

УДК 533. 915

КОЭФФИЦИЕНТЫ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В NF_3 **В.А. Лисовский**^{1,2}¹ Харьковский национальный университет имени В.Н. Каразина
61022, Харьков, пл. Свободы 4, Украина² Научный физико-технологический центр МОН и НАН Украины
Харьков, 61022, пл. Свободы, 6, Украинаe-mail: lisovskiy@yahoo.com

Received September 1, 2013

В настоящей работе с помощью кода Bolsig и сечений упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами газа рассчитаны коэффициенты переноса электронов в NF_3 . Был определен первый коэффициент Таунсенда для прямой ионизации молекул NF_3 электронным ударом (как полный, так и парциальный для каждого сорта образующихся положительных ионов). Показано, что в процессе ионизации наиболее вероятно появление положительных ионов NF_2^+ . Получены коэффициент диссоциативного прилипания и значение приведенного электрического поля, в котором частоты ионизации и прилипания электронов равны друг другу, т.е. эффективный коэффициент ионизации равен нулю. С помощью частот упругих и неупругих столкновений рассчитаны также доля энергии, теряемой электронами при столкновениях с молекулами NF_3 , средняя и характеристическая энергии электронов, подвижность и дрейфовая скорость электронов. Были также измерены ВЧ кривые зажигания для различных расстояний между электродами и частот ВЧ электрического поля, из координат точек поворота на которых получены значения дрейфовой скорости электронов в NF_3 , удовлетворительно согласующиеся с результатами расчетов с помощью кода Bolsig.

КЛЮЧЕВЫЕ СЛОВА: коэффициенты переноса электронов, первый коэффициент Таунсенда, транспортная частота, частота передачи энергии, средняя энергия, характеристическая энергия, подвижность, дрейфовая скорость электронов, ВЧ пробой

ELECTRON TRANSPORT COEFFICIENTS FOR NF_3 **V.A. Lisovskiy**^{1,2}¹ Kharkov National University

61022, Kharkov, Svobody Sq. 4, Ukraine

² Scientific Center of Physical Technologies

Kharkov, 61022, Svobody Sq. 6, Ukraine

This paper reports the transport parameters of electrons in NF_3 we calculated employing the Bolsig code and cross sections of elastic and inelastic collisions between electrons and gas molecules. We determined the first Townsend coefficient for direct ionization of NF_3 molecules through electron impact (including the total one as well as partial contributions for each species of forming positive ions). We demonstrate that the appearance of positive NF_2^+ ions is the most probable ionization process. We found the dissociative attachment coefficient and the reduced electric field value for which the electron ionization and attachment rates are equal, i.e., the effective ionization coefficient vanishes. We also employed the elastic and inelastic collision rates to calculate the portion of energy lost by electrons under collisions with NF_3 molecules, the average and characteristic electron energy, electron mobility and drift velocity. We also registered the RF breakdown curves for different inter-electrode gap and RF frequency values and employed the obtained turning point coordinates to determine the electron drift velocity in NF_3 in satisfactory agreement with the data of calculations furnished by the Bolsig code.

KEY WORDS: electron transport parameters, the first Townsend coefficient, the rate of momentum transfer, the rate of energy relaxation, the average energy, the characteristic energy, mobility, the electron drift velocity, RF breakdown

КОЕФІЦІЄНТИ ПЕРЕНОСУ ЕЛЕКТРОНІВ В NF_3 **В.О. Лісовський**^{1,2}¹ Харківський національний університет

61022, Харків, пл. Свободи 4, Україна

² Науковий фізико-технологічний центр МОН і НАН України

Харків, 61022, пл. Свободи, 6, Україна

У цій роботі за допомогою коду Bolsig і перерізів пружних і непружних зіткнень електронів з молекулами газу розраховані коефіцієнти переносу електронів в NF_3 . Був визначений перший коефіцієнт Таунсенда для прямої іонізації молекул NF_3 електронним ударом (як повний, так і парціальний для кожного сорту позитивних іонів, що утворюються). Показано, що в процесі іонізації найбільш вірогідна поява позитивних іонів NF_2^+ . Отримано коефіцієнт диссоциативного прилипання і значення наведеного електричного поля, в якому частоти іонізації і прилипання електронів рівні між собою, тобто ефективний коефіцієнт іонізації дорівнює нулю. За допомогою частот пружних і непружних зіткнень розраховані також частка енергії, що втрачається електронами при зіткненнях з молекулами NF_3 , середня і характеристична енергії електронів, рухливість і дрейфова швидкість електронів. Були також виміряні ВЧ криві запалювання для різних відстаней між електродами і частот ВЧ електричного поля, з координат точок повороту на яких отримані значення дрейфової швидкості електронів в NF_3 , що задовільно узгоджуються з результатами розрахунків за допомогою коду Bolsig.

