

ОБЗОРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Акустические волны в плазме

Г.А. Галечян

Обзор результатов исследований взаимодействия акустических волн с плазмой. Показано, что вариация параметров акустической волны, направленной вдоль положительного столба газового разряда, позволяет плавно менять свойства плазмы — в частности, в широких пределах понижать или повышать газовую и электронную температуру, напряженность электрического поля. Рассматриваются вопросы влияния звуковых волн на характер сжатия (контракцию) и расширения (расконтрагирования) плазменного столба и происходящие при этом явления скачкообразного роста амплитуды волны и модуляции разрядного тока. Анализируются механизмы указанных явлений. Обсуждаются аналогии в процессах взаимодействия акустической волны и потока газа на свойства плазмы. Приведены результаты изучения совместного влияния звуковой волны и потока газа на параметры газового разряда.

PACS numbers: 52.35.Dm, 51.40.+p

Содержание

1. Введение (1357).
 2. Влияние звуковой волны на параметры плазмы тлеющего разряда (1358).
 - 2.1. Электрические параметры разряда в поле акустической волны.
 - 2.2. Температура газа в плазме.
 - 2.3. Температура и концентрация электронов в плазме.
 3. Контрагирование положительного столба в поле звуковой волны (1367).
 - 3.1. Влияние звуковой волны на контракцию разряда.
 - 3.2. Модуляция разрядного тока звуком при контракции положительного столба.
 - 3.3. Скачок амплитуды звуковой волны при контракции газового разряда.
 4. Совместное влияние звуковой волны и потока газа на параметры разряда (1373).
 - 4.1. Расконтрагирование разряда в потоке газа звуковой волной.
 - 4.2. Влияние звуковой волны на электрическое поле в разряде с потоком газа.
 - 4.3. Влияние звуковой волны на градиент температуры в разряде с потоком газа.
 - 4.4. Зависимость электронной температуры в разряде с потоком азота от интенсивности звуковой волны.
 - 4.5. Результаты экспериментальных исследований.
 5. Механизмы взаимодействия звука с газоразрядной плазмой (1377).
 6. Заключение (1378).
- Список литературы (1378).

1. Введение

Низкотемпературная плазма — частично ионизованное состояние газа, активно реагирующее на малейшие внешние воздействия. Незначительный нагрев стенки камеры с плазмой вызывает заметное перераспределение концентрации заряженных частиц по сечению плазменного столба. Слабая ламинарная прокачка газа вдоль плазменного столба приводит к его сжатию и уменьшению температуры электронов в приосевой области разряда. Быстрый поток газа, циркулирующий по направлению контрагированного положительного столба, приводит к расширению диаметра разряда, увеличению электрического поля в плазме, повышению температуры электронов и другим явлениям.

Изучение свойств плазмы и процессов ее взаимодействия с внешними воздействиями всегда было актуальным, поскольку помимо выяснения новых физических механизмов результаты таких научных исследований получали быстрое практическое применение. Наиболее подробно исследовано влияние электромагнитных волн, электронных, ионных и нейтральных пучков на свойства плазмы. Им посвящено множество обзоров и монографий. Наряду с этим относительно мало изучено влияние акустических волн на параметры плазмы. К этому вопросу в последние годы возник повышенный интерес, получены достаточно обнадеживающие результаты, опубликовано большое число статей, из которых целесообразно составить обзор с обобщением данных. Перечислим некоторые явления, возникающие в плазме при распространении акустической волны.

Увеличение интенсивности стоячей звуковой волны, направленной вдоль положительного столба газового разряда, приводит к понижению температуры газа в плазме, уменьшению радиального градиента температуры газа, повышению напряженности продольного электрического поля и температуры электронов, созда-

Г.А. Галечян. Институт прикладных проблем физики
Национальной академии наук Армении
Ереван, ул. Киевская, Республика Армения
Тел. (375-010) 56-85-18

Статья поступила 25 ноября 1994 г.,
после доработки 16 июня 1995 г.

нию однородного стабилизированного неконтрагированного разряда при высоких давлениях газа. Помимо этого звуковая волна вызывает расслоение положительного столба, модуляцию разрядного тока, электрического поля, изменение температуры и концентрации электронов.

В низкотемпературной плазме из-за разности температуры электронов и температуры тяжелых частиц и немаксвелловского распределения электронов по энергиям реализуется термодинамически неравновесное состояние в среде, которое может приводить к усилению звуковой волны, распространяющейся в плазме [1]. Флуктуации газодинамических параметров среды могут вызвать развитие акустической неустойчивости в плазме [1–3]. Наиболее общий механизм усиления звуковой волны в плазме связан с объемным тепловыделением, зависящим от плотности заряженных частиц. Механизм усиления звука, связанный с отрицательной вязкостью, рассмотрен в [4, 5]. Тепловой механизм на основе гидродинамического подхода проанализирован в [6–8]. Усиление звуковых волн, созданных при помощи внешнего источника и распространяющихся вдоль положительного столба тлеющего разряда в инертных газах, исследовалось в [9–12].

В [12, 13] рассматривается анизотропия коэффициента усиления в зависимости от направления распространения бегущей звуковой волны относительно дрейфа электронов. Механизм формирования анизотропии коэффициента усиления звука в газоразрядной плазме исследуется в работе [13]. В молекулярном колебательно-неравновесном газе усиление звука возможно из-за превращения избыточной колебательной энергии в энергию звуковой волны. В работах [15–17] развита линейная теория распространения звуковой волны в молекулярном газе, которая не учитывает эффекты взаимного воздействия амплитуды звуковой волны и усиливающей среды. В [18] построена нелинейная теория распространения звуковой волны в молекулярном газе с учетом этих эффектов. В [12] усиление звука измерялось как в разряде инертных, так и молекулярных газов (азот, воздух и смесь азота с аргоном). Однако исследования в [12] выполнялись при сравнительно низких давлениях в разряде (от 6 до 18 тор). Исследования звуковых волн в разряде азота с кислородом при давлении 78 тор выполнялись в [19, 20]. Установлено, что при контракции положительного столба в молекулярных газах происходит скачкообразный рост амплитуды звука. В работе [14] впервые экспериментально исследовано влияние звуковых волн на свойства положительного столба и показано, что под воздействием звуковой волны, направленной вдоль разряда, однородный положительный столб расслаивается.

Из далеко не полного перечня явлений, возникающих при распространении акустических волн в плазме, следует, что возникло новое направление исследований на стыке акустики и плазмы, которое помимо научного интереса будет иметь и прикладное значение. С помощью звуковых волн можно управлять практически всеми параметрами плазмы в разряде.

В данном обзоре основное внимание будет уделено вопросам влияния акустических волн на параметры плазмы тлеющего разряда, поскольку усиление звуковых волн в плазме уже анализировалось в обзоре [5], опубликованном в последнее время. Здесь будут описаны

процессы влияния акустических волн на температуру газа в плазме, электрическое поле в разряде, температуру и концентрацию электронов, а также рассмотрены аналогии процессов влияния прокачки газа и звуковых волн на свойства положительного столба и изложены вопросы совместного воздействия звука и потока газа на параметры газового разряда.

2. Влияние звуковой волны на параметры плазмы тлеющего разряда

Тлеющий разряд — наиболее простое и исследованное плазменное образование. В пространстве между двумя электродами, расположенными на концах трубки, приложенное электрическое поле ионизирует газ, находящийся при низком давлении, создавая тем самым тлеющий разряд с протяженным положительно заряженным плазменным столбом. Газ в плазме находится в неравновесном состоянии, поскольку энергия электронов значительно превышает энергию ионов. Ионизация газа в плазме преимущественно происходит при столкновении электронов с атомами и молекулами.

Газовый разряд широко используется в многочисленных приборах и устройствах — в частности, в осветительных и рекламных лампах, газовых лазерах, магнетогидродинамических и плазмохимических генераторах и других. Поэтому важным является управление параметрами плазмы независимым путем с целью подведения их к условиям, необходимым для оптимальной работы приборов. Но не менее важным, полезным и интересным представляется изучение физических процессов, происходящих при изменении параметров плазмы под влиянием акустических волн. В связи с этим в данном разделе рассмотрим влияние звука на электрические параметры тлеющего разряда, температуру газа в плазме, концентрацию и температуру электронов.

2.1. Электрические параметры разряда в поле акустической волны

Электрическое поле определяет кинетические, плазмохимические и тепловые процессы в плазме. Исследование электрического поля позволяет понять кинетику рождения и гибели заряженных частиц в плазме, проследить за процессами сжатия и расширения плазменного столба под влиянием внешних воздействий. При сжатии положительного столба разряда в условиях постоянного давления газа происходит увеличение плотности тока в приосевой области и уменьшение продольного электрического поля, а при расширении разряда наблюдаются обратные явления.

Рассмотрение электрического поля в плазме в отсутствие внешнего воздействия приведено в монографиях [21, 22]. Здесь проанализируем результаты экспериментального исследования влияния акустических волн на электрическое поле в плазменном столбе при различных интенсивностях и частотах звуковой волны [23, 24], сопоставим их с данными, полученными при воздействии потока газа на электрическое поле в разряде [25], и затем рассмотрим физические механизмы, определяющие эти процессы.

Измерения влияния звуковых волн на электрическое поле в положительном столбе выполнялись на экспериментальном стенде с закрепленной кварцевой трубкой (установленной вертикально) с внутренним диаметром

9,8 см и длиной $L = 52$ см [33]. Расстояние между кольцевыми сетчатыми электродами составляло 27 см. Электрическое питание производилось высоковольтным источником постоянного тока. К одному из торцов разрядной трубки герметически крепился электродинамический излучатель звуковых волн. В противоположном торце трубки (за анодом) к фланцу прикреплялся микрофон для контроля параметров звуковой волны. Частота звука варьировалась низкочастотным генератором синусоидальных колебаний, амплитуда — усилителем. Сигнал с микрофона поступал на двухлучевой осциллограф. Значение постоянной составляющей напряженности продольного электрического поля в плазменном столбе определялось компенсационным методом, подробно описанным в [26]. Два электрических зонда располагались на расстоянии 1 см друг от друга в приосевой области разряда и могли с помощью специального устройства передвигаться вдоль положительного столба разряда в направлении от анода к катоду на расстояние до 11 см. Напряженность электрического поля определялась также и одиночным зондом. Получено хорошее совпадение измеренных двумя способами значений электрического поля.

Температура газа в разряде измерялась при помощи двух термопарных датчиков с кварцевым защитным покрытием. Один из датчиков располагался на оси положительного столба на расстоянии 8 см от анода, второй — на стенке трубки на том же расстоянии от анода. 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 [27], что собственные частоты такого резонатора могут быть вычислены по формуле

$$f_k = \frac{ck}{4(L + 0,8R)}, \quad (1)$$

где c — скорость звука, $k = 1, 3, 5, \dots$, L — длина трубки, R — радиус трубки. При резонансе на длине трубки или, точнее, на длине $L + 0,8R$ укладывается нечетное число четвертей волн. Именно эти резонансные частоты наблюдались в данном эксперименте в режиме стоячей звуковой волны.

Рассмотрим результаты измерений продольного электрического поля E в положительном столбе в диапазоне частот звука f от 130 до 200 Гц, выполненные в разряде азота и кислорода при давлении 40 тор, токе 40 мА и интенсивностях 95 и 98 дБ [28] (рис. 1).

Наибольшие значения поля получены вблизи первого резонанса $f = 170$ Гц в азоте и $f = 155$ Гц в кислороде. В отсутствие звука электрическое поле в разряде азота соответствует 105 В, а при интенсивности звука 98 дБ с частотой 170 Гц — 138 В, в кислороде соответственно без звука 55 В, а при наличии звука с резонансной частотой $f = 155$ Гц $E = 78$ В. Из приведенных результатов следует, что создание звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, вызывает рост продольного электрического поля, причем наибольший рост поля происходит при резонансной частоте звука. Увеличение интенсивности звуковой волны при постоянной частоте приводит к повышению электрического поля.

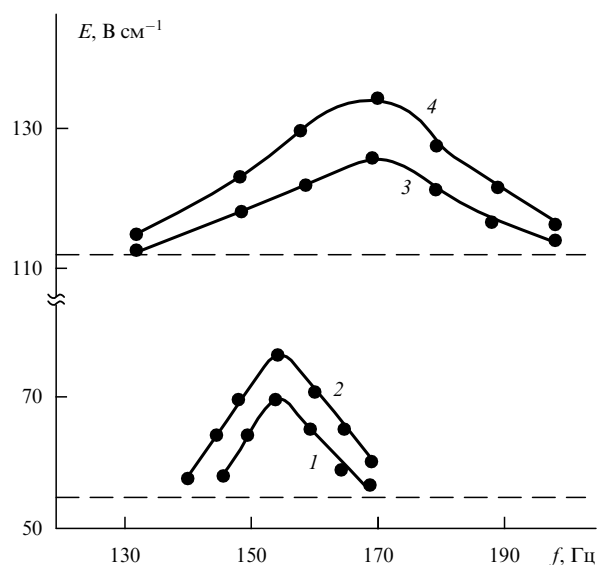


Рис. 1. Графики зависимости напряженности продольного электрического поля от частоты вблизи первого резонанса звуковой волны при давлении газа 40 тор, токе 40 Ма: кривые 1 и 2 — в разряде кислорода, 3 и 4 — в азоте (1, 3 — при интенсивности звука 95 дБ, 2, 4 — 98 дБ). Разрядная трубка диаметром 9,8 см, длиной 52 см, расстояние между сетчатыми электродами 27 см. Штриховые линии соответствуют значениям поля в разряде в отсутствие звуковой волны

Сравнение зависимостей напряженности продольного электрического поля от частоты (кривых 1 и 2 с 3 и 4 на рис. 1) показывает, что зависимость, полученная в кислороде, является более резкой, чем в азоте.

Рост значения электрического поля при повышении интенсивности звуковой волны сопровождается уменьшением температуры газа в плазме, возрастанием энергии электронов и увеличением диаметра видимой границы плазменного столба. В разряде кислорода при давлении 40 тор и токе 40 мА температура газа на оси разряда в отсутствие звука равна $T_0 = 589$ К. Создание звуковой волны с интенсивностью 95 дБ приводит к уменьшению T_0 до 548 К. Наибольшее уменьшение T_0 наблюдается при резонансной частоте. Одновременно с этим происходит повышение температуры на стенке трубки, т.е. под влиянием звуковой волны, направленной вдоль положительного столба газового разряда, происходит уменьшение радиального градиента температуры газа в плазме.

Изменение продольного электрического поля в разряде при вариации частоты звуковой волны (при постоянном давлении газа в трубке) должно сопровождаться соответствующим изменением тока. Рассмотрим изменение разрядного тока и разности электрического напряжения на электродах от частоты звуковой волны в диапазоне от 100 до 420 Гц в аргоне при давлении 110 тор и постоянной интенсивности 83 дБ в трубке длиной 100 см, с внутренним диаметром 6 см и расстоянием между электродами 85 см [23]. В отсутствие звука разрядный ток равен 50 мА, электрическое напряжение 3,5 кВ.

При создании звуковой волны и изменении частоты наибольшие отклонения рассматриваемых величин наблюдаются при резонансных частотах 190 и 380 Гц, при которых образуются стоячие волны (рис. 2). Элект-

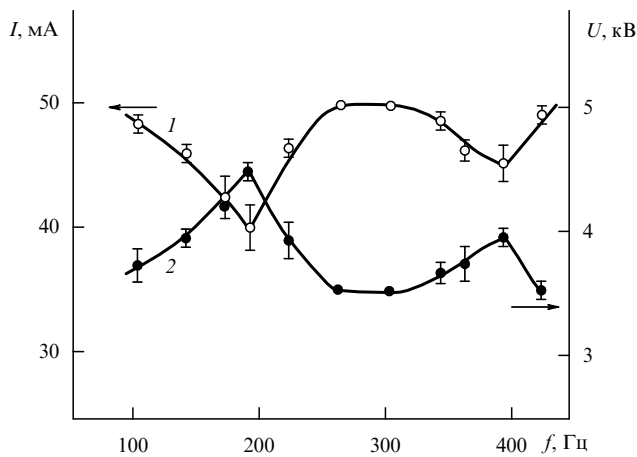


Рис. 2. Графики зависимости разрядного тока (кривая 1) и разности электрического напряжения на электродах (кривая 2) в трубке длиной 100 см и внутренним диаметром 6 см от частоты звука при интенсивности 83 дБ и давлении аргона 110 тор. Наибольшее отклонение рассматриваемых величин под влиянием звуковой волны наблюдается при резонансных частотах 190 и 380 Гц, при которых в трубке образуются стоячие волны

рический ток при частоте 190 Гц уменьшается до 40 мА, а разрядное напряжение увеличивается до 4,5 кВ. Увеличение частоты звуковых колебаний выше резонансной частоты 190 Гц приводит к увеличению тока и уменьшению разрядного напряжения, и при 250 Гц ток достигает 50 мА, а электрическое напряжение понижается до 3,5 кВ. При частотах 250–320 Гц практически ток и разрядное напряжение соответствуют значениям в отсутствие звуковой волны. Повышение частоты выше 320 Гц вызывает уменьшение тока, который имеет минимальное значение при резонансной частоте 380 Гц. Сопротивление разрядного промежутка (при постоянном давлении и подводимой электрической мощности) при 190 Гц — в 1,6 раза больше, чем в случае отсутствия звуковой волны.

