

ПЕРЕГРЕВНО-ИОНИЗАЦИОННАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ НЕСАМОСТОЯТЕЛЬНОГО РАЗРЯДА

Н. М. Масленников

(Москва)

Неустойчивостям несамостоятельного разряда посвящено большое количество работ, что вполне закономерно, поскольку они лимитируют предельный ток и напряжение на разрядном промежутке. Неустойчивости инициируются процессами как в прикатодной области, так и в объеме разрядного промежутка. Примером второго случая могут служить экспериментальные результаты, приведенные в [1—3]. На фиг. 1 по данным этих работ приведены типичные осциллограммы тока, иллюстрирующие развитие неустойчивости в азоте в импульсном режиме. Чем больше напряжение на разрядном промежутке U , тем больше плотность тока разряда j и тем меньше время развития неустойчивости τ . Интерпретация этих экспериментов за последние годы претерпела значительные изменения. Авторы работ [1—3] вначале исключали возможность нагрева газа за время действия импульса напряжения, поскольку полагали, что джоулева энергия, выделившаяся в объеме разрядного промежутка, практически целиком идет на возбуждение колебательных степеней свободы молекул азота, а наблюдаемую неустойчивость объясняли ступенчатой ионизацией. После опубликования [4, 5] в [6] было признано, что на нагрев азота все же расходуется некоторая доля джоулевой энергии.

Авторы [7] также пришли к заключению, что в условиях эксперимента [1] неустойчивость может развиваться лишь за счет ступенчатой ионизации, причем близость расчетных и измеренных значений времени развития неустойчивости имеет место при $E/N > 3,5 \cdot 10^{-16}$ В·см². Существенные расхождения при меньших значениях отношения E/N объяснялись учетом неоднородности поля.

В [8] учтено большее количество элементарных процессов, отсутствие экспериментальных данных о величине многих констант авторы заменили вариацией их в больших пределах. Для коэффициента рекомбинации взяли величину в 10 раз меньше обычно принимаемой в расчетах. В результате весьма трудоемких вычислений был сделан вывод, что предложенная модель хорошо согласуется с экспериментальными данными и что в зависимости от конкретных условий время развития неустойчивости может определяться или ассоциативной, или ступенчатой ионизацией.

Следует заметить, что в [9] ассоциативную ионизацию наблюдали при давлении 80—800 Па. Переносить эти результаты на область более высоких давлений рискованно, тем более, что в [10] ее действие вообще не проявлялось.

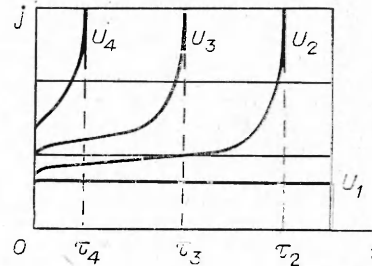
Такое многообразие взглядов при интерпретации одних и тех же результатов можно объяснить противоречивостью данных о величине константы скорости колебательно-поступательной VT-релаксации. Так, согласно [11, 12], при $T = 300$ К величина этой константы равна соответственно $1,02 \cdot 10^{-20}$ и $1,5 \cdot 10^{-18}$ см³/с. В [11] измерительная камера и система трубопроводов прогревались при 100°C, откачивались до давления $7 \cdot 10^{-3}$ Па и лишь затем наполнялись азотом, из которого предварительно вымораживались пары воды. Оптическая накачка и высокое давление азота, превышающее 1000 кПа, обеспечивали содержание паров воды меньше $10^{-5}\%$. В результате измерения константы скорости проводились в идеально чистых условиях. В [12] для накачки применялся импульсный разряд при давлении 30 кПа. Протекание разрядного тока, по-видимому, сопровождалось газовыделением из электродов, в результате чего константа скорости оказалась почти на два порядка величины больше, чем в [11]. Необычно быстрый нагрев азота в потоке газа при атмосферном давлении отмечался в квазистационарном разряде [13].

Известно, что посторонние примеси, особенно пары воды, оказывают большое влияние на скорость релаксационных процессов в азоте. На основании данных [14, 15] можно сделать вывод, что добавление к чистому азоту 0,05% паров воды увеличивает константу скорости на пять порядков величины.

В [1—3] не предпринималось каких-либо мер, направленных на то, чтобы исключить попадание паров воды и уменьшить газовыделение из установки. Применялся как особо чистый [1, 2], так и технически чистый азот [3]. В таких условиях скорость VT-релаксации может быть достаточно большой, а доля джоулевой энергии η_T , затрачиваемой на нагрев газа, близка к единице.