КЛЮЧОВІ СЛОВА: коефіцієнти переносу електронів, перший коефіцієнт Таунсенда, транспортна частота, частота передачі енергії, середня енергія, характеристична енергія, рухливість, дрейфова швидкість електронів, ВЧ пробій

Трёхфтористый азот (NF_3) широко используется для травления кремния и кремнийсодержащих полупроводниковых и диэлектрических материалов (Si_3N_4 , SiO_2 и т.д.) [1-24], UO_2 [25], силицидов вольфрама [26], для плазменной очистки технологических камер, применяемых для производства жидкокристаллических дисплеев и кремниевых солнечных панелей [23, 27-33]. В смесях с моносиланом (SiH_4) и закисью азота (N_2O) добавка NF_3 приводит к значительному росту скорости осаждения пленок поликремния [34], а горение разряда в смеси трёхфтористого азота с моносиланом, аммиаком и азотом сопровождается осаждением фторированных пленок нитрида кремния [35]. Плазменная обработка диэлектрических полимеров в NF_3 может улучшить их влагостойкость [36]. Смеси NF_3 с инертными газами применяются в эксимерных лазерах [37-40]. Трёхфтористый азот рассматривается также как возможная замена фреонам и элегазу (SF_6) в плазменных технологических процессах травления и очистки благодаря его меньшему времени жизни в атмосфере [31].

Для гидродинамического моделирования процессов в трёхфтористом азоте как в плазменных технологических камерах, так и в атмосфере Земли необходимо знать коэффициенты переноса электронов в этом газе. Однако в известной нам литературе отсутствует информация о дрейфовой скорости электронов, коэффициенте диффузии, средней энергии электронов, коэффициентах ионизации и прилипания в NF_3 . Поэтому исследование параметров переноса электронов в NF_3 представляет значительный интерес.

В настоящей работе с помощью численного кода BOLSIG и приведенных в литературе сечений упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами NF_3 были получены частоты процессов столкновений, подвижность и дрейфовая скорость электронов, коэффициенты ионизации, прилипания, а также средняя и характеристическая энергии электронов в диапазоне приведенных электрических полей $E/p \approx 1 - 1000$ В/(см·Торр). Из измеренных кривых зажигания ВЧ емкостного разряда определены значения дрейфовой скорости электронов в NF_3 при $E/p \approx 540 - 1241$ В/(см·Торр), которые удовлетворительно согласуются с результатами расчетов.

Целью работы было определение коэффициентов переноса электронов в трёхфтористом азоте в широком диапазоне приведенного электрического поля E/p .

УСЛОВИЯ ЭКСПЕРИМЕНТА

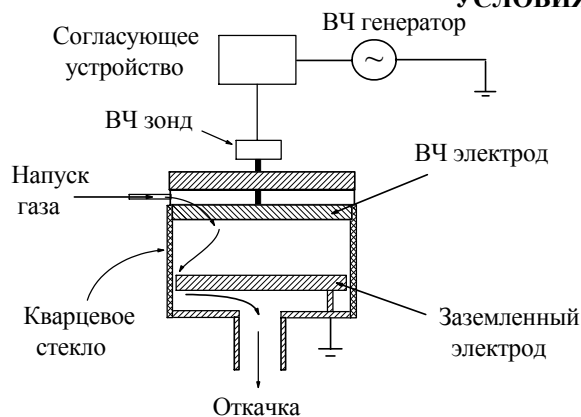


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Исследования зажигания ВЧ разряда были проведены в диапазоне давлений NF_3 $p \approx 0,05 - 4$ Торр для двух частот ВЧ электрического поля $f = 13,56$ МГц и $f = 27,12$ МГц. Использовались плоские алюминиевые электроды диаметром 143 мм, расстояние между которыми было равно $L = 15$ мм, 20,4 мм, 23 мм и 25 мм для частоты $f = 13,56$ МГц и $L = 5$ мм и 11,9 мм для $f = 27,12$ МГц. Один из электродов был заземлен, ко второму прикладывалось ВЧ напряжение амплитудой $U_{rf} < 1600$ В. Диаметр разрядной трубки из кварцевого стекла был равен 145 мм (рис.1). NF_3 напускался в камеру через систему маленьких отверстий (диаметром менее 1 мм) в ВЧ электроде, а откачивался через узкий зазор между заземленным электродом и стенкой разрядной трубки.