Изменение электрических параметров под влиянием акустической волны сопровождалось увеличением диа-

метра положительного столба с 2 до 6 см. Температура газа на оси разряда уменьшилась при этом от 432 до 390 К, а на стенке трубки повысилась от 305 до 335 К. Таким образом, радиальный градиент температуры газа в разряде уменьшился от 127 до 55 кельвинов, т.е. более чем в два раза.

Прежде чем приступить к анализу приведенных экспериментальных данных, исследуем изменение электрического поля в широком диапазоне интенсивностей звука — от 70 до 92 дБ в разряде аргона при различных давлениях в трубке диаметром 9,8 см, длиной 52 см [29] и первой резонансной частоте, которая при этих условиях соответствует 150 Гц. В эксперименте применялся аргон газообразный, чистый; содержание аргона — не менее 99,95 %, азота — не более 0,01 %, кислорода — не более 0,0017 %, влаги — не более 0,03 г м⁻³.

Измерения напряженности продольного электрического поля в разряде аргона проведены компенсационным методом при различных давлениях газа. При давлении газа в трубке 48 тор (прямые линии 1 и 2 на рис. 3а) создание звука и увеличение его интенсивности I до 88 дБ сопровождаются незначительным уменьшением поля E . Создание звуковой волны низких интенсивностей (от 70 до 80 дБ, 1 отн. на рис. 3 ед. соответствует 74 дБ, 5,2 — 88 дБ, 6,5 — 92 дБ) при давлениях 54 тор (кривые 3 и 4 на рис. 3а) и 110 тор (кривые 1 и 2 на рис. 3б) приводит к более резкому уменьшению поля E ; в диапазоне интенсивностей больше 82–84 дБ наблюдается крутой рост продольного электрического поля. При давлении 180 тор (кривые 1, 2 на рис. 3в) во всем исследуемом диапазоне интенсивностей звуковой волны повышение j_p сопровождается возрастанием напряженности продольного электрического поля в разряде. Отметим, что при давлениях 54 тор (соответствующих кривым 3 и 4 на рис. 3а) и 110 тор (кривые 1 и 2 на рис. 3б) уменьшение электрического поля E сопровождается контракцией положительного столба и увеличением радиального градиента температуры газа, а для интенсивностей звука, при которых наблюдается рост поля, происходит расконтрагирование разряда и уменьшение радиального градиента. Характер изменения электрического поля в

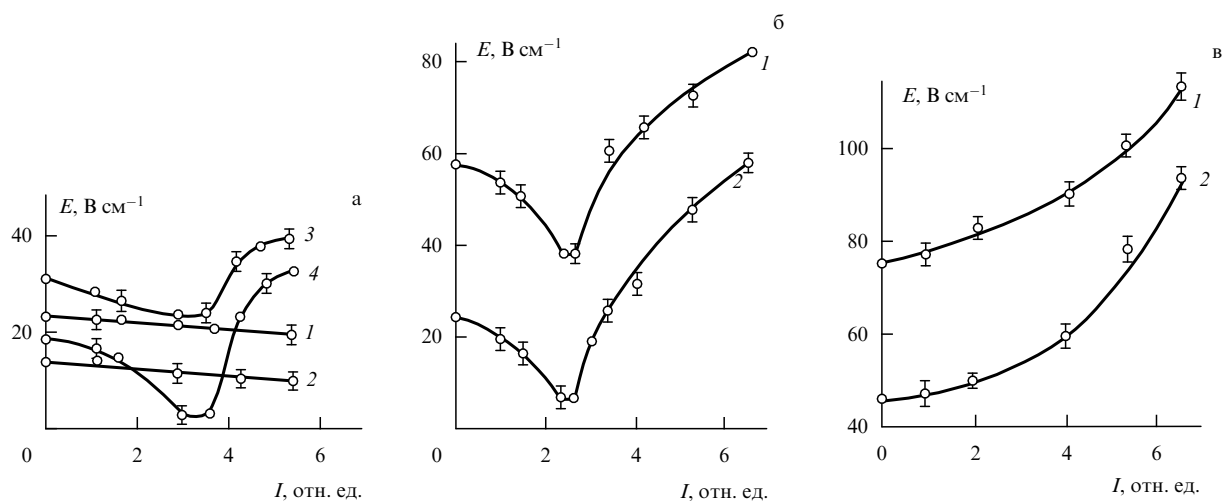


Рис. 3. Графики зависимости напряженности продольного электрического поля от интенсивности звуковой волны в разряде аргона ($f = 150$ Гц) при различных давлениях, полученные в трубке диаметром 9,8 см, длиной 52 см. (а) $p = 48$ тор (прямые 1 и 2), $p = 54$ тор (кривые 3 и 4); $j_p = 40$ мА (кривые 1 и 3), $j_p = 100$ мА (кривые 2 и 4). (б) $P = 110$ тор; $j_p = 40$ мА (кривая 1), $j_p = 100$ мА (кривая 2). (в) $P = 180$ тор; $j_p = 40$ мА (кривая 1), $j_p = 100$ мА (кривая 2)

разряде при варьировании интенсивностью звуковой волны в диапазоне давлений 54–110 тор (рис. 3а, б) аналогичен зависимости аксиального электрического поля в разряде с прокачкой от скорости потока газа, полученной в работе [25].

Приведем результаты исследований, описанные в [25]. Измерения выполнялись в трубке диаметром 0,6 см, длиной 10 см. Газ (аргон) поступал в трубку аксиально. Напряженность продольного электрического поля в положительном столбе определялась измерением разности потенциалов на двух электрических зондах, расположенных на определенном расстоянии друг от друга вдоль разряда в потоке газа. Увеличение потока газа при постоянном давлении 20 тор и разрядном токе 60 мА от нуля до 40 м с^{-1} приводит к уменьшению продольного электрического поля E от 3,6 до $2,8 \text{ В см}^{-1}$ (рис. 4), которое при значениях скорости v газа до 120 м с^{-1} примерно остается постоянным и далее (при $v \sim 120 \text{ м с}^{-1}$) внезапно возрастает. Значение скорости, при которой наступает рост поля, не зависит от направления потока и разрядного тока и обратно пропорционально давлению газа. Число Рейнольдса Re , соответствующее началу роста E , приблизительно равно 1800. Значение это совпадает с началом возникновения турбулентностей в нейтральном потоке газа в трубке.

Увеличение электрического поля с ростом интенсивности звука или потока газа сопровождается повышением диаметра видимой границы положительного столба. В частности, опытным путем установлено, что в трубке длиной 100 см, внутренним диаметром 6 см, расстоянием между электродами 85 см, при давлении аргона 110 тор создание звуковой волны интенсивностью 83 дБ приводит к увеличению разрядного напряжения на

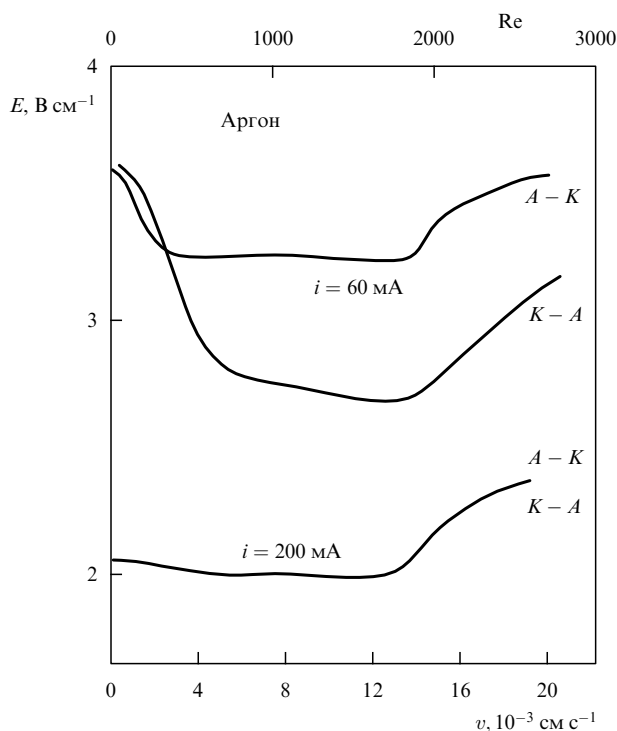


Рис. 4. Графики зависимости продольного электрического поля в разряде аргона от скорости газа при направлении потока от анода к катоду (A–K) и от катода к аноду (K–A) в трубке с внутренним диаметром 0,6 см при давлении 20 тор

электродах с 2,8 до 6 кВ, т.е. более чем в два раза [23]. Эксперимент выполнялся на первой резонансной частоте 190 Гц. Диаметр видимой границы разряда при этом увеличивался с 2 до 6 см и наступало полное расконтрагирование положительного столба.

Обсудим механизм влияния звуковых волн на рост напряженности продольного электрического поля в разряде. Известно, что явление контракции разряда характеризуется резким уменьшением площади токового шнура, сопровождающимся увеличением температуры газа на оси положительного столба и падением напряженности продольного электрического поля [32]. В описанных экспериментах реализуется обратная ситуация, т.е. все признаки расшнуровывания разряда. Увеличение диаметра плазменного столба наблюдалось визуально, диаметр видимой границы шнура при повышении интенсивности звука возрастает примерно в 1,5–2,5 раза. Термопарные измерения показали, что увеличение интенсивности звуковой волны выше 82 дБ сопровождается уменьшением температуры газа на оси разряда и ее увеличением на стенке трубки, вследствие чего уменьшается градиент перепада температур между осью и стенкой трубки.

Уменьшение радиального градиента температуры газа в разряде можно объяснить следующим образом. В звуковом поле при наличии твердых стенок может возникать стационарное вихревое течение. Наиболее отчетливо это вихревое течение реализуется в поле стоячей звуковой волны (так называемое акустическое течение [34]). Вихревое движение в объеме трубки наблюдалось в виде пульсаций разрядного столба. Наличие такого движения приводит к перемешиванию газа в радиальном направлении и выравниванию вихревым движением перепада температуры газа по радиусу трубки, которое сопровождается увеличением диаметра видимой границы положительного столба. Акустические вихри, возникающие в разряде, могут привести к установлению в плазме радиальной турбулентной диффузии заряженных частиц, которая превышает значение классической амбиполярной диффузии, т.е. расконтрагирование разряда звуком приводит к увеличению гибели заряженных частиц на стенках трубки. Для компенсации повышенной нейтрализации электронов и ионов, вызванной интенсивной звуковой волной, необходимо, чтобы возросла частота ионизации. Это может произойти при увеличении продольного электрического поля.

Наряду с этим механизмом, по-видимому, действует другой процесс, приводящий к расшнуровыванию газового разряда звуком или турбулентным потоком газа. Это явление связано с повышением теплопроводности в радиальном направлении и выравниванием температурного радиального перепада в вихревым движением, при котором тепло, выделяемое в приосевой области разряда турбулентным перемешиванием, эффективно выносится к стенке трубки. Вследствие этого температура газа в приосевой области положительного столба уменьшается, а на стенке трубки увеличивается и устанавливается радиальный градиент температуры значительно меньшей величины, чем в контрагированном разряде. В таком столбе распределение частоты ионизации по радиусу трубки становится более однородным, а разряд — расконтрагированным.

Для выявления механизма, приводящего к уменьшению продольного электрического поля в разряде при

увеличении интенсивности звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, рассмотрим влияние ламинарного потока на параметры плазменного столба, описанное в работе [30]. Исследования выполнялись в разрядной трубке длиной 50 см и внутренним диаметром 10 мм с полыми цилиндрическими электродами на концах. Методом двух электрических зондов определялось распределение концентрации и температуры электронов по радиусу положительного столба с ламинарным потоком и без него. Поток направлен от катода к аноду. Зонд располагался на расстоянии 20 см от катода. Измерения выполнялись в разряде аргона при токе 30 мА и давлениях 20 и 4 тор. Увеличение скорости потока газа от 0 до 10 м с⁻¹ приводит к уменьшению напряженности продольного электрического поля при давлении газа 20 тор от 37 до 20 В см⁻¹ (рис. 5, кривая 1). Эта зависимость находится в качественном соответствии с аналогичными зависимостями, полученными в работе [25] (см. рис. 4), и с уменьшением электрического поля при повышении интенсивности звуковой волны при низких его значениях (см. рис. 3).

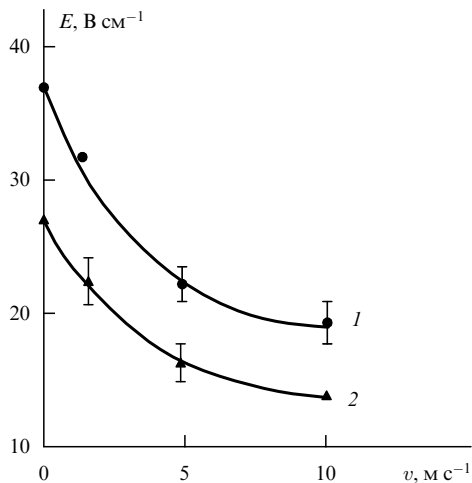


Рис. 5. Графики зависимости напряженности продольного электрического поля от скорости потока газа в разряде аргона в трубке диаметром 10 см при токе 30 мА; кривая 1 — при давлении 20 тор, 2 — при 4 тор. Поток направлен от катода к аноду

Увеличение скорости потока газа в пределах ламинарной формы течения приводит к сжатию положительного столба и уменьшению температуры электронов в плазме. Измерены распределения концентрации электронов по радиусу положительного столба в разряде аргона при различных скоростях прокачки, из которых следует, что с увеличением скорости потока газа распределение плотности электронов по сечению разряда становится более крутым (рис. 6а), а ее значение на оси положительного столба возрастает, т.е. если при отсутствии потока газа значение n_e концентрации электронов равно $1,4 \times 10^{10}$ см⁻³, то при $v = 5$ м с⁻¹ $n_e = 1,9 \times 10^{10}$ см⁻³, а при $v = 10$ м с⁻¹ $n_e = 2,35 \times 10^{10}$ см⁻³.

Сжатие разряда, вызванное повышением скорости потока газа в пределах ламинарного течения, сопровождается уменьшением температуры электронов на оси плазменного столба и увеличением ее радиального градиента. При скорости 5 м с⁻¹ потока аргона вдоль разряда температура электронов на оси положительного столба уменьшается от 1,38 до 1,16 эВ. Дальнейшее увеличение скорости потока до 10 м с⁻¹ приводит к понижению температуры электронов до 1,05 эВ (рис. 6б). Повышение скорости потока газа, направленного вдоль разряда, помимо уменьшения температуры электронов приводит также к увеличению радиального градиента T_e (рис. 6в). Так, в отсутствие потока при $\rho = r/R = 0,5$ (где R — радиус трубки, r — радиальная координата) величина $T_e/T_{e0} = 0,9$ (T_{e0} — температура электронов на оси плазменного столба), а при скорости аргона $v = 10$ м с⁻¹ $T_e/T_{e0} = 0,7$.

Сжатие плазменного столба с повышением скорости ламинарного потока при постоянном токе и давлении газа в трубке фактически означает рост плотности тока в приосевой области разряда и уменьшение в периферийной. Вследствие возрастания концентрации электронов на оси положительного столба увеличится их частота столкновений с нейтральными частицами, в результате чего температура газа в середине разряда повысится, а у стенки уменьшится, т.е. с ростом скорости газа происходит увеличение градиента температуры по радиусу разряда.

Рассмотрим механизм возрастания градиента температуры газа в разряде с ростом скорости потока в пределах ламинарного течения. Время прокачки аргона

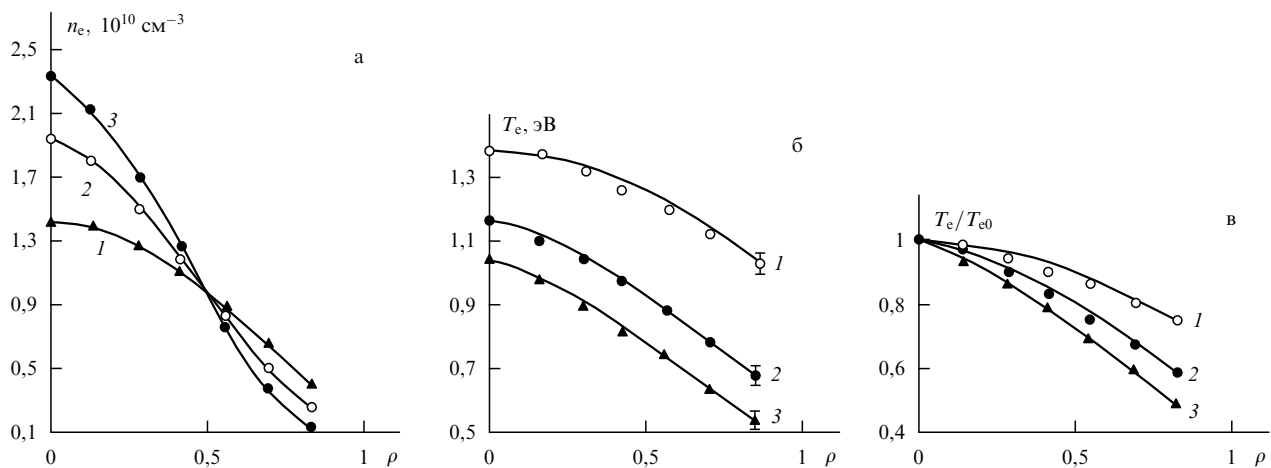


Рис. 6. Графики распределения концентрации (а), температуры электронов (б) и относительной температуры электронов (в) по радиусу трубки в разряде аргона при давлении 4 тор и токе 30 мА; кривая 1 — в отсутствие потока, кривая 2 — в потоке с $v = 5$ м с⁻¹, кривая 3 — $v = 10$ м с⁻¹

(расстояния от катода до зондов, равное $L = 20$ см при средней скорости потока $v = 10$ м с⁻¹) составляет $\tau = L/2v = 10^{-2}$ с. За это время атомы аргона продрейфуют из приосевой области в радиальном направлении на расстояние около 0,1 см (значение коэффициента диффузии атомов определялось из [29]). Следовательно, тепло, выделяемое током в приосевой области разряда, где плотность тока максимальна, не успевает распространиться по радиусу вследствие более быстрого его выноса потоком газа в продольном направлении.

