, что повышение тока приводит к возрастанию концентрации электронов, газовой температуры на оси разряда и частоты колебательной релаксации τ_{VT} . Наблюдаемое явление согласуется с линейной теорией усиления звуковой волны в диффузионном тлеющем разряде [7–9].

Для рассмотрения скачка коэффициента усиления звука при шнуrowании разряда перечислим условия при которых наступает сжатие. Повышение тока в разряде сопровождается увеличением температуры газа, вследствие чего соотношение между объемной и стеночной дезактивацией колебательно-возбужденных молекул изменится в сторону объемных процессов [15]. При этом переход от режима стеночной к объемной дезактивации может принимать характер неустойчивости типа теплового взрыва. Развитие этой неус-

тойчивости имеет место при условии, если время колебательной релаксации молекул окажется соизмеримым с временем теплоотвода к стенке трубки. При выполнении указанного условия колебательная релаксация, сопровождающаяся интенсивным тепловыделением, происходит лавинообразно, в результате чего разряд переходит в шнурованное состояние, при котором практически все колебательно-возбужденные молекулы, образующиеся в разряде, дезактивируются в объеме; так значительная часть вводимой в разряд энергии преобразуется в тепло [15].

Распространение звука вдоль плазменного столба приводит к модуляции температуры и плотности газа в разряде, которая вызывает модуляцию тепловыделения из-за колебательной релаксации. Это в свою очередь приведет к увеличению первоначальной глубины модуляции температуры и плотности газа и к росту интенсивности звука. Если при скачкообразном сжатии разряда и росте температуры газа на оси столба время релаксации τ_{VT} будет меньше периода звуковой волны τ_s , то интенсивность тепловыделения будет модулироваться звуком, что приведет к росту первоначальной глубины модуляции температуры и плотности газа и соответственно к скачку амплитуды звука.

Измерение температуры газа на оси диффузионного столба термопарой показали, что она не превышает 860 К. Сжатие разряда при постоянном давлении приводит к установлению на оси столба температуры 935 К. В чистом азоте константа колебательной релаксации при температуре 900 К $k_{VT} = 10^{-16}$ см³/с [16], а время релаксации $\tau_{VT} = (k_{VT}N)^{-1} \cong 1.1 \times 10^{-2}$ с. Период звуковых колебаний $\tau_s = 6 \times 10^{-3}$ с; следовательно, $\tau_{VT} > \tau_s$. В связи с тем, что азот содержал примеси 0.07% паров воды, ситуация на самом деле выглядит иначе. При температуре 900 К константа колебательной релаксации молекул азота молекулами воды $k_{VT} = 10^{-13}$ см³ [17]. Среднее время релаксации колебательно-возбужденных молекул в смеси азота с 0.07% парами воды при давлении 78 торр $\tau \cong 5 \times 10^{-3}$ с, т.е. $\tau_{VT} < \tau_s$. Так как смесь азота с парами воды содержала еще 0.4% кислорода, то время релаксации τ_{VT} еще меньше [18], т.е. в данных экспериментальных условиях идет интенсивная колебательная релаксация, приводящая к повышению температуры газа в плазме, которая, вследствие резкого характера зависимости константы колебательной релаксации от температуры $k_{VT}(T)$, приводит к дальнейшему повышению температуры газа и т.д. Таким образом происходит процесс нелинейного усиления звука в плазме в соответствии с теорией этого явления, рассмотренной в [10]. Рост интенсивности звука в разряде азота выше $J_0 > 75$ дБ сопровождается уменьше-