Для измерения давления газа использовались 1 и 10 Торр баратроны (емкостные манометры, MKS Instruments). Исследования проводились при фиксированном потоке газа 5 стандартных кубических сантиметров в минуту (sccm), который устанавливался с помощью контроллера массопотока. ВЧ зонд (RF probe, Advanced Energy Z'SCAN) применялся для измерения амплитуды ВЧ напряжения.

Для измерения ВЧ кривых зажигания мы использовали методику, впервые предложенную Левитским [41]. На правой ветви кривой зажигания (вблизи и справа от ее минимума) при фиксированном давлении NF_3 ВЧ напряжение на электродах медленно увеличивалось до момента пробоя. За пробойное принималось максимальное ВЧ напряжение, которое можно было приложить к электродам без зажигания разряда. Однако левая ветвь ВЧ кривой зажигания (при низких давлениях газа) может быть неоднозначной, т.е. при одном и том же давлении газа можно зажечь разряд при двух и даже трех различных ВЧ напряжениях. Поэтому при этих условиях мы сначала значительно уменьшали давление газа, что препятствовало зажиганию разряда, затем устанавливали фиксированное ВЧ напряжение и далее медленно повышали давление газа до момента пробоя. В момент зажигания разряда в камере появлялось свечение, во внешней цепи - активный разрядный ток, которые сопровождалось резким уменьшением ВЧ напряжения на электродах.

РАСЧЕТ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕНОСА ЭЛЕКТРОНОВ В NF_3 С ПОМОЩЬЮ КОДА BOLSIG

Код BOLSIG (www.siglo-kinema.com/bolsig.htm) выполняет численное решение уравнения Больцмана для электронов, которые движутся в газе с наложенным на него электрическим полем E . Результатом расчетов с

помощью кода BOLSIG являются функции распределения электронов по энергиям для фиксированных значений приведенного электрического поля E/p , константы скорости упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами газа, а также искомые нами коэффициенты переноса электронов (подвижность и дрейфовая скорость электронов, коэффициенты ионизации, прилипания, диффузии, средняя энергия электронов). Код BOLSIG использует файл с набором газов, которые могут быть исследованы с его помощью, а также сечениями упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами газов. Необходимый для нашего исследования трёхфтористый азот не содержится в этом наборе газов, поэтому мы расширили его и добавили найденные в литературе сечения столкновений электронов с молекулами NF_3 .

Теперь рассмотрим имеющиеся сечения столкновений электронов с молекулами NF_3 [42-44]. Rescigno [43] с помощью комплексного вариационного метода Коха теоретически получил упругое дифференциальное и транспортное сечения (в диапазоне энергий электронов 0,2 – 10 эВ), а также сечения диссоциативного возбуждения для синглетного и триплетного электронно возбужденных состояний (от пороговых энергий до 25 эВ). Voesten и др. [44] измерили дифференциальные сечения упругих столкновений, интегральное упругое и транспортное сечения рассеяния (в диапазоне энергий электронов 1,5 – 100 эВ), а также дифференциальные сечения для колебательного возбуждения. Дятко и Напартович [45] с помощью этих дифференциальных сечений для колебательного возбуждения [44] рассчитали сечение возбуждения колебательных уровней в диапазоне энергий электронов 1 – 10 эВ. Jouscoski и Bettega [46] рассчитали дифференциальные, интегральное и транспортное в диапазоне энергий электронов до 60 эВ с помощью многоканального метода Швингера.

В литературе имеется ряд работ, авторы которых исследовали ионизирующие столкновения электронов с молекулами NF_3 . Reese и Dibeler [47] использовали масс-спектрометрический метод и определили потенциалы появления ионов NF_3^+ , NF_2^+ , NF^+ , N^+ , F^+ , F^- и F_2^- . Tarnovsky и др. [48] и Becker и др. [49] измерили абсолютные сечения ионизации молекул NF_3 электронным ударом от пороговой энергии до 200 эВ с образованием NF_3^+ , NF_2^+ , NF^+ , N^+ и F^+ ионов. Deutsch и др. [50, 51] использовали Deutsch-Mark формализм для расчета полного абсолютного сечения для ионизации молекулы NF_3 . Однако их результаты примерно в 2 раза превышают величину экспериментально определенного сечения ионизации [48]. Naaland и др. [52] измерили сечения ионизации и диссоциативной ионизации молекул NF_3 в диапазоне энергий электронов до 200 эВ.