В цитированных выше работах для объяснения наблюдаемых явлений развивались наиболее сложные теоретические построения, а относительно простым должного внимания не уделялось, что связано в первую очередь с недооценкой возможности нагрева азота в реальных установках типа [1—3].

Согласно [16], наиболее распространенной, можно сказать универсальной, является



Фиг. 1

перегревно-ионизационная неустойчивость. Поэтому был проведен расчет с учетом нагрева газа, уменьшения его плотности и скорости несамостоятельной ионизации, увеличения скорости дрейфа электронов и скорости самостоятельной (прямой) ионизации.

По соотношению

$$i/i_0 = \frac{n_e v_e}{n_{e0} v_{e0}} = \sqrt{\frac{q \beta_0 v_e}{q_0 \beta v_{e0}}}$$

определялось изменение относительного значения плотности тока.

Здесь n_e и v_e — концентрация и скорость дрейфа электронов; q — суммарная скорость несамостоятельной q_n и самостоятельной q_c ионизации; β — коэффициент рекомбинации; индекс 0 означает начальное значение соответствующего параметра; $\beta_0/\beta \approx 1$, поскольку в исследуемом диапазоне величин отношения E/N коэффициент рекомбинации в азоте практически не изменяется [17].

Температура газа и плотность электронов рассчитывались по обычным уравнениям:

$$\frac{1}{T} \frac{dT}{dt} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{jE}{p} \eta_T, \quad \frac{dn_e}{dt} = q - \beta n_e^2,$$

где E — напряженность электрического поля; p — давление газа; γ — показатель адиабаты; η_T — доля джоулевой энергии, затрачиваемой на нагрев газа. Начальное значение плотности тока бралось по экспериментальным данным [1, 3].

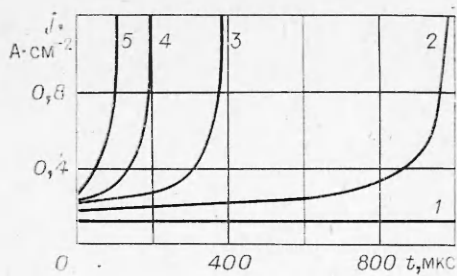
Ионизационный коэффициент Таунсенда, необходимый для вычисления скорости самостоятельной ионизации, определялся по формуле [18]

$$\alpha/N = 1,17 \cdot 10^{10} \exp(+7,5 \cdot 10^{-18} E/N).$$

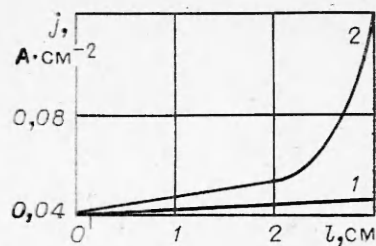
За расчетное время развития неустойчивости принималось время, по истечении которого начальная плотность тока увеличивалась в e раз. Как было показано в [2], в течение этого времени плотность тока растет равномерно по всему сечению разрядного промежутка, т. е. неустойчивость имеет объемный характер.

Результаты расчета приведены в таблице, где j_{cp} — среднее за импульс значение плотности тока разряда; E/N_0 и E/N_1 — отношение E/N в начале действия импульса напряжения и в момент развития неустойчивости; τ — время развития неустойчивости; t_r — расчетная температура газа, соответствующая моменту времени τ . На фиг. 2 построены расчетные зависимости $I-5$ плотности тока разряда от времени в азоте при давлении 100 кПа и плотности тока электронного пучка $j_n = 13,5$ мкА/см² соответственно для напряжений 3; 5; 7; 9 и 11 кВ.