Этот вывод подтвержден экспериментально измерением температуры стенки трубки термопарным датчиком в установленном режиме поддержания разряда при давлении аргона 4 тор и токе 30 мА. Получено, что при отсутствии потока температура стенки трубки T равна 51 °С, при $v = 5$ м с⁻¹ $T = 41$ °С и при $v = 10$ м с⁻¹ $T = 36$ °С. Понижение температуры газа на периферии положительного столба при увеличении скорости потока приводит к росту плотности атомов N , что вызывает уменьшение потока заряженных частиц в радиальном направлении и ведет к более крутому распределению концентрации электронов по радиусу плазменного столба.

Сжатие разряда при повышении скорости потока, сопровождаемое уменьшением частоты гибели заряженных частиц на стенке трубки, должно приводить к снижению частоты ионизации в приосевой области столба, в результате чего будет происходить уменьшение продольного электрического поля. Аналогичные процессы, по-видимому, будут происходить в разряде при увеличении интенсивности звуковой волны, направленной вдоль положительного столба в диапазоне низких интенсивностей. В этом случае также при увеличении интенсивности звука до 80 дБ напряженность электрического поля уменьшается от 32 до 22 В см⁻¹ (кривая 3 на рис. 3а), происходит разогрев газа по оси столба, температура газа на стенке уменьшается, а радиальный градиент температуры газа возрастает с 85 до 125 °С. При этом происходит сжатие положительного столба [29].

2.2. Температура газа в плазме

Температура газа — один из основных параметров частично ионизованной плазмы. Она определяется балансом энерговыделения и теплоотвода. Пространственное распределение температуры газа в плазменном столбе зависит от вида распределения плотности электронов и весьма чувствительно реагирует на изменение этого распределения. Подробные исследования температуры газа и ее пространственного распределения на основе решения уравнения теплопроводности и баланса для плотности электронов с привлечением результатов измерений в разряде при отсутствии акустической волны приведены в [32].

Рассмотрим процессы, связанные с влиянием звуковой волны на температуру газа и ее пространственное распределение, определим зависимость температуры от интенсивности и частоты звука при различных разрядных токах и давлениях газа и проанализируем происходящие при этом явления [33]. Исследования выполнялись в кварцевой разрядной трубке диаметром 9,8 см, длиной 52 см и расстоянием между кольцевыми сетчатыми электродами 27 см. Звуковая волна вводилась в разряд электродинамическим излучателем, герметиче-

ски прикрепленным к одному из торцов трубки; к противоположному концу крепился микрофон для измерения параметров звука. Температура газа измерялась двумя термопарными датчиками. Один из них располагался на стенке трубки на расстоянии 8 см от анода, второй — на оси положительного столба на том же расстоянии от анода. Схема измерения позволяла одновременно регистрировать температуру в этих двух точках. Эксперименты проводились при давлениях $p = 10$ –60 тор и разрядных токах 40–90 мА. Интенсивность звука варьировалась от 70 до 95 дБ. Применялся технический азот; содержание азота не менее 99,5 %, кислорода не более 0,5 %, содержание водяных паров не более 0,07 %.

Измерения температуры газа на оси разряда в зависимости от частоты звуковой волны выполнены в диапазоне частот от 120 до 200 Гц вблизи первой резонансной частоты $f = 170$ Гц при давлении азота 40 тор, разрядном токе 40 мА и различных интенсивностях звука. В отсутствие звуковой волны температура газа на оси плазменного столба равна 395 °С. При частоте звука 120 Гц и интенсивности 90 дБ температура газа соответствовала 395 °С. С повышением частоты (при фиксированных значениях тока и давления газа в трубке) температура на оси разряда уменьшается и при резонансной частоте 170 Гц достигает минимального значения 380 °С (рис. 7). Дальнейшее увеличение частоты звука приводит к росту температуры и при 200 Гц она вновь становится равной 395 °С. Повышение интенсивности звуковой волны (при постоянном токе и давлении азота в разряде) ведет к дальнейшему охлаждению газа и при 95 дБ ($f = 170$ Гц) температура газа становится равной 355 °С. С увеличением давления газа в трубке эффект охлаждения газа звуком при фиксированном значении разрядного тока и интенсивности звука повышается; с ростом разрядного тока уменьшается.

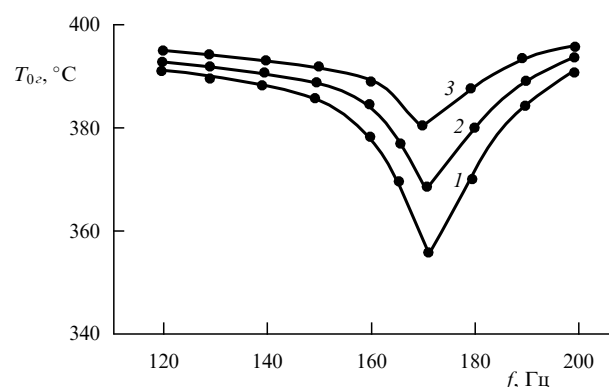


Рис. 7. Графики зависимости температуры газа на оси положительного столба разряда в азоте вблизи первого резонанса звуковой волны ($f = 170$ Гц) от частоты при давлении 40 тор, токе 40 мА и интенсивности 95 дБ (кривая 1), 93 дБ (кривая 2) и 90 дБ (кривая 3)

В отличие от процессов на оси положительного столба на стенке трубки при создании звуковой волны в разряде происходит возрастание температуры газа. При фиксированных значениях тока и давления наибольшее повышение температуры газа звуком на стенке трубки достигается при резонансной частоте. С ростом интенсивности звука и давления газа эффект повышения температуры газа на стенке трубки возрастает. В

разряде азота в отсутствие звуковой волны увеличение давления газа (при постоянном токе) приводит к повышению радиального перепада температуры газа; так, при токе 40 мА и давлении 20 тор перепад равен 285 кельвинов. Увеличение давления до 60 тор вызывает рост перепада до 360 кельвинов. Создание звуковой волны резонансной частоты интенсивностью 95 дБ при 20 тор приводит к установлению перепада 240 кельвинов. Повышение давления газа до 30 тор вызывает рост перепада до 260, дальнейшее увеличение давления приводит к уменьшению перепада и при 60 тор устанавливается перепад 235 кельвинов.

Таким образом, под влиянием интенсивной звуковой волны при постоянном токе радиальный перепад температур газа в разряде при 20 тор уменьшается на 45, а при 60 тор — на 125 кельвинов, т.е. с увеличением давления газа эффективность воздействия звуковой волны на параметры плазмы повышается. Для $p = 10$ тор уменьшение градиента температуры звуком было незначительным.

Повышение эффекта влияния звуковой волны при этом давлении связано с необходимостью еще большего увеличения предельных значений интенсивностей звука. Ощутимое изменение градиента температуры наблюдалось начиная с $p = 20$ тор. Увеличение интенсивности звуковой волны выше 82 дБ, сопровождаемое снижением радиального перепада температуры газа между осью и стенкой трубки, приводит к повышению видимой границы положительного столба.

Проанализируем механизм влияния звуковых волн на температуру газа в разряде. При давлении газа в разряде 20 тор форма распределения температуры газа в трубке имеет вид параболы с максимумом на оси. С ростом разрядного тока или давления газа радиальный градиент температуры и температура газа на оси разряда повышаются. Если даже звуковая волна, входящая в разрядную камеру с цилиндрической симметрией, первоначально была плоской, то наличие радиального градиента температуры газа в разряде должно привести к установлению зависимости скорости звука от радиальной координаты, т.е. к появлению цилиндрических мод. В работе [9] экспериментально фиксировались моды звуковых волн, распространяющихся вдоль положительного столба разряда в трубке. Основные моды звуковых колебаний совпадали с цилиндрическими. Радиальная звуковая мода волны в разряде может привести к повышению теплоотода газа, т.е. к росту теплопроводности, по радиусу трубки, но мы более подробно остановимся на другом, более сильном механизме теплоотода, вызванного звуковой волной.

В случае шнурованного разряда, при котором ток локализуется в приосевой области, распределение заряженных частиц по радиусу трубки имеет форму колокола и гибель заряженных частиц происходит посредством объемной рекомбинации; по радиусу положительного столба устанавливается сильный градиент температуры газа, что должно приводить к зависимости фазовой скорости звука от радиальной координаты. Скорость движения частиц газа в звуковой волне также будет зависеть от радиальной координаты.

Увеличение интенсивности звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, при фиксированных значениях тока и давления газа, приводит к росту колебательной скорости частиц в поле волны в приосе-

вой области разряда, в то время как скорость газа на стенке будет оставаться равной нулю. При определенной интенсивности стоячей звуковой волны возле стенок возникнут пульсации газа и установится стационарное вихревое течение (так называемое акустическое течение [34]), которое наблюдается визуально. В области движения существует узкий пограничный слой (называемый акустическим пограничным слоем), в котором скорость газа падает от значения в звуковой волне до нуля на твердой стенке. Вне пограничного слоя возникает стационарное вихревое движение, скорость которого не зависит от вязкости [34].

Наличие вихревого движения в разряде может приводить к перемешиванию газа и выравниванию градиента температуры газа по радиусу трубки. Повышение давления и интенсивности звука создает более благоприятные условия для турбулентного перемешивания газа в разряде, что должно приводить к большему выравниванию вихревым движением перепада температуры газа по радиусу трубки. Это подтверждается результатами эксперимента.

2.3. Температура и концентрация электронов в плазме

Температура электронов в разряде устанавливается самосогласованно и зависит от природы газа, давления, диаметра трубки, плотности тока или от установившегося в положительном столбе параметра E/N (где E — продольное электрическое поле, N — плотность нейтральных частиц). Подробное рассмотрение зависимости температуры электронов от условий в разряде в отсутствие внешних воздействий приведено в монографии [22].

Температура электронов в плазменном столбе во многом зависит от формы пространственного распределения концентрации электронов в разряде, которая определяет частоту гибели заряженных частиц в положительном столбе, т.е. определяет, является ли распределение концентрации электронов по радиусу трубки параболическим (диффузный разряд) или колоколообразным (контрагированный). В случае диффузного разряда, когда плазменный столб заполняет весь объем трубки, частота гибели заряженных частиц на ее стенках много больше, чем при сжатом разряде, а температура электронов выше в сравнении с ее значением в контрагированном положительном столбе.

Внешними воздействиями можно изменять диаметр разряда (форму распределения плотности электронов по радиусу трубки) при фиксированных значениях тока и давления газа в разряде. В работе [35] показано, что потоком газа, направленным вдоль положительного столба, можно менять форму распределения плотности электронов по радиусу разряда с колоколообразной до параболической и даже плоской. Аналогичным образом можно воздействовать на диаметр разряда стоячими звуковыми волнами.

В статье [23] приведены результаты измерения распределения относительного электронного тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу разряда аргона в отсутствие звука и при наличии его в трубке диаметром 6 см, длиной 100 см и расстоянием между электродами 85 см. Измерения были выполнены на первой резонансной частоте 190 Гц при интенсивности звуковой волны 85 дБ. При давлении аргона в трубке 110 тор и разрядном токе 75 мА в отсутствие звука

полученное распределение относительного электронного тока насыщения двойных электрических зондов по радиусу трубки является колоколообразным с диаметром видимой границы 2 см (кривая 2 на рис. 8).

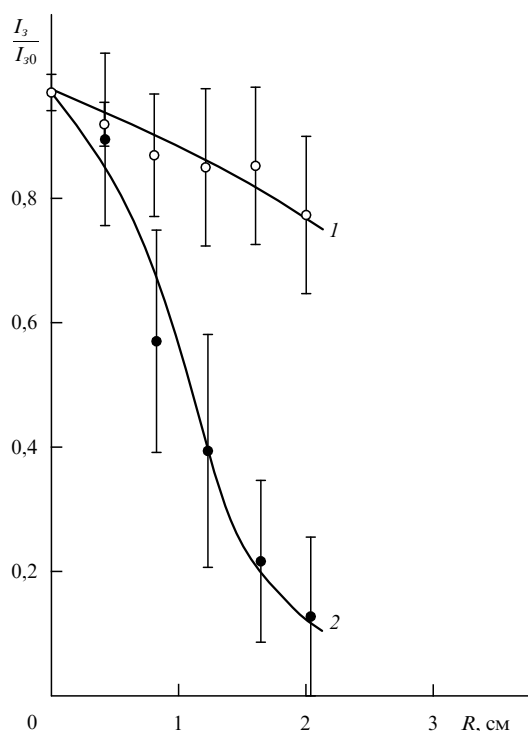


Рис. 8. Графики распределения относительного электронного тока насыщенных двойных электрических зондов по радиусу трубки с внутренним диаметром 6 см при давлении аргона 110 тор, токе 75 мА, интенсивности звука 85 дБ и резонансной частоте звуковой волны 190 Гц. Кривая 1 — со звуком, 2 — в отсутствие звука

Создание звуковой волны в разряде приводит к тому, что форма распределения электронного зондового тока насыщения становится параболической, а диаметр видимой границы — равным внутреннему диаметру трубки — 6 см; происходит полное расконтрагирование разряда (кривая 1 на рис. 8). При этом температура газа на оси положительного столба уменьшается от 420 до 385 К, а на стенке повышается от 300 до 330 К, т.е. радиальный перепад снижается от 120 до 55 К, происходит увеличение продольного электрического поля. Эти процессы должны сопровождаться возрастанием температуры электронов в плазме.

Возможность изменения энергии электронов в плазме при постоянных значениях тока и давления в разряде независимым путем, в частности акустическими волнами, является достаточно важным фактором, так как позволяет получать плазму с фиксированной температурой электронов, которая необходима для выполнения конкретной задачи. Это особенно оказывается полезным для газоразрядных лазеров [36], в которых с помощью звуковых волн можно получить такое значение температуры электронов, при котором инверсная заселенность будет наибольшей, а лазерное излучение оптимальным.

Результаты исследования зависимости температуры и концентрации электронов от интенсивности и частоты звуковой волны описаны в [37, 38]. Измерения выполня-

лись на экспериментальном стенде, включающем кварцевую разрядную трубку с внутренним диаметром 9,8 см и длиной 52 см. Расстояние между двумя сетчатыми электродами 27 см. Температура и концентрация электронов измерялись по зондовой методике. Зонд располагался на расстоянии 4 см от анода на оси положительного столба; в случае одиночного зонда в качестве опорного электрода использовался анод. Температура электронов в плазме определялась из электронной характеристики одиночного ленгмюровского зонда. Для сравнения температура электронов определялась также из вольт-амперной характеристики двойного зонда. Электронная характеристика одиночного зонда в случае давлений выше нескольких тор отличается от экспоненциальной тем сильнее, чем ближе потенциал отрицательного зонда к потенциалу плазмы. Поэтому для определения температуры электронов по наклону характеристики использовались участки, соответствующие высоким потенциалам. На этих участках можно пренебречь отклонением от экспоненциальности, которое связано с малой длиной свободного пробега электронов при повышенных давлениях, и температуру электронов можно определить с помощью методов, описанных в [26].

В условиях данного эксперимента вблизи потенциала плавающего зонда электронная характеристика практически не отличалась от экспоненциальной. В этом случае применим также метод двойного зонда [26, 39]. Обработка характеристик одиночного и двойного зондов показали хорошее количественное совпадение температур электронов, определенных двумя способами. Значения концентрации, определенные двумя способами, совпали в пределах погрешности эксперимента.

Схема зондовых измерений использовалась как для снятия усредненных характеристик, так и для определения колебаний концентрации и температуры электронов, вызванных звуком. Модуляция концентрации заряженных частиц измерялась при помощи одиночного ленгмюровского зонда, находящегося в режиме ионного насыщения и определялась как отношение амплитуды колебания тока на зонд к среднему значению с учетом модуляции температуры электронов. Колебания тока на зонд регистрировались на двухлучевом осциллографе вместе со звуковым сигналом, поступающим с микрофона.

Модуляция температуры электронов определялась следующим образом. При фиксированном значении напряжения на зонде регистрировалась временная зависимость тока на зонд. Строилось семейство зондовых характеристик, что позволяло определять температуру электронов, соответствующую различным фазам колебаний.