Как было экспериментально показано авторами [53-56], наиболее вероятно образование отрицательных ионов F^- в процессе диссоциативного прилипания электронов к молекулам NF_3 . Сечение образования этих отрицательных ионов примерно на три и четыре порядка, соответственно, выше, чем для ионов F_2^- и NF_2^- [56].

Экспериментальные данные Nandi и др. [56] для прилипания электронов молекулам NF_3 представлены в виде подробной таблицы и использованы нами при расчетах с помощью кода BOLSIG. Сечение колебательного возбуждения было взято из работы [45], диссоциативного возбуждения - из работы [43], экспериментальное сечение ионизации - из работы [48]. Отметим, что сечение колебательного возбуждения [45] было определено в узком диапазоне энергий электронов 1 – 10 эВ и не является полным (в том смысле, что на границах этого диапазона величина сечения лишь в 5-10 раз ниже, чем в максимуме при энергии электронов 3 эВ), и вне этого диапазона корректная оценка сечения невозможна. Однако в других литературных источниках сечение колебательного возбуждения не было измерено или рассчитано. До конца не определенным является сечение диссоциативного возбуждения [43], т.к. оно было рассчитано только до энергии электронов $\epsilon_e = 25$ эВ (максимум сечения находится при $\epsilon_e = 21$ эВ), когда сечение уменьшилось по сравнению с максимальным примерно на 40 %. Сечение ионизации было измерено в [48] только до $\epsilon_e = 200$ эВ, поэтому мы аппроксимировали его поведение до 300 эВ, используя его линейный ход (в логарифмическом масштабе) при больших энергиях электронов.

Ситуация с транспортным сечением также сложная. Сечение, рассчитанное в [43], имеет пологий максимум при $\epsilon_e \approx 0,75$ эВ, минимум при $\epsilon_e \approx 3,6$ эВ, который сменяется резким максимумом при $\epsilon_e \approx 5,5$ эВ, при этом сечение определено только до энергии электронов 10 эВ. В области малых энергий $\epsilon_e < 0,75$ эВ оно уменьшается. Сечение, измеренное в [44] в диапазоне энергий электронов 1,5 – 100 эВ, имеет пологий максимум при $\epsilon_e \approx 4,5$ эВ, и при энергии $\epsilon_e = 10$ эВ оно примерно на 20 % выше, чем сечение [43]. Так как эти сечения определены в разных, частично перекрывающихся диапазонах энергии электронов (0,2 – 10 эВ [43] и 1,5 – 100 эВ [44]), то мы для расчетов использовали комбинированное RB сечение, которое при $\epsilon_e < 7$ эВ состояло из сечения Rescigno [43] и при $\epsilon_e \geq 7$ эВ - из сечения Voesten и др. [44] (при $\epsilon_e = 7$ эВ эти сечения равны). Для энергий выше 100 эВ это сечение было аппроксимировано благодаря его линейному ходу в логарифмическом масштабе при больших энергиях электронов.

Транспортное сечение рассчитано также Jouscoski и Bettega [46] в диапазоне от десятых долей электрон-вольт до 60 эВ. С ростом энергии электронов оно сначала быстро уменьшается (в отличие от сечения [43]), при $\epsilon_e \approx 4,5$ эВ оно достигает минимума и затем сменяется резким максимумом при $\epsilon_e \approx 7$ эВ, следующий пологий минимум наблюдается при $\epsilon_e \approx 14$ эВ, пологий максимум – при $\epsilon_e \approx 27$ эВ, после прохождения которого сечение монотонно уменьшается.

Ниже будут представлены результаты расчетов для двух случаев, когда в коде BOLSIG использовалось комбинированное RB транспортное сечение (Rescigno [43] и Voesten и др. [44]) и сечение Jouscoski и Bettega

[46], соответственно.

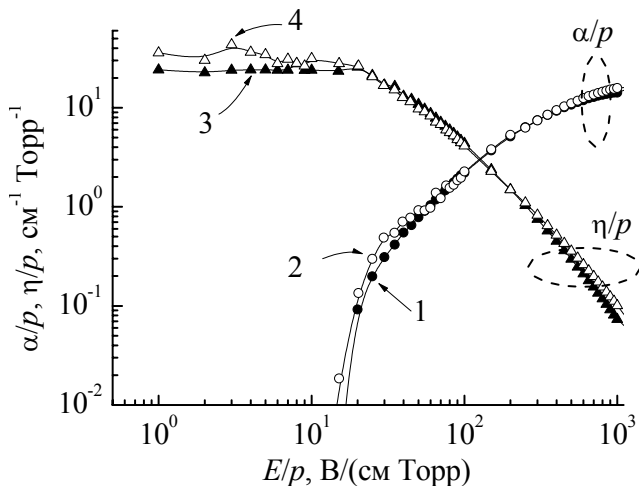


Рис. 2. Зависимость первого коэффициента Таунсенда для ионизации (1,2) и коэффициента прилипания (3, 4) от приведенного электрического поля E/p в NF_3 .