| U , кВ | 5 | 7 | 9 | 11 | 5 | 7 | 9 | 11 | 3,7 | 6,5 | | |
|-----------------------------------------------|-----------------------------------------------------------------------------|----------------------|------|------|------|-----|--------------------|-----|------|------|----------------------|----|
| j_n , мкА·см ⁻² | | 13,5 | | | | | 31,5 | | | | 900 | |
| q_n , см ⁻³ ·с ⁻¹ | | 1,3·10 ¹⁶ | | | | | 3·10 ¹⁶ | | | | 8,6·10 ¹⁷ | |
| j_{cp} , А·см ⁻² | 0,24 | 0,31 | 0,33 | 0,41 | 0,4 | 0,6 | 0,8 | 0,8 | 3,2 | 4,8 | | |
| E/N_0 , 10 ⁻¹⁶ В·см ² | 1,0 | 1,5 | 2 | 2,5 | 1,1 | 1,6 | 2,1 | 2,6 | 0,7 | 1,2 | | |
| E/N_1 , 10 ⁻¹⁶ В·см ² | 4,5 | 4,5 | 4,5 | 4,4 | 5,1 | 4,5 | 4,5 | 4,5 | 5,9 | 5,7 | | |
| $\tau_{крп}$, мкс | 975 | 320 | 205 | 65 | 650 | 245 | 100 | 55 | 300 | 100 | | |
| $\tau_{расч}$, мкс | $\left\{ \begin{array}{l} \eta_T = 1,0 \\ \eta_T = 0,7 \end{array} \right.$ | | 900 | 340 | 170 | 80 | 610 | 155 | 65 | 35 | 145 | 45 |
| | | | 1300 | 500 | 240 | 120 | 800 | 215 | 90 | 50 | 215 | 55 |
| t_r , °С | 1000 | 600 | 400 | 250 | 1000 | 600 | 370 | 250 | 2050 | 1150 | | |



Фиг. 2



Фиг. 3

Расчет проводился при $\eta_T = 1,0$ и $0,7$, когда расчетные данные удовлетворительно совпадают с экспериментальными соответственно для $j_n = 13,5$ и $31,5$ мкА/см². В [19] также предполагается, что $\eta_T = 1,0$.

Расчет и приведенные на фиг. 2 зависимости показали следующее. При $U = 3$ кВ выделяемая мощность мала, за время действия импульса напряжения $t_{\text{и}} = 1000$ мкс газ нагревается только на 200° . По мере нагрева газа скорость несамостоятельной ионизации и концентрация электронов уменьшаются, а скорость их дрейфа увеличивается, компенсируя уменьшение n_e . Поэтому плотность тока практически не изменяется.

При $U = 5$ кВ газ нагревается сильнее, отношение E/N возрастает и начинает сказываться действие самостоятельной ионизации. Это приводит к тому, что плотность тока в течение 700 мкс постепенно увеличивается. К моменту времени $t = 800$ мкс q_c начинает превышать q_n , и ток резко возрастает. В момент времени $t = 900$ мкс q_c превышает q_n примерно в 3 раза.

Чем больше напряжение, тем больше q_c , круче нарастает ток и раньше наступает неустойчивость.

При $\eta_T < 0,4$ нарастание расчетного значения тока разряда оказывается незначительным и существенно отличается от соответствующих экспериментальных данных.

Приведенные данные соответствуют сформулированному в [16] условию возникновения неустойчивости: при токе, когда несамостоятельный разряд приближается к самостоятельному.

Совпадение расчетных зависимостей и осциллограмм тока разряда, совпадение экспериментально измеренного и расчетного времени развития неустойчивости в широком диапазоне изменения параметров говорит о том, что в реальных условиях возможен подобный механизм.

Перегревно-ионизационная неустойчивость может иметь место и в стационарном разряде. На фиг. 3 для условий экспериментов [20] показано расчетное изменение плотности тока разряда в направлении потока газа при $\eta_T = 1$ для центральной области (кривая 1), где скорость потока равна среднемассовой скорости, и для периферийной области (пограничный слой вдоль изоляционной стенки), где скорость взята в 3 раза меньше среднемассовой (кривая 2). В центральной области газ нагревается слабо, отношение E/N мало, $q_c \ll q_n$ и плотность тока в направлении потока газа изменяется незначительно. В периферийной области газ нагревается настолько, что сказывается действие самостоятельной ионизации, в результате чего плотность тока в конце разрядного промежутка резко возрастает и развивается неустойчивость. Повышенное энерговыделение в пограничном слое приводит к тому, что скорость потока в нем растет медленней, чем в основном объеме разрядного промежутка. Поэтому при общем увеличении скорости потока удельный энерговклад уменьшается.

Повышенное энерговыделение может происходить и за счет большей плотности тока разряда там, где больше локальная плотность тока эмиссии электронов с катода.