Средняя температура электронов определялась из зондовых характеристик, построенных для среднего значения тока на зонд. Построение семейств зондовых характеристик для различных фаз колебаний тока показало, что в исследуемом диапазоне параметров разряда и звука выполнялись следующие соотношения: $\Delta j_0/j_0 < 1$, $\Delta T_e/T_e < 1$, $\Delta V_s < V_s < 1$, где j_0 — ток на зонд, T_e — температура электронов, V_s — потенциал пространства, Δj_0 , ΔT_e и ΔV_s — отклонения тока на зонд, температуры электронов и потенциала пространства соответственно от средних значений этих величин. Если $\Delta T_e = 0$, то температуру электронов можно определить, пользуясь полулогарифмической зависимостью среднего тока на

зонд j_{cr} от V [39]. При этом наличие колебаний j_0 и V_s приводит только к смещению зондовой характеристики без изменения ее наклона. В случае $\Delta T_e \neq 0$ зависимость $\ln j_0$ от V не является строго линейной. Однако в случае $\Delta T_e/T_e < 1$ отклонение от линейности незначительное. Соотношение $\ln j_0 = f(V)$, определенное экспериментально, вблизи потенциала плавающего зонда хорошо согласуется с линейным законом.

При построении зондовых характеристик, соответствующих различным фазам колебаний, необходимо знать мгновенное значение тока на зонд. При выполнении приведенных выше соотношений относительно изменения величин T_e , V_s и j_0 мгновенное значение тока на зонд определяется как сумма среднего значения тока на зонд и его переменной составляющей, регистрируемой осциллографом. В [39] отмечалось, что при повышении давления картина процессов вблизи зонда и вольт-амперная характеристика зонда существенно изменяются и что ионная часть зондовой характеристики не обнаруживает тенденции к насыщению.

В рассматриваемых экспериментальных условиях, в диапазоне давления азота в трубке от 10 до 40 тор и разрядном токе в пределах от 40 до 90 мА, в ионной части зондовой характеристики достигалось четкое насыщение. Вблизи потенциала плавающего зонда электронная характеристика практически не отличалась от экспоненциальной, что позволило с большой точностью определять температуру электронов. Если подходить строго, то температура характеризует равновесное состояние системы, понятием температуры часто пользуются при рассмотрении неравновесных распределений частиц в физических системах.

Обычно принимается, что электроны в плазме имеют максвелловское распределение по скоростям, что позволяет измерять температуру электронов с помощью ленгмюровских зондов [26]. По виду вольт-амперной характеристики зонда не всегда удается установить существование максвелловского распределения электронов в плазме, поэтому предпочтительнее измерять функцию распределения электронов.

Имеется ряд данных о том, что в разрядной плазме молекулярных газов давлением несколько тор функция распределения электронов по энергиям немаксвелловская [40]. Экспоненциальный характер электронной части вольт-амперной характеристики зонда вблизи плавающего потенциала, наблюдаемый в данных экспериментах, позволяет предположить наличие квазиравновесного распределения электронов или наличие, по крайней мере, локального термодинамического равновесия для электронов. Отметим, что для более четких заключений нужны экспериментальные данные зондовых измерений при повышенных давлениях, которых на сегодняшний день очень мало.

Создание звуковой волны в разряде приводит к росту среднего значения температуры электронов. Так, в результате экспериментальных исследований получено, что в разряде азота при давлении 40 тор и токе 40 мА температура электронов на оси положительного столба при резонансной частоте звуковой волны 170 Гц с интенсивностью 98 дБ соответствует 0,75 эВ, (рис. 9, кривая 1), в то время как в отсутствие звука, но при том же токе и давлении газа — 0,5 эВ (кривая 2).

С ростом интенсивности звука температура электронов возрастает. Изменение частоты звуковой волны от

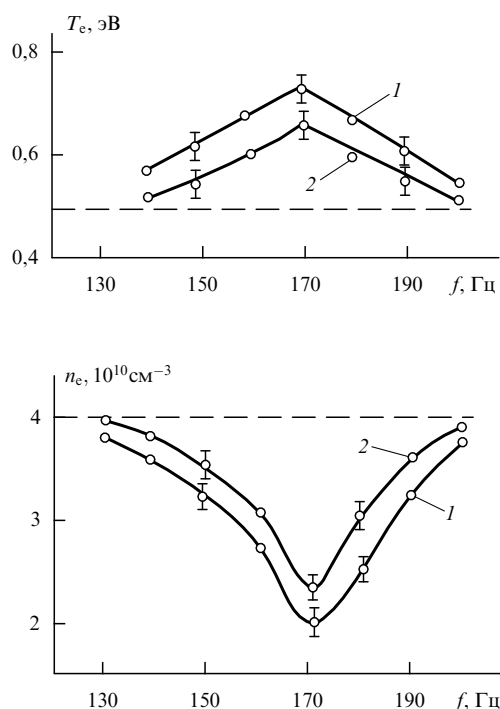


Рис. 9. Графики зависимости температуры и концентрации электронов от частоты звука вблизи первого резонанса $f = 170$ Гц при давлении азота 40 тор и разрядном токе 40 мА, полученные в трубке диаметром 9,8 см и расстоянием между электродами 52 см. Кривая 1 соответствует интенсивности звука 98 дБ, кривая 2 — 96 дБ. Штриховые линии соответствуют значениям температуры и концентрации электронов в отсутствие звуковой волны

170 до 200 Гц при постоянной интенсивности сопровождается уменьшением средней температуры электронов от 0,75 до 0,55 эВ. Среднее значение концентрации электронов на оси положительного столба при создании звука в разряде уменьшается. Наибольшее уменьшение средней концентрации электронов в разряде звуком наблюдается при резонансной частоте звука (см. рис. 9); создание звуковой волны с интенсивностью 98 дБ приводит к уменьшению концентрации электронов в два раза.

Для получения полного представления о процессах в разряде со звуком рассмотрим поведение напряженности продольного электрического поля и температуры газа. Вместе с ростом температуры электронов и уменьшением средней концентрации электронов создание звука в разряде приводит к росту напряженности продольного электрического поля. Наибольший рост поля наблюдается при резонансной частоте. Электрическое поле определялось компенсационным методом при помощи двух зондов, расположенных на расстоянии 1 см друг от друга, и из характеристик одиночного зонда. Получено хорошее совпадение измеряемых двумя способами значений электрического поля (различие не превышало 3 % измеряемой величины). Создание звуковой волны интенсивностью 98 дБ при резонансной частоте 170 Гц (токе 40 мА и давлении 40 тор) приводит к увеличению электрического поля от 115 до 140 В и уменьшению радиального градиента температуры на 70 кельвинов.

В результате исследований получено, что глубина модуляции температуры и концентрации электронов возрастает с увеличением интенсивности звука (при постоянном давлении и разрядном токе). Повышение давления газа при постоянном токе и интенсивности

звука вызывает рост глубины модуляции температуры и концентрации электронов. При фиксированном давлении и интенсивности звука увеличение разрядного тока сопровождается уменьшением глубины модуляции тех же параметров. Так, при давлении 40 тор и интенсивности звука 96 дБ ($f = 170$ Гц) увеличение разрядного тока приводит к уменьшению глубины модуляции концентрации электронов от 19 до 6 %, а температуры — от 18,2 до 5 %.

Увеличение температуры электронов в плазме с повышением интенсивности стоячей звуковой волны связано с возникновением акустических вихрей в разряде [34], которые приводят к уменьшению радиального перепада температуры газа в трубке, расширению диаметра контрагированного положительного столба, росту продольного электрического поля и параметра E/N . В связи с тем, что температура электронов пропорциональна отношению E/N , значение интенсивности звука резонансной частоты определяет ее величину в разряде.

3. Контрагирование положительного столба в поле звуковой волны

Контракция тлеющего разряда — явление, широко известное в физике низкотемпературной плазмы, — заключается в сжатии положительного столба при увеличении давления или тока, проходящего через газ. Контракция разряда в трубке сопровождается установлением более крутого пространственного распределения концентрации электронов или плотности тока по радиусу положительного столба (при скачкообразном контрагировании форма распределения концентрации электронов по сечению столба изменяется с параболической на колоколообразную), уменьшением напряженности продольного электрического поля, увеличением плотности тока в приосевой области разряда и понижением температуры электронов. Параметры разряда, при которых наступает контракция разряда, зависят от конкретных экспериментальных условий, природы газа, состава газовой смеси, радиуса трубки и др.

Основными недостатками контрагированного столба тлеющего разряда при его использовании в практических целях (в газовых лазерах, магнитогидродинамических генераторах и др.) являются неполное использование камеры, уменьшение степени неравновесности газоразрядной плазмы, повышение температуры газа в приосевой части разрядной трубки, понижение электронной температуры, а также неоднородность газоразрядной плазмы. Вопросы контракции тлеющего разряда достаточно полно изложены в обзоре [32]. Кроме того, укажем монографии [21, 22], в которых рассмотрены процессы контрагирования положительного столба. Установлены различные механизмы контракции разряда. Кратко изложим их особенности.

Тепловая контракция в инертных газах реализуется при достаточно высоких значениях электрической мощности разряда, при которых образуется перепад температуры газа по радиусу трубки и наблюдаются сильные колебания константы ионизации по сечению разряда; образование заряженных частиц происходит в узкой приосевой области, а их объемная рекомбинация на периферии столба на молекулярных ионах доминирует над диффузионным уходом [41–44].

При малых энерговкладах в разряд, когда роль температурной неоднородности разряда практически незначительна, возможна нетепловая контракция, связанная с резкой радиальной неоднородностью константы ионизации атомов электронным ударом вследствие резкой зависимости функции распределения электронов от степени ионизации газа [45–50]. В молекулярных газах положительный столб разряда контрагирует, когда образующиеся в разряде колебательно-возбужденные молекулы релаксируют в объеме и значительная часть вводимой мощности в разряд преобразуется в тепло, вследствие чего устанавливается радиальная неоднородность положительного столба, которая при наличии объемной рекомбинации заряженных частиц на периферии разряда вызывает сжатие положительного столба [51–53]. Контракция разряда в электроотрицательном молекулярном газе характеризуется преимущественным образованием электронов в приосевой области вследствие градиента температуры газа по радиусу столба (а также зависимости константы ионизации от температуры газа) и их прилипанием к атомам или молекулам на периферии разряда с последующей эффективной объемной ион-ионной рекомбинацией [54–56].

Внешними воздействиями можно вызвать контракцию разряда и расконтрагирование сжатого положительного столба. В частности, в статье [57] показано, что при переходе газового потока, направленного вдоль положительного столба, из ламинарной формы в турбулентную происходит скачкообразная контракция разряда, а в случае, когда в потоке устанавливается развитая турбулентность с мелкомасштабными вихрями, наблюдается расконтрагирование разряда [58]. В данном разделе рассмотрим влияние звуковых волн на контракцию разряда и процессы, которые при этом происходят, в частности скачок амплитуды звука при контракции положительного столба в молекулярных газах [59].

3.1. Влияние звуковой волны на контракцию разряда

Для исследования процессов воздействия звука на контракцию положительного столба рассмотрим вольт-амперные характеристики разряда при различных интенсивностях звуковой волны. Вольт-амперные характеристики получены в кварцевой разрядной трубке диаметром 9,8 см и длиной 52 см. Расстояние между кольцевыми сетчатыми электродами составляло 27 см. К одному из торцов крепился электродинамический излучатель звуковых волн, к противоположному (за анодом) — микрофон для контроля параметров звуковой волны. Экспериментальные исследования проводились в азоте в диапазоне давлений от 10 до 78 тор и разрядных токах — от 40 до 120 мА. Интенсивность звука варьировалась от 84 до 96 дБ. В разряде со звуком измерения проводились при первой резонансной частоте звука $f = 170$ Гц. Исследованием разряда азота в диапазоне давлений меньше 78 тор получено, что вольт-амперная характеристика разряда в отсутствие звука в диапазоне токов от 40 до 120 мА имеет вид плавной падающей кривой.

Вольт-амперные характеристики разряда в азоте при давлении 78 тор представлены на рис. 10. При увеличении тока в отсутствие звуковой волны от 40 до 70 мА происходит плавное уменьшение электрического напряжения U_p от 7,3 до 6 кВ. Однако при токе 70 мА разрядное

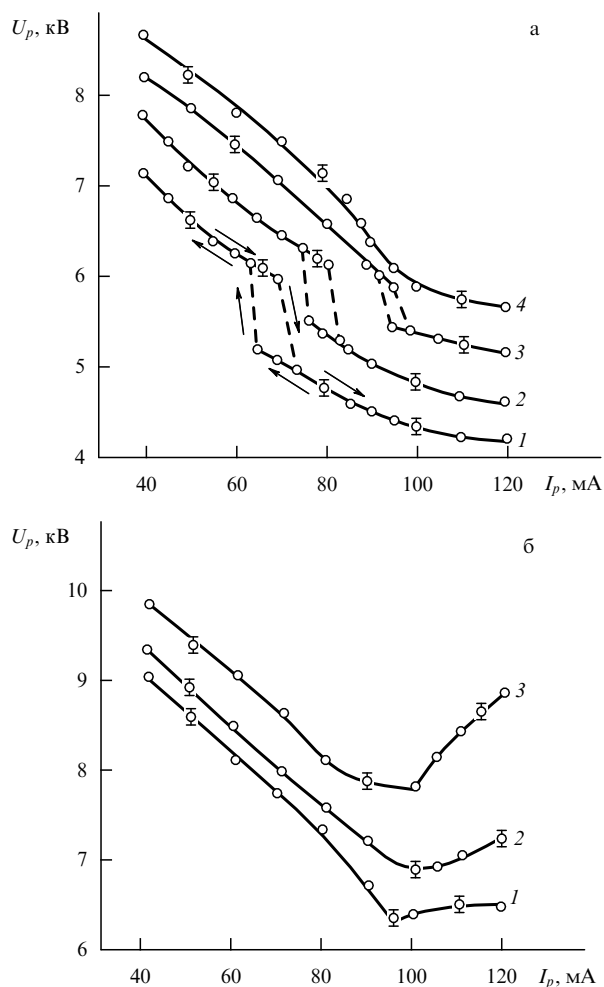


Рис. 10. Вольт-амперные характеристики разряда в азоте при давлении 78 тор в трубке диаметром 9,8 см и длиной 52 см. (а) — Кривая 1 соответствует разряду без звука; а 2–4 — со звуком интенсивностью 84, 88 и 90 дБ соответственно. (б) — Разряд со звуком интенсивностью 92, 94 и 96 дБ, соответствующей кривым 1–3

напряжение скачкообразно уменьшается примерно на 1 кВ; ток при этом возрастает от 70 до 73 мА. Дальнейшее повышение тока от 73 до 120 мА приводит к плавному уменьшению разрядного напряжения. Понижение тока от 120 до 65 мА приводит к плавному уменьшению U_p ; затем наступает скачкообразный рост напряжения (на 1 кВ), разрядный ток при этом уменьшается до 62 мА, т.е. контракция имеет гистерезисный характер. При увеличении тока переход разряда в контрагированное состояние происходит при несколько большем токе, чем обратный переход при уменьшении тока. В контрагированном состоянии у оси образуется ярко светящийся шнур с диаметром видимой границы, равным 0,5 см.

Экспериментальные исследования свидетельствуют, что в разрядной трубке со звуковой волной при относительно низкой интенсивности контракция наступает при более высоких токах, чем в разряде без звука. Так, при интенсивности звука 84 дБ контракция происходит при токе 80 мА (кривая 2 на рис. 10а), для интенсивности звука 88 дБ переход в контрагированное состояние наступает при разрядном токе 95 мА (кривая 3 на рис. 10а). С увеличением интенсивности звука площадь

гистерезиса на вольт-амперной характеристике разряда уменьшается, а при интенсивности звуковой волны 90 дБ контракции нет и гистерезис на вольт-амперной характеристике полностью исчезает.

При интенсивности звука 92 дБ (кривая 1 на рис. 10б) наблюдается тенденция к образованию при больших токах вольт-амперной характеристики разряда растущей части. С ростом интенсивности звука, т.е. при 94 дБ (кривая 2 на рис. 10б) и 96 дБ (кривая 3 на рис. 10б), повышение тока от 100 до 120 мА вызывает более крутой рост разрядного напряжения. Во всем рассматриваемом диапазоне разрядных токов увеличение интенсивности звуковой волны приводит к росту разрядного напряжения, т.е. к повышению мощности, вкладываемой в разряд.

Создание звука в разрядной трубке и увеличение его интенсивности приводят к увеличению диаметра d видимой границы плазменного столба. Так, например, при токе 120 мА в разряде без звука диаметр видимой границы шнура $d = 0,4$ см, а при наличии звука с интенсивностью 96 дБ $d = 4,5$ см, т.е. диаметр видимой границы положительного столба под воздействием звуковой волны увеличился более чем в 10 раз.

При давлении азота 78 тор были проведены термопарные измерения. Температура газа на оси положительного столба и на стенке разрядной трубки измерялась двумя термопарными датчиками, расположенными на расстоянии 8 см от анода. Получено, что в разряде без звука при токе 70 мА температура газа на оси равна 866 К, перепад температур между осью и стенкой трубки 470 К. При переходе в контрагированное состояние температура на оси растет и при разрядном токе 80 мА становится равной 933 К; радиальный градиент температуры газа возрастает на 80 кельвинов и становится равным 550 К. Увеличение градиента температуры газа наблюдается также и при переходе в контрагированное состояние и в разряде со звуковой волной. При интенсивности 84 дБ градиент температуры возрастал на 53, при 88 дБ — на 30 К.

При фиксированных значениях давления газа и разрядного тока дальнейшее увеличение интенсивности звука сопровождается уменьшением температуры газа на оси положительного столба; при этом уменьшается также и радиальный градиент температуры газа. Увеличение интенсивности звука до 96 дБ при токе 100 мА приводит к уменьшению температуры газа на оси положительного столба на 100, а радиального градиента температуры газа — на 135 кельвинов. Для тока 120 мА (при той же интенсивности звука) температура на оси уменьшилась на 138 К, а градиент температуры на 165 К.