Кривые 1 и 3 - расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43, 44], кривые 2 и 4 - расчет с транспортным сечением [46].

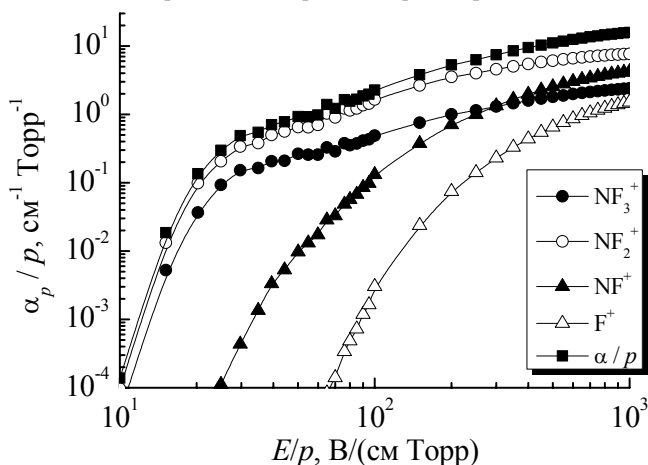


Рис. 3. Зависимость парциального первого коэффициента Таунсенда для ионизации с образованием положительных ионов NF_3^+ , NF_2^+ , NF^+ и F^+ , а также коэффициента полной ионизации α/p от приведенного электрического поля E/p в NF_3 .

Расчет с помощью транспортного сечения [46].

меньше, чем $(E/p)_c$. Из рисунка видно также, что коэффициент прилипания в диапазоне $1 \leq E/p \leq 20$ V/(см Торр) является наибольшим и сохраняется практически постоянным при изменении E/p . Отметим, что в других электроотрицательных газах [57-61] (SF_6 , CF_4 , NH_3 , O_2 и т.д.) коэффициент прилипания η/p имеет более или менее резко выраженный максимум при $E/p \approx 10 - 50$ V/(см Торр), но не плато, что выделяет NF_3 среди других подобных газов, молекулы которых способны захватывать свободные электроны. Энергия электронного сродства для атома фтора (3,6 эВ) превышает NF_2-F энергию связи (2,5 эВ) [62], поэтому молекулы NF_3 легко распадаются вследствие диссоциативного прилипания



Следовательно, молекулы NF_3 являются слабосвязанными, так как для их диссоциации, сопровождающейся прилипанием, электронам не обязательно иметь какую-либо начальную энергию. Диссоциативное прилипание является одной из причин появления диссоциативной δ -моды ВЧ емкостного разряда [63], при которой степень диссоциации молекул NF_3 может достигать 100 %.

На рис. 3 показаны зависимости парциального первого коэффициента Таунсенда α_p/p для ионизации с образованием положительных ионов NF_3^+ , NF_2^+ , NF^+ и F^+ , а также коэффициент полной ионизации α/p от приведенного электрического поля E/p в NF_3 . Расчет проводился с помощью транспортного сечения [46], а также сечений ионизации молекул NF_3 из работы [48]. Из рисунка видно, что во всем исследованном нами

Сначала рассмотрим, как в NF_3 происходят процессы прямой ионизации молекул электронным ударом и диссоциативного прилипания свободных электронов к молекулам NF_3 с образованием отрицательных ионов F^- . На рис. 2 показаны зависимости первого коэффициента Таунсенда для ионизации α/p и коэффициента прилипания электронов η/p , рассчитанные с помощью кода BOLSIG, от приведенного электрического поля E/p . Из рисунка видно, что расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44] дает немного более низкие значения коэффициентов ионизации α/p и прилипания η/p , чем расчет с транспортным сечением [46]. Особенно хорошо это различие заметно при слабых приведенных электрических полях ($E/p \leq 70$ V/(см Торр) для ионизации и $E/p \leq 20$ V/(см Торр) для прилипания), а также небольшое расхождение видно при сильных полях порядка нескольких сотен V/(см Торр) и увеличивается с ростом E/p . Коэффициенты ионизации и прилипания равны друг другу при $(E/p)_c = 128,2$ V/(см Торр) для комбинированного RB транспортного сечения [43,44] и при $(E/p)_c = 124,4$ V/(см Торр) для транспортного сечения [46]. В тех областях разряда, где прямая ионизация должна компенсировать потери электронов вследствие прилипания (например, в положительном столбе разряда постоянного тока, в плазменном объеме слаботокового режима ВЧ емкостного разряда), для поддержания стабильного горения разряда приведенное электрическое поле должно быть не