Автор выражает благодарность Е. К. Ерошенкову и В. В. Чулкову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Менахин Л. П., Ероценков Е. К., Ульянов К. Н. Неустойчивость тока в молекулярных газах.— ЖТФ, 1975, т. 45, вып. 6.
2. Ероценков Е. К., Сибиряк И. О., Ульянов К. Н. Исследование неустойчивости самостоятельного тлеющего разряда.— Письма в ЖТФ, 1976, т. 2, № 10.
3. Костылев А. А., Лондер Я. И. и др. Экспериментальное исследование электрических и энергетических характеристик импульсного самостоятельного тлеющего разряда.— ЖТФ, 1977, т. 47, вып. 11.
4. Напартович А. П., Наумов В. Г., Шашков В. М. О нагреве газа в комбинированном разряде в потоке азота.— ДАН СССР, 1977, т. 232, № 3.
5. Баранов В. Ю., Высокайло Ф. И. и др. Контракция распадающейся плазмы разряда в азоте.— Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 2.
6. Лондер Я. И., Менахин Л. П. и др. Эффективность возбуждения вращательных состояний молекулы азота.— ЖТФ, 1979, т. 49, вып. 11.
7. Высокайло Ф. И., Напартович А. П., Сон Э. Е. Об устойчивости самостоятельного тлеющего разряда в чистом азоте.— Физика плазмы, 1978, т. 4, вып. 6.
8. Бападзе К. В., Вецко В. М. и др. Влияние колебательно-возбужденных частиц на устойчивость самостоятельного разряда в молекулярных газах.— ДАН СССР, 1979, т. 249, № 4.
9. Полак Л. С., Сергеев П. А., Словецкий Д. И. Механизм ионизации азота в тлеющем разряде.— ТВТ, 1977, т. 15, № 1.
10. Куркин С. М., Шашков В. М. О роли ассоциативной ионизации в механизме неустойчивости тлеющего разряда в азоте.— ЖТФ, 1983, т. 53, вып. 5.
11. Kovacs M. A., Mack M. E. Vibrational relaxation measurements using «transient» stimulated raman scattering.— Appl. Phys. Lett., 1972, v. 20, N 12.
12. Акишев Ю. С., Демьянов А. В. и др. Определение констант колебательного обмена в N_2 по нагреву газа.— ТВТ, 1982, т. 20, № 5.
13. Перепанцев И. Г. Квазистационарный газовый разряд при атмосферном давлении с ионизацией электронным пучком. Автореф. дис. на соиск. учен. степени канд. физ.-мат. наук. М.: НИИЯФ МГУ, 1974.
14. Huber P. W., Kantrowitz A. Heat-capacity lag measurements in various gases.— J. Chem. Phys., 1947, v. 15, N 5.
15. Taylor R. L., Bitterman S. Survey of vibrational relaxation data for processes important in the CO_2-N_2 laser system.— Rev. Mod. Phys., 1969, v. 41, N 1.
16. Райзер Ю. П. Основы современной физики газоразрядных процессов. М.: Наука, 1979.
17. Баранов В. Ю., Бевов Р. К. и др. О влиянии паров воды на самостоятельный газовый разряд.— ТВТ, 1982, т. 20, № 6.
18. Грановский В. Л. Электрический ток в газе. М.: Наука, 1971.
19. Королева И. П., Напартович А. П., Старостин А. П. Особенности пространственно-временной эволюции перегревно-ионизационной неустойчивости.— Физика плазмы, 1982, т. 8, № 3.
20. Масленников П. М. Исследование самостоятельного разряда в потоке азота.— ЖТФ, 1978, т. 48, вып. 4.

Поступила 28/II 1984 г.

УДК 533.6.011.8

НЕРАВНОВЕСНАЯ ВРАЩАТЕЛЬНАЯ ФУНКЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЛЯ МОЛЕКУЛ D_2O В РАЗРЕЖЕННОЙ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУЕ

С. С. Бакастов, В. К. Колюхов, В. И. Тихонов

(Москва)

В последнее время наблюдается все возрастающий интерес к изучению вращательной релаксации полярных молекул в газовой среде. Например, химические лазеры вызвали серию теоретических и экспериментальных работ по вращательной релаксации молекул HF [1, 2]. Для многоатомных молекул также существуют интересные и важные задачи, при решении которых необходимо понимание закономерностей вращательной релаксации. К их числу относятся: поведение паров воды в верхних слоях атмосферы, создание ГДЛ на вращательных переходах молекул в субмиллиметровом диапазоне, объяснение механизма действия мазеров и др. Сложность вращательного спектра многоатомных молекул затрудняет теоретическое описание релаксационных процессов и интерпретацию экспериментальных результатов, поэтому работ по вращательной релаксации многоатомных молекул гораздо меньше, чем по двухатомным. В настоящее время имеются модели, которые позволяют удовлетворительно описывать процессы, связанные с вращательной релаксацией молекул, напри-