Наиболее общей физической моделью сжатия разряда является термическая неоднородность положительного столба. Это подтверждается также результатами, приведенными выше и свидетельствующими, что при переходе разряда в контрагированное состояние положительный столб становится термически более неоднородным. Создание звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, приводит к уменьшению радиального перепада температуры газа в плазме, сопровождаемому ростом диаметра разряда. При интенсивности звука больше 90 дБ наступает полное расконтрагирование плазменного столба.

3.2. Модуляция разрядного тока звуком при контракции положительного столба

Одновременно со снятием вольт-амперных характеристик разряда измерялась амплитуда колебаний разрядного тока, вызванных звуковой волной. Глубина модуляции разрядного тока при постоянном давлении и токе на частоте звука $f = 170$ Гц возрастает при увеличении его интенсивности. Увеличение давления азота при фиксированных значениях разрядного тока и интенсивности звука сопровождается увеличением глубины модуляции тока.

Однако при неизменном значении давления азота и интенсивности звуковой волны с увеличением постоянной составляющей разрядного тока наблюдается плавное уменьшение глубины модуляции разрядного тока. Такая зависимость глубины модуляции от тока наблюдается в разряде азота при отсутствии контракции при давлении 60 тор и интенсивности 84 дБ (рис. 11а, кривая 1). При давлении 78 тор и интенсивности звуковой волны 84 дБ глубина модуляции разрядного тока при 80 мА скачкообразно возрастает от 7 до 14 % (кривая 2 на рис. 11а). Это означает, что при таком значении тока наступает скачок амплитуды звуковой волны. Отметим, что при токе 80 мА происходит контракция разряда (см. рис. 10а, кривая 2). Дальнейшее увеличение тока приводит к уменьшению глубины модуляции.

Уменьшение разрядного тока от 100 до 75 мА вызывает рост глубины модуляции. При токе 75 мА наступает скачкообразный спад модуляции разрядного тока примерно в два раза. При этом значении тока происходит расконтрагирование разряда (рис. 10а, кривая 2). Скачок глубины модуляции разрядного тока звуком происходит до значения интенсивности звука 90 дБ. При интенсивности больше 90 дБ область гистерезиса (рис. 11б) полностью отсутствует. Дальнейший рост интенсивности звука приводит к образованию растущей области при больших токах на кривых рис. 11в.

3.3. Скачок амплитуды звуковой волны при контракции газового разряда

При скачкообразной контракции газового разряда в азоте, вызванной звуковой волной, происходит крутое возрастание глубины модуляции тока, сопровождаемое резким увеличением амплитуды звука. Рассмотрим результаты экспериментального исследования эволюции амплитуды и интенсивности звуковой волны при переходе разряда молекулярных газов в контрагированное состояние [19, 20].

Измерения проводились на экспериментальном стенде, состоящем из кварцевой трубки с внутренним диаметром 9,8 см и длиной 52 см. Расстояние между кольцевыми сетчатыми электродами составляло 27 см. Звуковая волна в разрядной трубке создавалась при помощи электродинамического излучателя, герметически прикрепленного к одному из торцов трубки. К противоположному торцу (за анодом) крепился микрофон для контроля за параметрами звуковой волны. Экспериментальные исследования в разряде азота проводились при давлении $p = 78$ тор в диапазоне разрядных токов от 40 до 120 мА на первой резонансной частоте звуковой волны $f = 170$ Гц. Используемый в эксперименте азот содержал до 0,07 % примеси паров воды и не более 0,4 % кислорода.

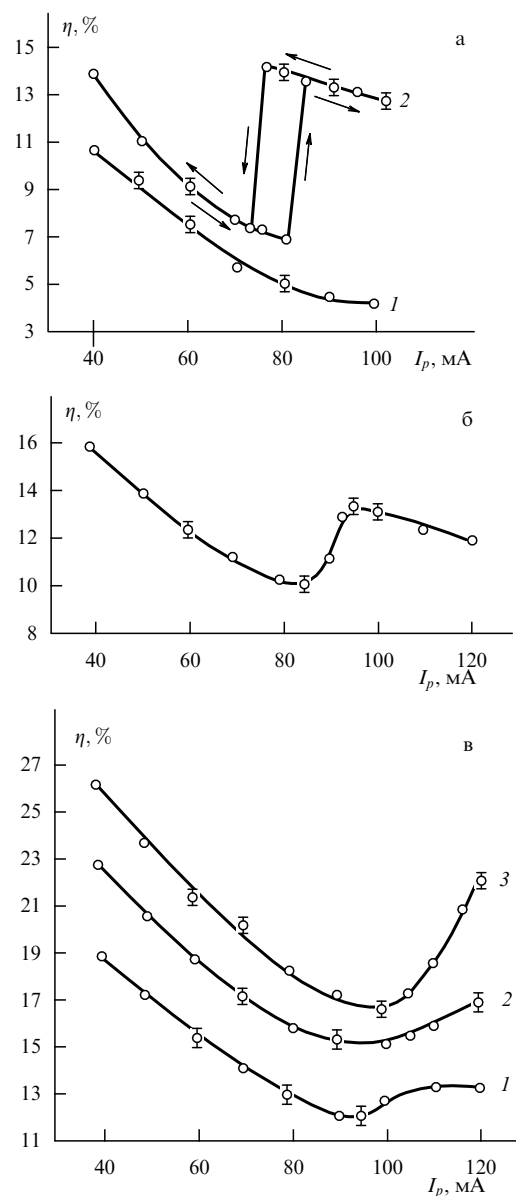


Рис. 11. Графики зависимости глубины модуляции тока звуком от разрядного тока. (а) Кривая 1 получена при давлении 60 тор и интенсивности 84 дБ; кривая 2 — при 78 тор и 84 дБ. (б) Кривая получена при 78 тор и 90 дБ. (в) Кривые получены при давлении 78 тор и интенсивности звука 92, 94, 96 дБ, соответствующей кривым 1–3

При давлении азота 78 тор в разряде без звуковой волны наблюдается скачкообразная контракция положительного столба с образованием гистерезиса (см. рис. 10). Создание звуковой волны в разрядной трубке и рост ее интенсивности приводят к увеличению энерговклада в разряд и уменьшению площади гистерезиса на вольт-амперной характеристике разряда. Для каждого значения интенсивности звука снятие вольт-амперной характеристики (см. рис. 10) проводилось при искусственном поддержании постоянной интенсивности в разрядной трубке во всей области разрядных токов от 40 до 120 мА.

На рис. 12 приведены вольт-амперные характеристики разряда в азоте в поле звуковой волны. При получении этих вольт-амперных характеристик, в отличие от приведенных на рис. 10, значения интенсивности звука не поддерживались постоянными при изменении

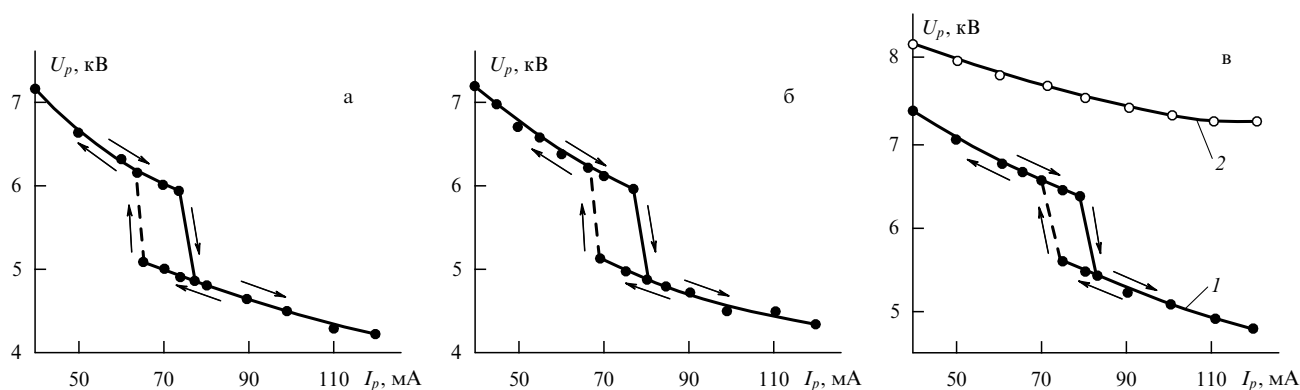


Рис. 12. Вольт-амперные характеристики разряда в азоте со звуковой волной первой резонансной частоты ($f = 170$ Гц) при давлении 78 тор и различных интенсивностях звука J_0 : (а) $J_0 = 68$ дБ, (б) 72 дБ, (в) кривая 1 соответствует 76 дБ; кривая 2 — 88 дБ

тока. Измерения выполнялись при различных фиксированных значениях звуковой волны, поступающей от внешнего источника. Значения разрядного напряжения U_p при каждом значении тока (от 40 до 120 мА) снимались при тех интенсивностях звука, которые устанавливались в разрядной трубке при данном токе в результате взаимодействия звуковой волны с плазмой. Интенсивность звука J_0 при токе 40 мА в зависимости от амплитуды, поступающей от внешнего излучателя, в эксперименте устанавливалась равной от 66 до 88 дБ.

В разряде азота без звуковой волны при давлении 78 тор переход в контрагированное состояние происходит при токе $I_{p1} = 70$ мА. Создание звука приводит к некоторому сдвигу значения I_{p1} в сторону более высоких токов. Значения токов I_{p1} для различных интенсивностей звука J_0 приведены в таблице; там же приведены значения тока I_{p2} , устанавливающиеся в разряде непосредственно после контракции. Рост интенсивности J_0 сопровождается уменьшением площади гистерезиса на вольт-амперной характеристике разряда, причем значительное уменьшение наблюдается при интенсивности $J_0 > 72$ дБ.

Таблица

J_0 , дБ	66	68	70	72	76	81	84	88
I_{p1} , мА	71	73	75	76	78	79	83	—
I_{p2} , мА	75	77	79	80	82	82	86	—
J_1 , дБ	68	70	72	75	79,5	82,5	85	—
J_2 , дБ	70,5	74	79	83	84,5	85,5	86	—
J_3 , дБ	71	76	81	84	85	86	88	91

При $J_0 = 88$ дБ область гистерезиса полностью исчезает (рис. 12в) и при этом происходит полное расконтрагирование разряда.

Рассмотрим эволюцию параметров звуковой волны, направленной вдоль положительного столба, при изменении тока в разряде азота от 40 до 120 мА. Исследования показывают, что в области давлений меньше 78 тор увеличение разрядного тока сопровождается некоторым плавным увеличением амплитуды звука. При давлении 78 тор в области интенсивностей J_0 от 66 до 88 дБ и определенных значениях разрядного тока наблюдается скачкообразный рост амплитуды звуковой волны при контракции положительного столба (на рис. 13 относительной амплитуды звука A/A_0 , где A_0 — амплитуда звука при токе 40 мА).

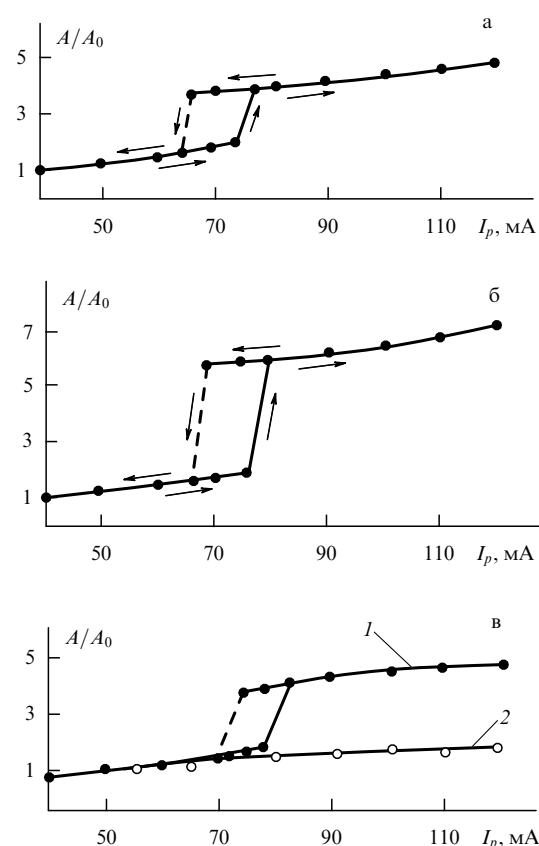


Рис. 13. Зависимость относительной амплитуды звуковой волны A/A_0 (где A_0 — значение амплитуды звука при токе 40 мА) от разрядного тока в азоте при давлении 78 тор и различных интенсивностях звуковой волны J_0 : (а) $J_0 = 68$ дБ, (б) 72 дБ, (в) кривая 1 соответствует 78 дБ, кривая 2 — 88 дБ

Сравнение графиков рис. 12 и 13 демонстрирует, что именно при этих токах происходит скачкообразный переход разряда в контрагированное состояние. Зависимость A/A_0 от тока, так же как и вольт-амперные характеристики разряда (см. рис. 12 и 13), носит гистерезисный характер. Из результатов исследований следует, что в области J_0 от 66 до 72 дБ увеличение J_0 сопровождается увеличением эффекта скачкообразного роста амплитуды звуковой волны. При интенсивности $J_0 = 72$ дБ наблюдается наибольший рост амплитуды

звука. Амплитуда звуковой волны, устанавливающаяся при токе непосредственно после контракции ($I_p = 80$ мА), в 3,6 раза превышает значение амплитуды звука при токе непосредственно до контракции ($I_p = 76$ мА). В области интенсивностей $J_0 > 72$ дБ увеличение J_0 сопровождается ослаблением эффекта скачкообразного роста амплитуды звука. При значении $J_0 = 88$ дБ область гистерезиса на зависимость A/A_0 от разрядного тока полностью устраняется (рис. 13в, кривая 2); при этом происходит полное расконтрагирование разряда звуковой волной (рис. 12в).

Для наглядности на рис. 14 проанализирована зависимость отношения амплитуды звука при токе I_{p2} к амплитуде звука при токе I_{p1} от интенсивности звука J_0 . На том же рисунке представлена зависимость отношения амплитуды звука при токе 120 мА к амплитуде при токе 40 мА, A_3/A_0 от J_0 , из которой следует, что при $J_0 = 72$ дБ увеличение тока от 40 до 120 мА приводит к росту амплитуды звука в семь раз.

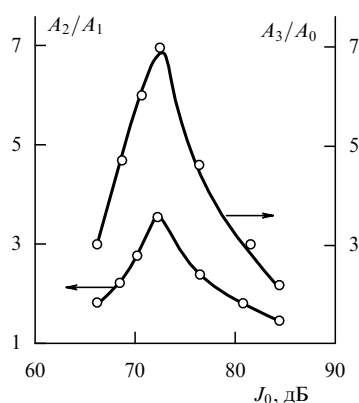


Рис. 14. Графики зависимости отношения амплитуд A_2/A_1 звуковой волны, направленной вдоль разряда, в азоте непосредственно после и до скачка и при токах 120 и 40 мА от интенсивности звука J_0

Одновременно с измерением амплитуды звуковой волны исследовалась зависимость интенсивности звуковой волны от разрядного тока. Значения интенсивности звука J_1 , устанавливающиеся при токах непосредственно до контракции, и значения J_2 после контракции разряда, а также J_3 при токах 120 мА при различных J_0 даны в приведенной выше таблице, из которой следует, что наибольший рост интенсивности звука при скачке наблюдается при $J_0 = 72$ дБ, интенсивность звука растет на 8 дБ. Увеличение тока от 40 до 120 мА (для $J_0 = 72$ дБ) сопровождается ростом интенсивности звуковой волны на 12 дБ.

Проанализируем механизм явления скачкообразного роста амплитуды звука при переходе разряда в азоте в контрагированное состояние. Распространение звуковой волны по плазменному столбу приводит к пространственной и временной модуляциям температуры и плотности газа. Эти модуляции вызывают модуляцию интенсивности тепловыделения из-за колебательной ($V-T$)-релаксации, что в свою очередь приводит к увеличению первоначальной глубины модуляции температуры и плотности газа, т.е. к возрастанию амплитуды звуковой волны [18]. При переходе разряда в контрагированное состояние происходит уменьшение диаметра положительного столба, повышение плотности тока на оси разрядной трубки и соответственно увеличение темпера-

туры газа в плазме. Если при этом время ($V-T$)-релаксации значительно меньше периода звуковых колебаний, то интенсивность тепловыделения, вызванного этим процессом, будет эффективно модулироваться звуковой волной, что может привести к существенному росту первоначальной глубины модуляции температуры и плотности и скачку амплитуды звуковой волны.