диапазоне E/p наиболее вероятно появление ионов NF_2^+ , а ионы NF_3^+ возникают в несколько раз реже, чем NF_2^+ . В слабых приведенных электрических полях парциальный первый коэффициент Таунсенда α_p/p для появления ионов NF^+ в десятки и сотни раз ниже, чем для NF_3^+ , но при $E/p > 200$ В/(см Торр) ионы NF^+ рождаются в процессе диссоциативной ионизации чаще, чем ионы NF_3^+ . Наконец, ионы F^+ являются наименее вероятным продуктом диссоциативной ионизации, хотя при сильных приведенных электрических полях $E/p \sim 1000$ В/(см Торр) они появляются почти так же часто, как и ионы NF_3^+ .

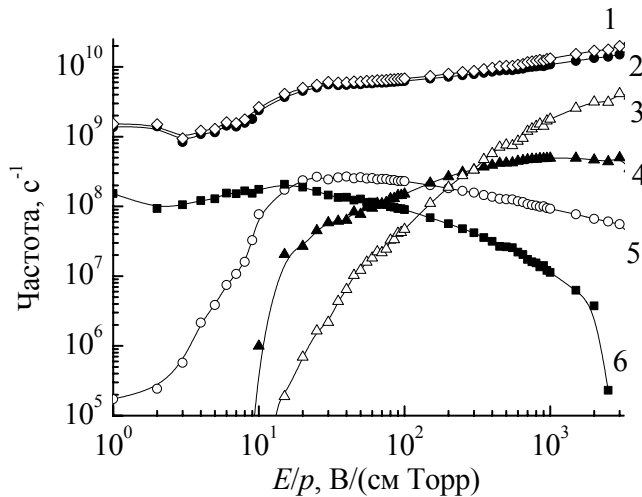


Рис. 4. Зависимость полной частоты столкновений (1), частоты упругих столкновений с передачей импульса (2), полной частоты ионизирующих столкновений (3), суммарной частоты диссоциативного возбуждения (4), частоты колебательного возбуждения (5) и частоты прилипания (6) электронов к молекулам NF_3 от приведенного электрического поля E/p .

Расчет с помощью транспортного сечения [46].

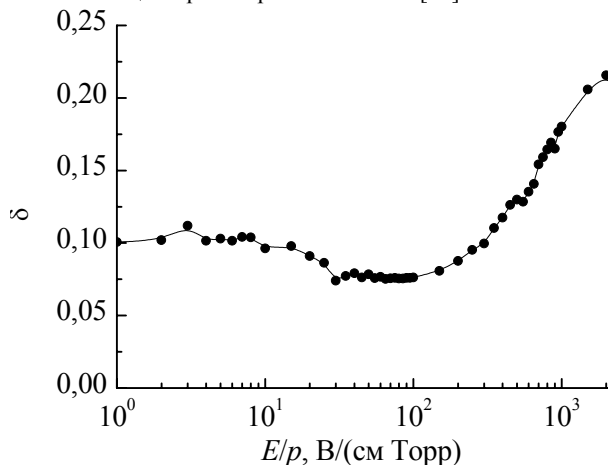


Рис. 5. Зависимость доли энергии, теряемой электронами при столкновениях с молекулами NF_3 , от приведенного электрического поля E/p .

Расчет с помощью частот упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами NF_3 , представленных на рис. 4.

$2 \cdot m/M = 1.54 \cdot 10^{-5}$, то есть при наличии только упругих столкновений электроны в слабом электрическом поле должны были бы терять пренебрежимо малую долю энергии. Для других газов об этом говорится, например, в работах [60, 64 - 67]. Обычно с ростом E/p доли энергии δ сначала примерно равна $2 \cdot m/M$, в более сильном поле электроны совершают также неупругие столкновения с молекулами газа и δ начинает монотонно возрастать, асимптотически стремясь к 1.