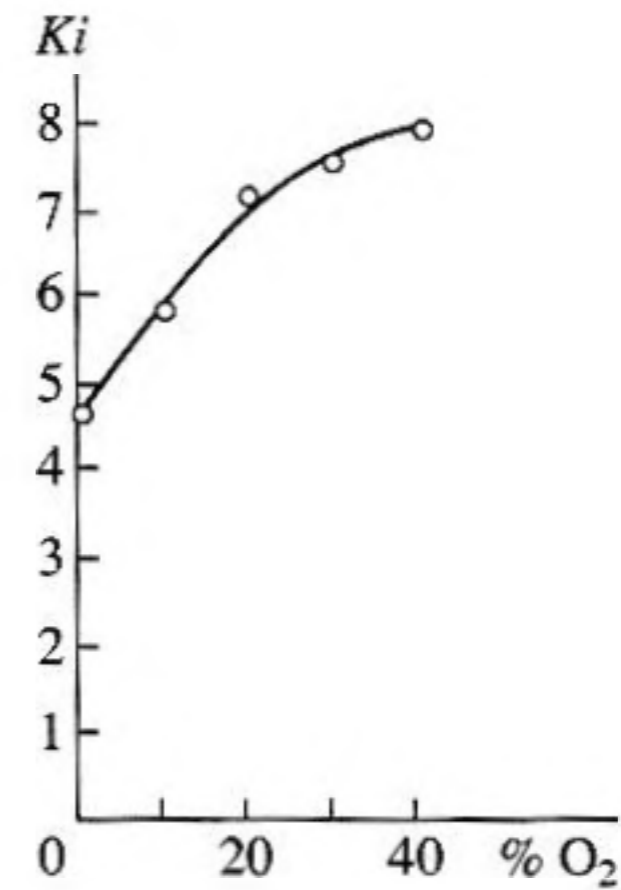


Рис. 4. График зависимости коэффициента усиления звуковой волны в процессе сжатия разряда от процентного содержания кислорода в его смесях с азотом при давлении в трубке $P = 78$ торр и интенсивности звука $J_0 = 72$ дБ.

нием величины скачка коэффициента усиления. Это связано с зарождением в разряде акустического течения [19], сопровождаемого возникновением вихревого движения, повышением теплоотвода. При интенсивности $J_0 \geq 88$ дБ происходит расшнурование разряда, видимая граница диаметра столба увеличивается более чем в 10 раз, существенно снижается температура газа на оси разряда. Измерения показывают, что температура газа на оси трубки при интенсивности звука 85 дБ понижается более чем на 100°. Уменьшение температуры газа в плазме приводит к замедлению процессов колебательной релаксации. Устраняется сам процесс сжатия и вместе с нею скачок амплитуды звука. Тем не менее, при распространении интенсивной звуковой волны вдоль разряда, в котором имеет место интенсивное перемешивание плазмы, происходит усиление звука.

Рассмотрим процессы влияния кислорода на коэффициент усиления звука в разряде азота. При сравнении коэффициента усиления звука в разряде азота (рис. 2) с разрядом в смеси $N_2 + O_2$ (10%) видно, что коэффициент усиления звука непосредственно до контракции на рис. 3 $K_{i01} = 2.56$ м⁻¹, в то время как в чистом азоте (рис. 2) $K_{i01} = 2.2$ м⁻¹. На рис. 4 представлен график зависимости коэффициента усиления звука в процессе сжатия разряда от процентного содержания O_2 в его смесях с N_2 , из которого видно, что при 40% O_2 скачок коэффициента усиления составляет 8 м⁻¹, в то время как в чистом азоте $N_2 \sim 4.75$ м⁻¹. Это связано с тем обстоятельством, что константа колебательной релаксации азота кислородом на два порядка больше чем азота азотом [18]. В расшнурованном разряде в смеси $N_2 + O_2$ (10%) коэффициент усиления при токе 120 мА равен

($K_i = 4 \text{ м}^{-1}$), в то время как при тех же условиях в азоте он равен 2.56 м^{-1} .

Таким образом, при распространении звука вдоль разряда молекулярного газа с ростом тока происходит плавное увеличение коэффициента усиления в соответствии с линейной теорией [7–9], в то время как при сжатии разряда наступает резкий рост коэффициента усиления (нелинейное усиление [10]).