При давлении азота 78 тор температура T газа на оси не превышает 860 К; в результате контракции T становится выше 935 К (температура газа определялась термопарным датчиком, расположенным на оси разрядной трубки на расстоянии 8 см от анода). Концентрация газовых частиц при $T = 900$ К равна $N = p/kT = 8,5 \times 10^{17}$ см $^{-3}$. В чистом азоте при этих условиях константа ($V-T$)-релаксации $k = 10^{-16}$ см 3 с $^{-1}$ [58], а время ($V-T$)-релаксации $\tau_{VT} = (k_{VT}N)^{-1} = 1,1 \times 10^{-2}$ с. Период звуковых колебаний $\tau_s = 6 \times 10^{-3}$ с, т.е. в чистом азоте $\tau_{VT} > \tau_s$. Однако используемый в экспериментах азот содержал 0,07 % примеси паров воды. Колебательная релаксация молекул азота молекулами воды подробно исследована в области температур от 300 до 963 К в [59]. При $T = 900$ К константа колебательной релаксации молекул азота молекулами воды составляет, согласно [59], 10^{-13} см 3 с $^{-1}$. Для смеси N_2 и H_2O время ($V-T$)-релаксации можно определить по формуле [60]

$$\frac{1}{\tau_{VT}} = \frac{1}{\tau_{VT}^0} \frac{P_0}{P} + \frac{1}{\tau_{VT}^1} \frac{P_1}{P},$$

где P_0 и P_1 — парциальные давления азота и паров воды, τ_{VT}^0 и τ_{VT}^1 — времена релаксации азота азотом и азота молекулами воды соответственно. В рассматриваемых условиях парциальное давление воды примерно составляет $P_1 = 0,1$ тор. По приведенной формуле получается, что в смеси азота с парами воды (0,07 %) $\tau_{VT} = 5 \times 10^{-3}$ с, т.е. $\tau_{VT} < \tau_s$. Если учесть, что азот содержал также 0,4 % примеси кислорода, то константа колебательной релаксации азота кислородом окажется на два порядка больше, чем азота азотом [61], благодаря чему τ_{VT} должно быть еще меньше, чем 5×10^{-3} с. Скачок амплитуды звуковой волны наиболее сильно проявляется при сравнительно низких интенсивностях звука ($J < 75$ дБ). При $J > 75$ дБ этот эффект ослабевает, что связано с зарождением акустического течения при таких интенсивностях. При этих условиях в разрядной трубке визуально наблюдается вихревое движение. С ростом интенсивности звука размер вихрей уменьшается.

Наиболее отчетливо вихревое движение в разрядной трубке (в виде мелкомасштабных вихрей размером много меньше диаметра трубки) наблюдается при интенсивностях звука $J > 88$ дБ. При этом происходит расконтрагирование разряда в поле звуковой волны, сопровождаемое устранением скачка амплитуды звука. Наличие стационарного вихревого движения (акустическое течение [34]) приводит к перемешиванию газа по сечению трубки и выравниванию радиального градиента температуры газа, в результате чего уменьшается температура газа на оси разряда T . Уменьшение T приводит к замедлению процессов ($V-T$)-релаксации, и при нарушении условия $\tau_{VT} < \tau_s$ модуляция интенсивности тепловыделения, вызванного ($V-T$)-релаксацией, будет малоэффективной, существенный рост амплитуды звука при этом невозможен. При $J = 85$ дБ температура газа на оси уменьшается более чем на 100 К, τ_{VT} достигает 10^{-2} с,

т.е. неравенство $\tau_{VT} < \tau_s$ нарушается. Таким образом, устранение скачка амплитуды звука, сопровождаемое расконтрагированием разряда, можно объяснить зарождением стационарного вихревого движения в плазменном столбе стоячими звуковыми волнами.

Рассмотрим результаты экспериментального исследования скачкообразного роста амплитуды звуковой волны, созданной внешним источником и направленной вдоль положительного столба, при контракции разряда в смесях азота с кислородом. Измерения проводились при давлении 78 тор в диапазоне разрядных токов от 40 до 120 мА [20]. Содержание кислорода в смесях варьировалось от 0 до 40 %. Исследования показывают, что скачкообразная контракция положительного разряда при 78 тор наблюдается и при добавлении к разряду азота кислорода. Причем с ростом процентного содержания кислорода в смесях значения критического тока, при которых происходит контракция положительного столба, смещаются в область более низких токов.

В разряде азота без добавок кислорода критический ток равен 70 мА, при содержании в смеси 10 % кислорода — 65 мА, при 40 % — 55 мА. В поле звуковой волны (при поддержании значения интенсивности звука неизменным во всей исследуемой области разрядных токов от 40 до 120 мА) с ростом интенсивности звука в разряде смесей азота с кислородом, так же как и в разряде азота [19], наблюдается сдвиг скачкообразного роста амплитуды звука на вольт-амперной характеристике разряда в область более высоких значений разрядного напряжения, сопровождаемый уменьшением площади гистерезиса.

В разряде азота при интенсивности звука 90 дБ наблюдается полное расконтрагирование разряда в поле звуковой волны, сопровождаемое устранением области гистерезиса на вольт-амперной характеристике разряда. Дальнейший рост интенсивности звука приводит к значительному увеличению энергозатрат в разряд. В смесях азота с кислородом с содержанием от 0 до 30 % полное расконтрагирование разряда также происходит при интенсивности звука 90 дБ. При содержании в смесях более 30 % кислорода полное расконтрагирование разряда в поле звуковой волны наблюдается при более высоких интенсивностях звука ($J > 92$ дБ).

Исследование вольт-амперных характеристик разряда в смесях проводилось при первой резонансной частоте звука. Добавление кислорода к разряду азота приводило к сдвигу резонансной частоты ($f = 170$ Гц) вниз, при содержании 10 % кислорода в смеси $f = 167$ Гц, при 20 % — 165 Гц, 40 % — 162 Гц. С ростом процентного содержания кислорода в смеси скачок амплитуды звука в результате контракции положительного столба проявляется сильнее. Так, в разряде азота отношение амплитуды звуковой волны непосредственно после контракции к амплитуде звука до контракции A_2/A_1 при интенсивности звука 72 дБ равно 3,6. В смеси с содержанием кислорода 10 % $A_2/A_1 = 5$, с 20 % — 7, с 30 % — 8 и с 40 % — 8,8 (рис. 15). Интенсивность звуковой волны при этом возрастает на 13 дБ. В разряде смеси азота с кислородом, так же как и в азоте, при увеличении интенсивности звуковой волны выше 84 дБ происходит расконтрагирование разряда, сопровождаемое устранением скачка амплитуды звука.

В процессе исследования влияния звуковых волн на контракцию положительного столба производилось

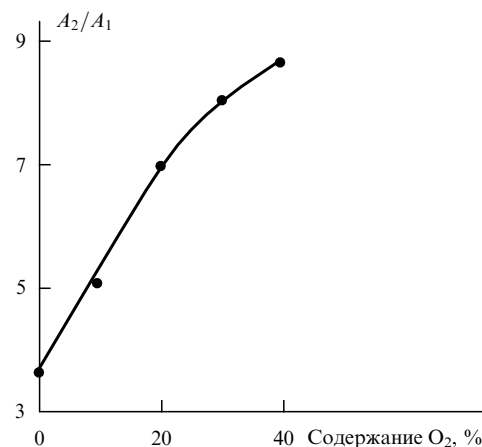


Рис. 15. Зависимость отношения амплитуд звуковой волны непосредственно после контракции и до контракции разряда от процентного содержания кислорода в его смеси с азотом при интенсивности звука 72 дБ

измерение характерного времени τ , за которое амплитуда звука растет от значения A_1 при токе непосредственно до контракции до значения A_2 , устанавливающегося сразу после контракции разряда. Повышение процентного содержания кислорода в смеси сопровождается уменьшением характерного времени нарастания амплитуды звука, вызванного контракцией разряда (рис. 16). При интенсивности звуковой волны 70 дБ в разряде азота $\tau = 2,5$ мс, в смеси с содержанием кислорода 10 % время $\tau = 1,3$ мс и в случае кислорода 40 % $\tau = 0,4$ мс. С увеличением интенсивности звуковой волны при постоянном давлении время нарастания амплитуды звука при контракции возрастает. Один из возможных механизмов скачка амплитуды звука при контракции разряда в молекулярном газе, рассмотренных выше, связан с резкой температурной зависимостью

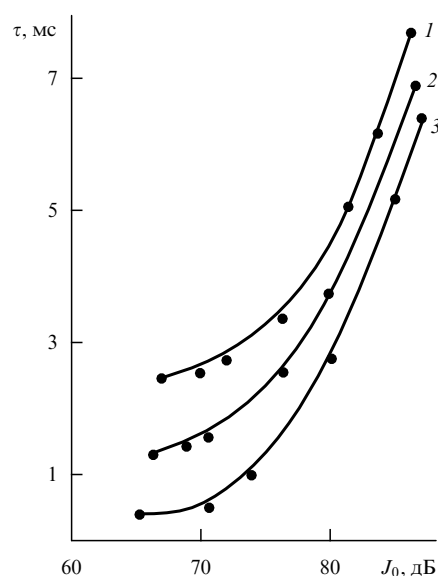


Рис. 16. Зависимость времени нарастания амплитуды звуковой волны, вызванного скачком этого параметра от интенсивности звуковой волны J : 1 — в разряде азота, 2 и 3 — в разряде смеси азота и кислорода (2 — 10 % кислорода, 3 — 40 %)

константы колебательной релаксации возбужденных молекул. Резкий рост амплитуды звука возможен, если время $(V-T)$ -релаксации τ_{VT} меньше периода звуковых колебаний τ_s [18]. В этом случае интенсивность тепловыделения в результате $(V-T)$ -релаксации будет модулироваться звуковой волной, что может привести к существенному росту амплитуды звука. В чистом азоте константа $(V-T)$ -релаксации $k_{VT} = 10^{-16} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$ при $T = 800 \text{ К}$ [58], а время релаксации $\tau_{VT} = 1,1 \times 10^{-2} \text{ с}$. Период звуковых колебаний $\tau_s = 6 \times 10^{-3} \text{ с}$, т.е. в чистом азоте $\tau_{VT} > \tau_s$. Однако используемый в эксперименте азот содержал примесь воды при $T = 900 \text{ К}$, согласно [60] она составляет $10^{-13} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Для смеси $\text{N}_2 + \text{H}_2\text{O}$ с парциальным давлением паров воды 0,1 тор (0,07) вычисленное время $(V-T)$ -релаксации будет $\tau_{VT} = 5 \times 10^{-3} \text{ с}$, $\tau_{VT} < \tau_s$. В работе [68] приведены результаты исследований модуляции разрядного тока звуковой волной в азоте с примесью воды 0,07 %. Получено, что при давлении газа 50 тор и токе 40 мА в трубке с внутренним диаметром 9,8 см при интенсивности звука 98 дБ глубина модуляции тока составляет 26 %. Показано, что такое высокое значение глубины модуляции тока звуком установилось благодаря $(V-T)$ -релаксации при $\tau_{VT} < \tau_s$.

Добавление кислорода к азоту в разряд приводит к возрастанию глубины модуляции тока, и при 40 % кислорода в смеси устанавливается глубина модуляции 36 %. Это связано с тем обстоятельством, что колебательная релаксация азота кислородом на два порядка больше азота азотом [60], т.е. с увеличением процентного содержания кислорода в разряде азота уменьшается значение τ_{VT} и происходит увеличение амплитуды звука. Этим объясняется более сильное проявление эффекта скачкообразного роста амплитуды звука при контракции разряда в смеси азота с кислородом и ход зависимости A_2/A_1 от процентного содержания O_2 в $\text{N}_2 + \text{O}_2$ (представленный на рис. 15). Соответственно с ростом процентного содержания кислорода в смеси уменьшается характерное время τ , за которое амплитуда звуковой волны от значения A_1 при токе до контракции увеличивается до A_2 непосредственно после контракции разряда (см. рис. 16).

4. Совместное влияние звуковой волны и потока газа на параметры разряда

Звуковая волна, распространяющаяся вдоль положительного столба, вызывает уменьшение температуры газа и радиального градиента температуры газа в плазме, изменение продольного электрического поля, температуры и концентрации электронов, сжатие и расширение плазменного столба, стабилизацию разряда. Аналогичное воздействие на положительный столб оказывает продольный поток газа [35]. При высоких скоростях прокачки и повышенных давлениях благодаря турбулентному перемешиванию газа поток обеспечивает возбуждение однородного неконтрагированного разряда. При этом может быть образовано более однородное распределение заряженных частиц по радиусу положительного столба, чем в диффузионном разряде при низких давлениях.

В работе [25] экспериментально установлена зависимость напряженности продольного электрического поля в разряде аргона с продольным потоком от скорости

газа. Получено, что в диапазоне скоростей течения газа от 0 до 40 м с^{-1} с ростом наблюдается уменьшение напряженности продольного электрического поля E ; дальнейший рост скорости прокачки приводит к резкому возрастанию электрического поля. Рост поля при скоростях выше 120 м с^{-1} объясняется переходом потока в турбулентный режим течения газа [25]. В [30, 62] экспериментально показано, что при ламинарной прокачке газа уменьшение напряженности продольного электрического поля сопровождается снижением температуры электронов и возрастанием градиента температуры электронов по радиусу разряда. Установлено, что ламинарная прокачка газа приводит к росту концентрации электронов на оси положительного столба и установлению более крутого распределения концентрации электронов по радиусу плазменного столба, чем в разряде без потока. Это связано с тем обстоятельством, что скорость выноса заряженных частиц в продольном направлении потоком газа становится больше, чем гибель электронов и ионов на стенках трубки вследствие их диффузии по радиусу разряда или объемной рекомбинации на периферии положительного столба. Эффект сжатия профиля распределения концентрации электронов по радиусу положительного столба наблюдается как при прокачке от катода к аноду, так и в обратном направлении.

Экспериментальные исследования, описанные в [30, 62], проведены в разряде электроположительных газов: аргоне, гелии, азоте. В данном разделе будут приведены результаты экспериментального исследования совместного влияния звуковой волны и продольного потока газа на параметры разряда и выявлены общие закономерности. Для выполнения этой задачи достаточно исследовать влияние на свойства разряда звуковой волны, направленной вдоль положительного столба [63]. Изучено влияние звука на вольт-амперную характеристику разряда в потоке газа, напряженность продольного электрического поля, температуру электронов, перепад температуры газа между осью и стенкой разрядной трубки. Показано, что в поле звуковой волны при достаточно высоких интенсивностях (выше некоторой критической) в разряде с потоком газа реализуется более однородный в поперечном направлении положительный столб, чем в разряде без потока. При этом вкладываемая в разряд мощность в разряде с потоком газа превышает мощность, вкладываемую в разряд без прокачки. При интенсивностях звука ниже критической наблюдается обратная картина.

Экспериментальные измерения выполнялись на стенде, состоящем из кварцевой разрядной трубки с внутренним диаметром 9,8 см и длиной 52 см. Расстояние между кольцевыми сетчатыми электродами 27 см. Звуковая волна в разряде создавалась при помощи электродинамического излучателя, прикрепленного к одному из торцов разрядной трубки, к противоположному торцу (за анодом) крепился микрофон для контроля параметров плазмы. Прокачка газа вдоль разрядной трубки производилась форвакуумным насосом в направлении от анода к катоду. Средняя по сечению разрядной трубки скорость течения газа составляла $0,63 \text{ м с}^{-1}$. Исследования выполнялись при давлениях 40–60 тор и разрядных токах 40–60 мА. Интенсивность звуковой волны варьировалась от 84 до 98 дБ. Измерения проводились при первой резонансной частоте звука, в

разряде без прокачки — при 170 Гц. Включение прокачки приводит к сдвигу резонансной частоты вниз на 15 Гц, т.е. в разряде с потоком газа — 155 Гц.

4.1. Расконтрагирование разряда в потоке газа звуковой волной

В работах [30, 62] получено, что создание ламинарного прокачки газа вдоль разряда в электроположительных газах приводит к сжатию положительного столба. Аналогичное сжатие разряда наблюдается и при включении звуковой волны вдоль положительного столба. Сравним вольт-амперные характеристики разряда в азоте при давлении 60 тор и при диапазоне токов от 40 до 90 мА в отсутствие звука, в потоке газа и при наличии звуковой волны (рис. 17).

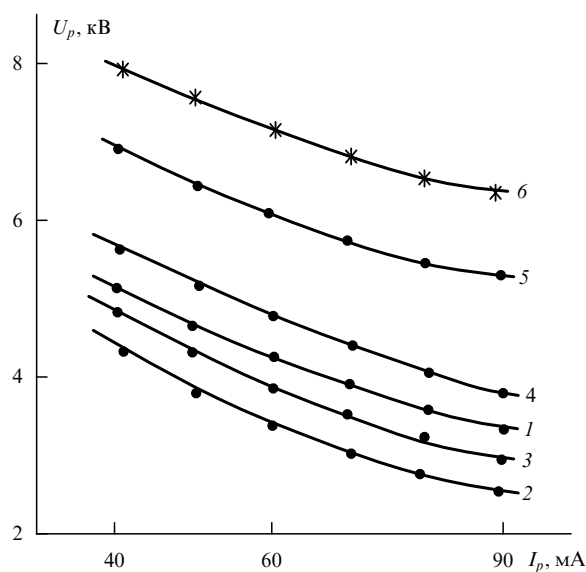


Рис. 17. Вольт-амперные характеристики разряда в азоте при давлении 60 тор: 1, 2 — без звука; 3–6 — со звуком; 1, 4, 5 — без прокачки; 2, 3, 6 — с прокачкой, $v = 0,63 \text{ м с}^{-1}$, 4 — $J = 88 \text{ дБ}$; 5, 6 — 98 дБ

Разрядное напряжение при 40 мА в отсутствие звука и потока соответствует $U_0 = 5,2 \text{ кВ}$ (кривая 1), диаметр видимой границы положительного столба при этих условиях равен примерно 2 см. При включении потока U_0 уменьшается до 4,3 кВ (кривая 2), а диаметр — до 1,2 см. Создание звуковой волны интенсивностью 88 дБ в разряде с потоком приводит к установлению $U_0 = 4,8 \text{ кВ}$ (кривая 3) и видимой границы положительного столба $d = 1,6 \text{ см}$. В случае разряда со звуковой волной ($J = 88 \text{ дБ}$), но без потока $U_0 = 5,6 \text{ кВ}$ (кривая 4), диаметр разряда при этом становится равным $d = 2,4 \text{ см}$. В разряде без потока газа при интенсивности звуковой волны 98 дБ (кривая 5) происходит значительное увеличение разрядного напряжения ($U_0 = 6,8 \text{ кВ}$), диаметр видимой границы положительного столба возрастает: при токе 40 мА $d = 6,5 \text{ см}$. В случае разряда с потоком газа в поле звуковой волны интенсивностью $J = 98 \text{ дБ}$ (кривая 6) наблюдается дальнейшее увеличение разрядного напряжения ($U_0 = 8 \text{ кВ}$) и диаметра положительного столба (при токе 40 мА $d = 7,5 \text{ см}$).