Однако из рис. 5 видно, что в случае NF_3 доля энергии δ , теряемая электронами при столкновении с молекулами, не является малой (порядка $2 \cdot m/M$) ни при каких условиях во всем исследованном нами диапазоне приведенного электрического поля E/p . Для $E/p = 1$ В/(см Торр) $\delta \approx 0,1$, при $E/p \approx 80$ В/(см Торр) доля теряемой энергии достигает минимума $\delta \approx 0,076$, а затем с ростом E/p δ увеличивается и при $E/p = 2000$ В/(см Торр) $\delta \approx 0,22$. Чтобы определить δ для более сильных E/p , нужно более детально знать сечения упругих и неупругих

Зависимости частот упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами NF_3 от приведенного электрического поля E/p показаны на рис. 4. Из рисунка видно, что наиболее частыми являются упругие столкновения электронов с молекулами NF_3 , их частота во всем диапазоне E/p практически совпадает с полной частотой столкновений. При слабых $E/p < 10$ В/(см Торр) частота диссоциативного прилипания ν_{att} электронов к молекулам NF_3 составляет примерно 10 % от полной частоты столкновений, но затем ν_{att} достигает максимума и с ростом E/p быстро уменьшается. Полная частота ионизирующих столкновений ν_i мала при слабых приведенных электрических полях, но при $E/p = 3000$ В/(см Торр) ν_i достигает примерно 25 % от полной частоты столкновений. Суммарная частота диссоциативного возбуждения ν_{exc} и частота колебательного возбуждения ν_{vibr} также показаны на рис. 4 и с ростом E/p сначала возрастают, достигают максимума и затем монотонно уменьшаются.

На рис. 5 показана зависимость доли энергии δ , теряемой электронами при столкновении с молекулами NF_3 , от приведенного электрического поля E/p . Величина δ была определена с помощью частот упругих ν_{elast} и неупругих столкновений электронов с молекулами аммиака, представленными на рис. 4, по формуле:

$$\delta = \frac{2m/M \cdot \nu_{elast} + \nu_{exc} + \nu_{vibr} + \nu_{ion} + \nu_{att}}{\sum \nu} = \frac{\nu_u}{\nu_{me}}, \quad (2)$$

где ν_u является частотой потерь энергии (энергетической релаксации), а транспортная частота ν_{me}

$$\nu_{me} = \sum \nu = \nu_{elast} + \nu_{exc} + \nu_{vibr} + \nu_{ion} + \nu_{att} \quad (3)$$

является суммой всех возможных частот столкновений электронов с молекулами. M и m – массы молекулы газа и электрона, соответственно. Для молекулы NF_3 отношение

столкновений электронов высокой энергии с молекулами NF_3 . Как уже говорилось выше, в слабом электрическом поле $E/p < 10 \text{ В/(см Торр)}$ частота прилипания электронов к молекулам газа всего примерно в 10 раз меньше, чем частота упругих столкновений ν_{elast} . И при умножении ν_{elast} на малый множитель $2 \cdot m/M$ доминирующий вклад в частоту энергетической релаксации ν_u дает частота прилипания ν_{att} . Именно она обеспечивает высокий уровень доли энергии δ , теряемой электронами низкой энергии при столкновении с молекулами NF_3 .

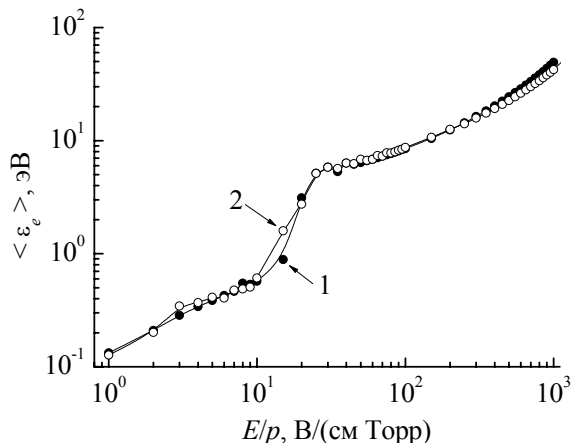


Рис. 6. Зависимость средней энергии электронов от приведенного электрического поля E/p в NF_3 . Кривая 1 - расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44], кривая 2 - расчет с транспортным сечением [46].