Величина коэффициента усиления звука в диффузионном разряде молекулярного газа (зависит от его природы) в несколько раз превышает его значение в атомарных газах при аналогичных условиях [5–6].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цендин Л.Д. Влияние разогрева электронов на акустическую неустойчивость плазмы в электрическом поле // ЖТФ. 1965. Т. 35. В. 11. С. 1972–1977.
2. Ingard U. Acoustic wave generation and amplification in a plasma // Phys. Rev. 1966. V. 145. № 1. P. 41–45.
3. Завершинский И.П., Коган Е.Я., Молевич Н.Е. Акустические волны в частично ионизованном газе // Акуст. журн. 1992. Т. 38. В. 4. С. 702–709.
4. Мкртчян А.Р., Торосян О.С. К теории усиления акустических волн в слабоионизированной плазме // Акуст. журн. 1999. Т. 45. В. 3. С. 633–641.
5. Hasegawa M. Amplification of sound in partially ionized gases // J. Phys. Soc. Japan. 1974. V. 37. № 1. P. 193–199.
6. Галечян Г.А., Мкртчян А.Р., Диванян Э.Г. Усиление акустических волн в плазме // Акуст. журн. 1990. Т. 36. В. 2. С. 364–366.
7. Bauer H.-J., Bass H.E. Sound amplification from controlled excitation reactions // Phys. Fluids. 1973. V. 16. № 7. P. 988–996.
8. Коган Е.Я., Мальнев В.Н. Распространение звука в колебательно-неравновесном газе // ЖТФ. 1977. Т. 47. В. 3. С. 653–655.
9. Осипов А.И., Уваров А.В. Распространение гидродинамических возмущений в колебательно-неравновесном газе // Инж. физ. журн. 1988. Т. 55. В. 1. С. 149–164.
10. Елецкий А.В., Степанов Е.В. Нелинейное усиление звуковой волны в неравновесном молекулярном газе // Химическая физика. 1989. В. 9. С. 1247–1250.
11. Александров Н.Л., Напартович А.П., Паль А.Ф., Серов А.В., Старостин А.Н. Усиление звуковых волн в плазме газового разряда // Физика плазмы. 1990. Т. 16. В. 4. С. 862–870.
12. Авдусь и др. Практикум по общей физике. М.: Просвещение, 1970. С. 84.
13. Галечян Г.А., Мкртчян А.Р., Тавакалян Л.Б. Скачок амплитуды звуковой волны при контракции разряда в азоте // Физика плазмы. 1993. Т. 19. В. 117. С. 1400–1405.
14. Галечян Г.А. Акустические волны в плазме // УФН. 1995. Т. 165. № 12. С. 1357–1379.
15. Елецкий А.В. Механизмы сжатия тлеющего разряда / В кн. Химия плазмы. 1982. Вып. 9. С. 151–178.
16. Елецкий А.В., Палкина Л.А., Смирнов Б.М. Явления переноса в слабоионизированной плазме. М.: Наука, 1982.
17. Whitson M., McNeal R. Temperature dependence of the quenching of vibrationally excited N_2 by and H_2O . J. Chem. Phys. 1977. V. 66. № 8. P. 2696–2700.
18. Кондратьев В.Н. Кинетика химических газовых реакций. М.: Изд-во АН СССР, 1958.
19. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Гидродинамика. М., Наука, 1986. С. 430.

Acoustic Wave Amplification in a Plasma of a Gaseous Discharge

G. A. Galechyan and A. R. Mkrtchyan

*Institute of Applied Problems of Physics, National Academy of Sciences of Armenia,
ul. Nersesyana 25, Yerevan, 375014 Armenia*

e-mail: malpic@iapp.sci.am

Abstract—From the experimental investigation of the sound propagation in a gaseous discharge, it is established that, in a stationary diffusive discharge in nitrogen, the sound amplification takes place according to the linear theory, whereas a sharp transverse constriction of the discharge leads to a sharp, jump-like increase in the amplification factor because of the steep dependence of the relaxation constant of a vibrationally excited molecule on the gas temperature. This result agrees well with the nonlinear theory of sound amplification in a nonequilibrium molecular gas. It is shown that the introduction of oxygen in the nitrogen discharge leads to an increase in the sound amplification factor in the plasma, because the constant of the vibrational relaxation of an excited nitrogen molecule by oxygen is two orders of magnitude greater than the constant of relaxation of nitrogen by nitrogen.