Из результатов экспериментальных измерений следует, что при интенсивностях звуковой волны резонансной частоты $J < 90 \text{ дБ}$ диаметр положительного столба и

разрядное напряжение с прокачкой меньше, чем в разряде без потока газа. При $J > 90 \text{ дБ}$ наблюдается обратная картина: в разряде с прокачкой газа значения разрядного напряжения и диаметра видимой границы положительного столба становятся больше, чем в разряде без потока газа (при одной и той же интенсивности звуковой волны).

4.2. Влияние звуковой волны на электрическое поле в разряде с потоком газа

Как указывалось выше, электрическое поле в разряде в потоке газа исследовалось в работах [30, 62]. Показано, что при увеличении скорости ламинарного потока газа, направленного вдоль положительного столба, происходит сжатие разряда и уменьшение напряженности продольного электрического поля. Повышение скорости прокачки газа при условиях, когда поток является турбулентным, вызывает увеличение диаметра положительного столба и электрического поля.

Проанализируем воздействие звуковой волны на электрическое поле разряда в ламинарном потоке газа со скоростью $0,63 \text{ м с}^{-1}$; практически, это означает совместное влияние потока газа и звуковой волны на продольное электрическое поле в положительном столбе. Измерения выполнялись в трубке диаметром 9,8 см и длиной 52 см. Расстояние между электродами 27 см. Электрическое поле измерялось компенсационным методом (подробно описанном в [26]) — двумя зондами, находящимися на расстоянии 1 см друг от друга и расположенными вдоль положительного столба на расстоянии 8 см от анода. Эксперименты выполнялись в разряде азота при давлении 60 тор и токе 40 мА. Напряженность продольного электрического поля без прокачки газа и в отсутствие звуковой волны соответствовала 160 В см^{-1} (рис. 18, кривая 1). Создание звука интенсивностью 88 дБ приводит к увеличению электрического поля до 170 В см^{-1} ; при $J = 90 \text{ дБ}$ $E = 175 \text{ В см}^{-1}$, а при $J = 98 \text{ дБ}$ $E = 210 \text{ В см}^{-1}$. Включение потока азота вдоль положительного столба в отсутствие звуковой волны вызывает уменьшение электрического поля, в результате чего устанавливается $E = 133 \text{ В см}^{-1}$ (рис. 18,

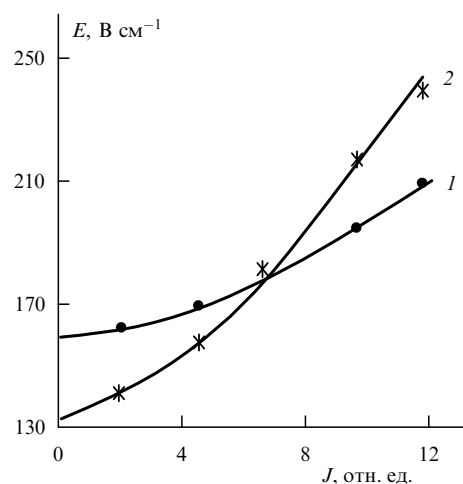


Рис. 18. Графики зависимости напряженности продольного электрического поля от интенсивности звуковой волны в разряде азота при давлении 60 тор и токе 40 мА: 1 — без прокачки, 2 — с прокачкой; $v = 0,63 \text{ м с}^{-1}$

кривая 2). При интенсивности звука в разряде в потоке газа 90 дБ в положительном столбе электрическое поле становится равным 175 В см^{-1} , т.е. имеет такое же значение, что и в отсутствие потока. Однако при интенсивности 98 дБ в потоке газа устанавливается $E = 240 \text{ В см}^{-1}$, что на 30 В см^{-1} больше, чем при той же интенсивности, но при отсутствии прокачки газа. Следовательно, звуковая волна как в разряде с ламинарной прокачкой, так и без нее, вызывает рост напряженности продольного электрического поля.

Характерной особенностью зависимости электрического поля от интенсивности звука в потоке газа является ситуация при интенсивности 90 дБ, при которой эти две кривые пересекаются. При $J < 90$ дБ значение электрического поля в разряде с потоком устанавливаются более высокими, чем в разряде без прокачки (при одной и той же интенсивности звуковой волны). В случаях $J < 90$ дБ значения поля в разряде с потоком меньше, чем в положительном столбе в отсутствие прокачки газа.

4.3. Влияние звуковой волны на градиент температуры в разряде с потоком газа

Для получения более полного представления о процессах, происходящих в разряде с ламинарным потоком газа в присутствии звуковой волны, проанализируем зависимость радиального градиента температуры газа в положительном столбе с прокачкой от интенсивности звука. Измерения температуры проводились двумя термопарными датчиками. Один из них располагался на оси разрядной трубки на расстоянии 8 см от анода, второй — на стенке разрядной трубки на том же расстоянии от анода. В разряде азота без потока в отсутствие звуковой волны при давлении 60 тор и токе 40 мА температура газа на оси трубки устанавливается $T_0 = 733 \text{ К}$.

Прокачка газа со скоростью $v = 0,63 \text{ м с}^{-1}$ приводит к уменьшению температуры примерно на 70 К. Несмотря на уменьшение температуры газа на оси с потоком, радиальный перепад температуры газа T в разряде с потоком становится больше, чем в разряде без прокачки (рис. 19). Создание звуковой волны приводит к уменьшению перепада температуры как в разряде с потоком, так и без него. В области интенсивностей звука $J > 90$ дБ радиальный перепад в разряде с прокачкой становится меньше, чем в разряде без потока газа. В разряде без прокачки газа при интенсивности $J = 98$ дБ при токе 40 мА температура газа на оси положительного столба T_0 устанавливается равной 610 К, а радиальный перепад 200 К; в разряде с потоком при этом $T_0 = 510 \text{ К}$ и $\Delta T = 165 \text{ К}$.

4.4. Зависимость электронной температуры в разряде с потоком азота от интенсивности звуковой волны

Управление температурой электронов в плазме независимым путем при фиксированных значениях тока и давления газа в разряде является, пожалуй, одной из наиболее важных задач при использовании газового разряда в прикладных целях. Возможность подведения электронной температуры в разряде к оптимальному значению позволяет создать такие условия в плазме, при которых выходные параметры газоразрядного устройства становятся наибольшими. Так, в газоразрядных лазерах получение оптимальной электронной температуры приведет к оптимальной выходной мощности лазера. Ниже будет показано, что совместное использо-

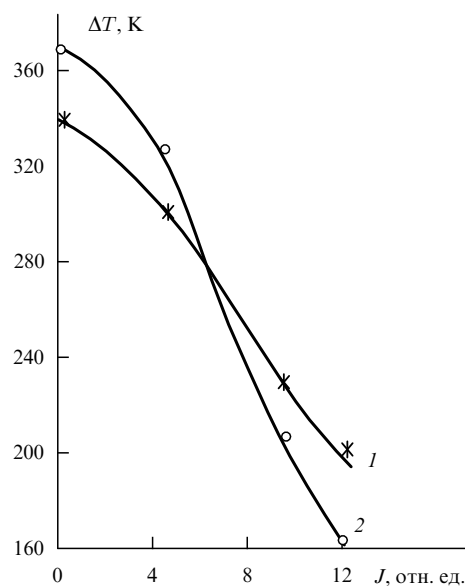


Рис. 19. Графики зависимости перепада температуры газа между осью и стенкой трубки от интенсивности звуковой волны в разряде азота при давлении 60 тор и токе 40 мА: 1 — без прокачки, 2 — с прокачкой; $v = 0,63 \text{ м с}^{-1}$

вание потока газа и звуковой волны для изменения электронной температуры позволяет существенно расширить диапазон вариации температуры электронов в разряде при постоянных значениях тока и давления газа в трубке.

Температура электронов измерялась ленгмюровским зондом. Были проведены измерения температуры газа в плазме на оси разряда и стенке трубки двумя термопарными датчиками на расстоянии 8 см от анода. Измерения выполнялись в разряде азота в диапазоне давлений от 30 до 40 тор и электрическом токе 40 мА. Интенсивность звуковой волны на первой резонансной частоте $f = 170 \text{ Гц}$ варьировалась от 84 до 98 дБ. Скорость ламинарного потока газа составляла $0,63 \text{ м с}^{-1}$. Прокачка газа осуществлялась форвакуумным насосом в направлении от анода к катоду. Температура электронов в разряде азота в отсутствие потока и звуковой волны на оси положительного столба при давлении 30 тор и токе 40 мА в трубке внутренним диаметром 9,8 см соответствовала 0,5 эВ. Увеличение интенсивности звуковой волны вызывало возрастание температуры электронов T_e (рис. 20, кривая 1). При интенсивности звука 84 дБ (2 отн. ед.) $T_e = 0,53 \text{ эВ}$, при 90 дБ (8 отн. ед.) $T_e = 0,6 \text{ эВ}$ и при 98 дБ (12 отн. ед.) — 0,72 эВ. При этом происходило расконтрагирование разряда, диаметр видимой границы положительного столба увеличивался от 2 до 6,5 см, температура газа на оси уменьшалась от 614 до 574 К, радиальный градиент температуры газа понижался от 310 до 260 К.

Включение прокачки газа в отсутствие звуковой волны, как показал эксперимент, приводит к уменьшению температуры электронов от 0,5 до 0,38 эВ, а диаметр разряда уменьшается от 2 до 1,2 см. При этом продольное электрическое поле также уменьшается. Увеличение интенсивности звука при наличии потока газа вызывает более крутой рост температуры электронов, чем при отсутствии прокачки (см. рис. 20, кривая 2), и при 90 дБ T_e становится равным 0,6 эВ, т.е. кривые 1 и 2 пере-

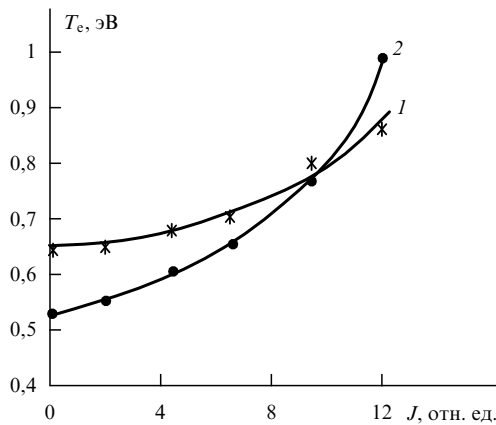


Рис. 20. Графики зависимости температуры электронов на оси положительного столба в разряде азота при давлении 60 тор и токе 40 мА от интенсивности звуковой волны: кривая 1 — без потока газа (на первой резонансной частоте звука $f = 170$ Гц), кривая 2 — в потоке газа с $v = 0,63$ м с⁻¹ ($f = 155$ Гц)

секаются. Дальнейшее повышение интенсивности звуковой волны приводит к более резкому возрастанию температуры электронов в потоке азота, которая при $J = 98$ дБ становится равной 0,92 эВ, а диаметр положительного столба увеличивается до 7,75 см. Таким образом, из приведенных экспериментальных данных следует, что при постоянном токе и давлении газа в разряде изменением потока газа и интенсивности звуковой волны значение температуры электронов в положительном столбе можно изменить в 2,5 раза.

Отметим, что при интенсивности звуковой волны меньше критического значения (при рассматриваемых условиях $J_{кр} = 90$ дБ) поток газа приводит к уменьшению температуры электронов, в то время как при $J > 90$ дБ прокачка газа приводит к увеличению температуры электронов, т.е. к установлению T_e , которое выше значения T_e в разряде при наличии звука, но в отсутствие потока.

4.5. Результаты экспериментальных исследований

Результаты экспериментальных исследований показывают, что звуковая волна как в разряде с потоком, так и без него, приводит к росту напряженности продольного электрического поля, температуры электронов, уменьшению перепада температуры газа по радиусу трубки и возрастанию диаметра видимой границы положительного столба. В разряде без звуковой волны создание ламинарной прокачки газа приводит к обратному поведению параметров плазмы. Звук интенсивностью $J < 90$ дБ вызывает установление в разряде без потока более высоких значений напряженности продольного электрического поля, температуры электронов и более низких значений радиального перепада температуры газа, чем в разряде с прокачкой газа. Диаметр видимой границы положительного столба с потоком при этом меньше, чем в разряде без прокачки газа.

В области $J > 90$ дБ электрическое поле и электронная температура, а также диаметр положительного столба в разряде с потоком становятся больше, а градиент температуры газа меньше, чем в разряде без прокачки. В разряде азота при давлении 40 тор подобное изменение в поведении параметров разряда наблюдается

при интенсивности звуковой волны $J = 96$ дБ. В [33] уменьшение перепада температуры газа в разряде со звуковой волной (без потока газа) связывается с возникновением стационарного вихревого течения в стоячем звуковом поле (так называемого акустического течения [34]).

Уменьшение перепада температуры газа в разряде в результате турбулентного перемешивания газа в радиальном направлении вихревым течением приводит к установлению более однородного распределения параметра E/N по радиусу положительного столба, чем в разряде без звуковой волны. Вследствие этого в разряде со звуком установится более однородное распределение частоты ионизации и концентрации электронов по радиусу разряда, что сопровождается ростом напряженности продольного электрического поля, температуры электронов и диаметра положительного столба.

Вихревое движение в объеме трубки наблюдается визуально в условиях эксперимента. Возникновение вихревого акустического течения связано с неоднородностью акустического течения [64]; в разрядной трубке такая неоднородность образуется из-за резкого перепада температуры газа по радиусу положительного столба.

Измерения показывают, что в разряде с ламинарным потоком газа (без звуковой волны) перепад температуры газа по радиусу положительного столба больше, чем в разряде без потока. Это обстоятельство можно объяснить следующим образом. Время выноса газовых частиц потоком из приосевой области разряда $\tau_s = L/2v$ при средней по сечению трубки скорости прокачки $v = 0,63$ м с⁻¹ для $L = 13,5$ см (середина трубки) составляет 0,1 с. При давлении 60 тор и токе 40 мА в разряде с потоком в отсутствие звуковой волны температура газа на оси плазменного столба равна 660 К. Коэффициент диффузии D молекул азота, вычисленный с использованием данных, приведенных в [65], при этом составляет 25 см² с⁻¹, и характерное время диффузионного ухода на стенки $\tau_D = R^2/D = 0,7$ с. Это означает, что время выноса газовых частиц из разрядной зоны потоком значительно меньше характерного времени их диффузионного ухода на стенки, что ведет к установлению более неоднородного распределения концентрации нейтральных частиц по радиусу положительного столба и к росту радиального перепада температуры газа в разряде с ламинарным потоком.

Акустическое течение проявляется как в разряде без прокачки, так и в разряде с потоком газа. Однако при достаточно высоких интенсивностях звуковой волны (при $P = 80$ тор и $J_{кр} > 90$ дБ) более высокая радиальная температурная неоднородность разряда с потоком газа способствует более сильному проявлению акустического течения по сравнению с разрядом без потока газа, что и приводит к большему количественному изменению параметров плазмы в разряде с потоком в поле звуковой волны.

Визуально в разряде с потоком газа в поле звуковой волны в области интенсивностей звука $J_{кр} > 96$ –90 дБ ($J_{кр}$ уменьшается от 96 до 90 дБ при увеличении давления азота от 40 до 60 тор) размер наблюдаемых вихрей становится меньше, чем в разряде без прокачки газа (при одинаковых интенсивностях звуковой волны) и реализуется более однородный в поперечном направлении разряд, чем в случае без прокачки. В области

интенсивностей звука $J < J_{кр}$ наблюдается обратная картина. Газодинамические эффекты в разряде, вызванные потоком газа и звуковой волной, при интенсивностях $J > J_{кр}$ суммируются.

5. Механизмы взаимодействия звука с газоразрядной плазмой

Теоретическое рассмотрение процессов влияния акустических волн на параметры газового разряда изложено в [67, 69, 75]. В работе [67] приводится теоретический анализ процессов, вызвавших расконтрагирование газового разряда звуковой волной. В ней отмечается, что, поскольку разрядный ток течет вдоль оси трубки и имеется температурный градиент по радиусу положительного столба, в такой температурно-неоднородной среде стоячая звуковая волна приобретает профиль, связанный с профилем температурного градиента [66]. В трубке возбуждается продольная стоячая мода. Из-за искривления фазовых плоскостей колебательная скорость в продольной акустической моде приобретает поперечную компоненту. В разрядной трубке, кроме того, неоднородность акустического поля образуется, во-первых, вследствие наличия сильного температурного градиента вдоль радиуса трубки и, во-вторых, из-за пограничного слоя около стенок, где скорость движения среды уменьшается от значения в звуковой волне на оси положительного столба до нуля вблизи стенок.

В стоячей звуковой волне из-за неоднородности акустического поля возникает вихревое акустическое течение [64], которое усиливает процессы переноса по радиусу трубки. Это вызывает увеличение эффективной теплопроводности плазмы, что приводит к уменьшению температуры газа на оси плазменного столба, радиального градиента температуры газа, к повышению диффузионных потерь заряженных частиц на стенке и расконтрагированию положительного столба.

Отметим, что линейное акустическое течение не может реально изменить процессы переноса в трубке, в то время как в поле стоячей звуковой волны нелинейное течение способно внести заметный вклад в процессы переноса, но для существования последнего требуется большой размер неоднородности акустического поля $g \gg \delta$ (δ — размер пограничного слоя). Сильная температурная неоднородность по радиусу трубки ответственна за возникновение больших акустических течений, влияющих на процессы переноса по радиусу разряда и, следовательно, на расконтрагирование положительного столба.

В [69] приведено теоретическое исследование процессов влияния акустических волн на структуру разряда, т.е. на стратификацию положительного столба и на контракцию разряда. Расслоение разряда, стимулированное звуком, впервые экспериментально получено в работе [14], а концентрация положительного столба, вызванная звуковой волной, — в [70]. В качестве канала влияния акустической волны на разряд в [69] рассматривается наличие резкой зависимости константы скорости ионизации k_i от отношения напряженности электрического поля к концентрации нейтральной компоненты плазмы E/N , которое непосредственно модулируется звуком. Эта модуляция может быть усилена при параметрическом взаимодействии акустических волн с одной из собственных мод разряда или разрядной цепи при

соответствующем соотношении между частотами. В результате этой модуляции эффективная скорость ионизации в плазме может возрасти, что создает необходимые условия для развития одного из типов ионизационной неустойчивости, установление которых зависит от свойств разряда и структуры возмущений. Нелинейная стадия развития этих неустойчивостей обычно приводит к формированию новой структуры разряда — происходит либо стратификация [71, 72], либо контракция разряда [22, 72]. Кроме того, при достаточно больших E/P , где P — давление газа, согласно [73] может формироваться отрицательная релаксационная (вторая) вязкость, уменьшающая полную диссипацию энергии звука. Наличие акустического поля в положительном столбе приводит к тому, что разряд, устойчивый в отсутствие звука, становится неустойчивым при некоторой плотности энергии акустического поля. В [69] получено выражение для порогового значения амплитуды звука, которое является условием возбуждения страт. Кроме того, из уравнений баланса зарядов и баланса энергии получено пороговое условие, результатом которого является развитие ионизационно-перегревной неустойчивости, и следствием этого — новое стационарное состояние с поперечным масштабом, меньшим исходного. Это значит, что наступает контракция разряда, стимулированная звуком.

Акустическая волна, направленная вдоль положительного столба, вызывает временную и пространственную модуляцию нейтральной компоненты плазмы, в результате чего параметр E/N (E — напряженность продольного электрического поля, N — плотность атомов и молекул), от которого зависят основные параметры разряда, в разреженных слоях будет больше, чем в уплотненных (в приближении, что электрическое поле вдоль положительного столба является постоянным). Вследствие этого частота ионизации с параметром E/N связана экспоненциальной зависимостью, и частоты образования электронов, ионов и возбужденных частиц будут сильно различаться в разреженных и уплотненных слоях, что и приведет к расслоению положительного столба. Однако образование ионизационных волн в разряде может произойти при большой частоте ионизации по сравнению с частотой акустической волны. Отметим, что с ростом интенсивности глубина модуляции концентрации электронов в разряде со звуковой волной возрастает [74, 75].

Этот вывод, определенный расчетным путем, полностью подтвердился результатами экспериментальных исследований, полученных позднее [37, 62, 68, 76, 77]. В [62] приведены измеренные значения глубины модуляции разрядного тока в азоте и смесях азота с аргоном и гелием в зависимости от интенсивности звуковой волны, давления газа и разрядного тока.

В разряде азота с примесью паров воды 0,07 % при давлении 50 тор и токе 40 мА (в трубке с внутренним диаметром 9,8 см) увеличение интенсивности звука от 88 до 98 дБ при резонансной частоте 170 Гц вызывает возрастание глубины модуляции разрядного тока от 11,2 до 25 %. При фиксированных значениях постоянной составляющей тока и интенсивности звука повышение давления газа в трубке приводит к росту глубины модуляции разрядного тока. При интенсивности звуковой волны 90 дБ добавки аргона или гелия к азоту (при давлении смеси 40 тор и токе 40 мА) вызывает уменьше-

ние глубины модуляции разрядного тока от 10 % в азоте до 2 % в смеси с содержанием аргона или гелия 75%.

В разряде молекулярных газов происходят процессы (V–T)-релаксации, в результате которых энергия из колебательных степеней свободы перекачивается к поступательным. Модуляция тепловыделения, вызванного колебательно-поступательной релаксацией, приведет к увеличению глубины модуляции параметров газа [18] и глубины модуляции параметров разряда. При этом, если время (V–T)-релаксации меньше периода звуковых колебаний, то интенсивность тепловыделения в результате этого процесса будет эффективно модулироваться звуковой волной и возможно получение высоких значений глубины модуляции разрядного тока. Добавление аргона или гелия к азоту приведет к уменьшению парциального давления азота в смеси и плотности колебательно-возбужденных молекул, что вызовет уменьшение глубины модуляции разрядного тока. Однако добавление кислорода к азоту, наоборот, приведет к увеличению глубины модуляции тока в разряде звуком [68]. Добавление кислорода к азоту (при давлении смеси 50 тор, в которой кислорода 40 %) при разрядном токе 40 мА и интенсивности звуковой волны 98 дБ увеличивает глубину модуляции от 25 до 40 %.

Рост глубины модуляции разрядного тока звуком с увеличением процентного содержания кислорода в разряде азота, по-видимому, связан с тем, что вероятность колебательной релаксации молекул азота кислородом больше, чем азота азотом. Согласно [60] при $T = 288$ К вероятность колебательной релаксации азота кислородом на два порядка больше, чем азота азотом при более высокой температуре ($T = 600$ К). Исследование глубины модуляции температуры и концентрации электронов в разряде азота, вызванном звуковой волной, приведено в работе [37]. Показано, что при давлении азота в разряде 40 тор, токе 40 мА и интенсивности звука 95 дБ с частотой 170 Гц глубина модуляции температуры электронов соответствует 18%, а концентрации электронов — 22 %, в то время, как глубина модуляции продольного электрического поля в разряде азота при том же давлении, токе и интенсивности звука порядка 0,5 % [24]. Это доказывает то, что приближение, принятое в работе [75] и приведенное выше, о том, что электрическое поле вдоль положительного столба является постоянным, достаточно корректно.

Следует отметить, что некоторые вопросы влияния акустических волн на параметры разряда вообще оказались неохваченными в данном обзоре. Так, например, вопрос сдвига фаз между колебаниями различных компонент плазмы и звуковой волной в газовом разряде [8, 11, 78, 79].

6. Заключение

Результаты исследования влияния акустических волн, потока газа и их совместного воздействия на параметры газового разряда позволяют прийти к выводу, что существует глубокая аналогия процессов, происходящих в плазме при распространении по ней звуковых волн, и в потоке газа. Вследствие этого возникает вероятность того, что во многих методических и прикладных задачах для возбуждения турбулентностей в плазме с необходимыми параметрами в аспекте создания однородного возбуждения плазмы в объеме при

повышенных давлениях, перемешивания газа, получения заданных значений температуры электронов, электрического поля в газовом разряде, можно вместо использования громоздких прокачных устройств для создания потока газа в плазменном столбе применить излучатели звуковых волн, которые позволят в большем диапазоне управлять параметрами газового разряда.

Представленный материал свидетельствует об изменении параметров газоразрядной плазмы под действием акустических колебаний. Тем самым простой и удобный метод воздействия на свойства плазмы связан с использованием звуковых колебаний. Несомненно, он займет свое место в арсенале методов при экспериментальном исследовании газового разряда.

Список литературы

1. Недоспасов А В, Хайт В Л *Колебания и неустойчивости в низкотемпературной плазме* (М.: Наука, 1979)
2. Напартович А П, Старостин А Н, в кн. *Химия плазмы* (М.: Атомиздат, 1979) Вып. 6, с. 153
3. Велихов Е П, Баранов В Ю, Летохов В С и др. *Импульсные СО-лазеры и их применения для разделения изотопов* (М.: Наука, 1983)
4. Молевич Н Е, Ораевский А Н *ЖЭТФ* **94** 128 (1988)
5. Осипов А И, Уваров А В *УФН* **162** 1 (1992)
6. Цендин Л Д *ЖТФ* **35** 1972 (1965)
7. Ingard U *Phys. Rev.* **145** 41 (1966)
8. Ingard U, Shulz M *Phys. Rev.* **158** 106 (1967)
9. Hasegawa M *J. Phys. Soc. Japan.* **37** 193 (1974)
10. Галечян Г А, Диванян Э Г, Мкртчян А Р *Акуст. журн.* **36** 364 (1990)
11. Fitairé M, Mantei T *Phys. Fluids* **15** 464 (1972)
12. Александров Н Л, Напартович А П, Паль А Ф и др. *Физика плазмы* **16** 862 (1990)
13. Галечян Г А, Завершинский И П, Коган Е Я и др. Препринт ИППФ, Ереван, 1991
14. Subertova S *Czech. Phys. B* **15** 701 (1965)
15. Bauer H, Bass H *Phys. Fluids* **16** 988 (1973)
16. Коган Е Я, Мальнев В Н *ЖТФ* **47** 653 (1977)
17. Осипов А И, Уваров А В *Хим. физика* **16** 385 (1987)
18. Елецкий А В, Степанов Е В *Хим. физика* **18** 1247 (1989)
19. Галечян Г А, Мкртчян А Р, Таваляян Л Б *Физика плазмы* **19** 1400 (1993)
20. Галечян Г А, Мкртчян А Р, Таваляян Л Б *Физика плазмы* **20** (6) (1994)
21. Грановский В Л *Электрический ток в газе* (М.: Наука, 1971)
22. Райзер Ю П *Физика газового разряда* (М.: Наука, 1987)
23. Арамян А Р, Галечян Г А, Мкртчян А Р *Акуст. журн.* **37** 213 (1991)
24. Антилян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Физика плазмы* **17** 1490 (1991)
25. Gentle K W, Ingard V, Bekefi G *Nature* **203** 1969 (1964)
26. Козлов О В *Электрический зонд в плазме* (М.: Атомиздат, 1969) с. 292
27. Авдусь З И и др. *Практикум по общей физике* (М.: Просвещение, 1971) с. 85
28. Галечян Г А, Карапетян Д М, Тавакалян Л Б *Теплофиз. выс. температур* **31** 698 (1993)
29. Галечян Г А, Карапетян Д М, Таваляян Л Б *Физика плазмы* **18** 1084 (1992)
30. Арутюнян Г Г, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Изв. АН Арм. ССР Сер. физика* **19** 42 (1984)
31. Дегасов В А, Смирнов Б М, Чайванов Б Б, в кн. *Химия плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1982) Вып. 9, с. 100.
32. Елецкий А В, в кн. *Химия плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1982) Вып. 9, с. 151
33. Антилян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Теплофиз. выс. температур* **29** 1081 (1991)
34. Ландау Л Д, Лившиц Е М *Гидродинамика* (М.: Наука, 1986), с. 430

35. Галечян Г А, в кн. *Химия плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1983) Вып. 10, с. 73
36. Елецкий А В, Смирнов Б М *Физические процессы в газовых лазерах* (М.: Энергоатомиздат, 1985)
37. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Физика плазмы* **18** 367 (1992)
38. Antiyan M A, Galechyan G A, Tavakalyan L B *Laser Phys.* **2** 683 (1992)
39. Акишев Ю С, Напартович А П *ДАН СССР* **5** 812 (1978)
40. Иванов Ю Р, Полак Л С, Словецкий Д И *Теплофиз. выс. температур* **9** 1151 (1971)
41. Баранов В Ю, Ульянов К Н *ЖТФ* **39** 249, 259 (1969)
42. Рахимов А Т, Улинич К Н *ДАН СССР* **187** 72 (1969)
43. Елецкий А В, Смирнов Б М *ЖТФ* **40** 1682 (1970)
44. Бычков В Л, Елецкий А В *Физика плазмы* **48** 1682 (1978)
45. Голубовский Ю Б, Зоненберг Р Ж *ЖТФ* **49** 295, 302 (1979)
46. Голубовский Ю Б, Зинченко А К, Коган Ю М *ЖТФ* **47** 1478 (1977)
47. Елецкий А В, Чифликян Р В, в кн. *Химия плазмы* (М.: Энергоатомиздат, 1989) Вып. 15, с. 266
48. Елецкий А В, Старостин А Н *Физика плазмы* **1** 684 (1975)
49. Елецкий А В, Старостин А Н *Физика плазмы* **2** 838 (1976)
50. Елецкий А В, Кутвицкий В А *Физика плазмы* **3** 880 (1977)
51. Письменный В Д, Рахимов А Т *ДАН СССР* **200** 68 (1971)
52. Арутюнян Г Г, Галечян Г А *ЖТФ* **48** 631 (1978)
53. Бычков В Л, Елецкий А В *ТВТ* **17** 1153 (1979)
54. Галечян Г А, в кн. *Химия плазмы* (М.: Атомиздат, 1980) Вып. 7, с. 218
55. Галечян Г А *ТВТ* **20** 411 (1982)
56. Галечян Г А, Петросян С И *ЖПМТФ* **6** 9 (1975)
57. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Физика плазмы* **18** 383 (1992)
58. Lukasik S, Young J J *Chem. Phys.* **27** 1149 (1957)
59. Whitson M, McNeal R J *Chem. Phys.* **66** 2969 (1977)
60. Кондратьев В Н *Кинетика химических газовых реакций* (М.: Изд-во АН СССР, 1958)
61. Taylor R, Bitterman S *Rev. Mod. Phys.* **41** 430 (1969)
62. Антинян Г Г, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Теплофиз. выс. температур* **29** 659 (1991)
63. Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Физика плазмы* **19** 420 (1993)
64. Руденко О В, Соулян С И *Теоретические основы нелинейной акустики* (М.: Наука, 1975)
65. *Таблицы физических величин: справочник* (М.: Атомиздат, 1976) с. 287
66. Завершинский И П, Коган Е Ф, Молевич Н Е *II Всес. семинар "Взаимодействие акустических волн с плазмой"*. Тез. докл. (Ереван, 1991) с. 37–39
67. Hatsagortsyan K Z, Galechyan G A *Laser Phys.* **4** No 3 (1994)
68. Галечян Г А, Карапетян Д М, Тавакалян Л Б *Теплофиз. выс. температур* **30** 849 (1992)
69. Завершинский И П, Коган Е Я *Физика плазмы* **20** 933 (1994)
70. Галечян Г А, Карапетян Д М, Тавакалян Л Б *Письма в ЖТФ* **18** (1) 44 (1992)
71. Ланда П С *Автоколебания в распределенных системах* (М.: Наука, 1983)
72. Голубовский Ю Б, Некучаев В Ю *ЖТФ* **53** (3) 482 (1983)
73. Завершинский И П, Коган Е Я, Молевич Н Е *Высокочастотный разряд в волновых полях Ч. I.* (Самара: Изд-во Самарск. пед. ин-та, 1990; 1994) с. 64
74. Мкртчян А Н, Галечян Г А, Диванян Э Г *Изв. АН АРМ. ССР Сер. Физика* **22** 231 (1987)
75. Mkrtychyan A R, Hatsagotsian G Z, Galechyan G A et al. *Acustica* **69** 124 (1989)
76. Галечян Г А, Диванян Р Г *ЖТФ* **61** (9) 201 (1991)
77. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *ЖТФ* **62** (5) 164 (1992)
78. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *Акуст. журн.* **38** 391 (1992)
79. Антинян М А, Галечян Г А, Тавакалян Л Б *ЖТФ* **63** 197 (1993)

ACOUSTIC WAVES IN PLASMA

G. A Galechyan

*Institute of Applied Physics Problems, National Academy of Science of Armenia
ul. Kievyan, Yerevan, Armenia
Tel. (7-375-010) 56-85 18*

Studies of the interaction of acoustic waves and plasma are reviewed. It is shown that the variation of parameters of an acoustic wave directed along the positive column of a gaseous discharge makes it possible to adjust continuously the properties of plasma — in particular, to increase or decrease the gas and electron temperatures and the electric field intensity over a wide range. The issues are considered how sonic waves affect the compression (contraction) and expansion (decontraction) of the plasma column, and also the accompanying abrupt growths of wave amplitude and discharge current modulation. The mechanisms of the phenomena listed are examined. Analogies are discussed in processes of interaction of acoustic waves and gas flow on the properties of plasma. The results of studies of the joint effect of a sonic wave and a gas flow on the parameters of a gaseous discharge are presented.

PACS numbers: 52.35.Dm, **51.40.+p**

Bibliography — 79 references

Received 25 November 1994, revised 16 June 1995