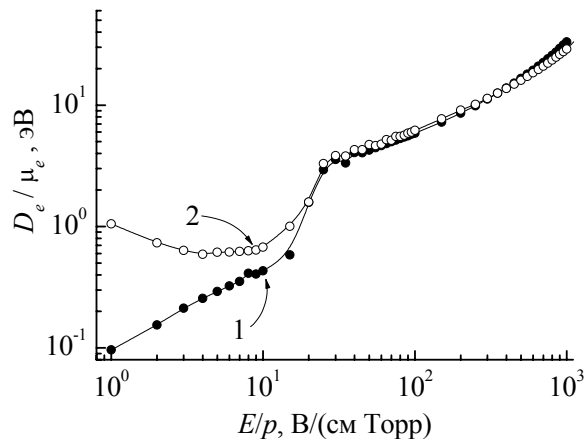


Рис. 7. Зависимость характеристической энергии электронов от приведенного электрического поля E/p в NF_3 . Кривая 1 - расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44], кривая 2 - расчет с транспортным сечением [46].

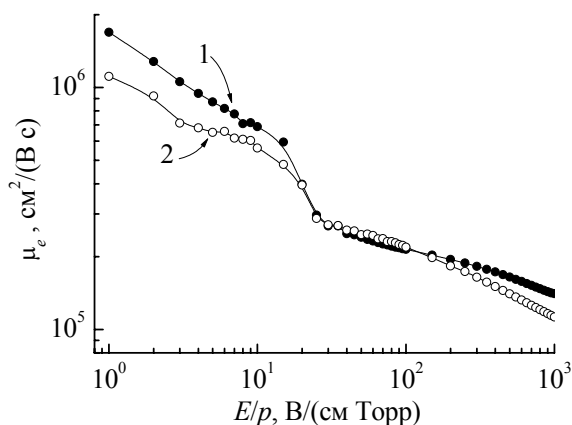


Рис. 8. Зависимость подвижности электронов от приведенного электрического поля E/p в NF_3 . Кривая 1 - расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43, 44], кривая 2 - расчет с транспортным сечением [46].

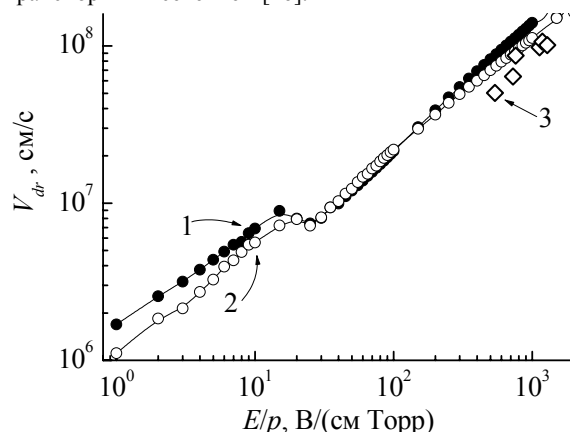


Рис. 9. Зависимость дрейфовой скорости электронов от приведенного электрического поля E/p в NF_3 . Кривая 1 - расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43, 44], кривая 2 - расчет с транспортным сечением [46], точки 3 - наши экспериментальные результаты.

Теперь рассмотрим среднюю энергию электронов, зависимость которой от приведенного электрического поля E/p в NF_3 показана на рис. 6. Из рисунка видно, что расчеты с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44] и транспортного сечения [46] дают практически совпадающие результаты. Заметное различие наблюдается в диапазоне резкого скачка средней энергии $E/p = 10 - 25 \text{ В/(см Торр)}$, а также при $E/p > 300 \text{ В/(см Торр)}$ средняя энергия с комбинированным RB транспортным сечением [43,44] растет с E/p быстрее, чем с транспортным сечением [46]. Отметим также, что при низких $E/p \leq 10 \text{ В/(см Торр)}$ электроны имеют небольшую энергию, менее 0,6 эВ, которой явно не хватает для обычной диссоциации молекул NF_3 без участия процесса прилипания.

Характеристическая энергия электронов (отношение коэффициента диффузии к подвижности электронов) D_e/μ_e представлена на рис. 7. Из рисунка видно, что для $E/p \leq 25 \text{ В/(см Торр)}$ использование комбинированного RB транспортного сечения [43,44] дает монотонно растущую с E/p характеристическую энергию (с участком быстрого роста D_e/μ_e в диапазоне $E/p \approx 15 - 25 \text{ В/(см Торр)}$). Однако характеристическая энергия, рассчитанная с помощью транспортного сечения [46], сначала уменьшается с E/p , достигает минимума и затем возрастает. При $E/p > 25 \text{ В/(см Торр)}$ значения D_e/μ_e для сечений [43,44] и [46] близки.

На рис. 8 показано, что расчет с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44] дает более высокую подвижность электронов в NF_3 , чем с транспортным сечением [46] в диапазонах $E/p < 20$ В/(см Торр) и $E/p > 150$ В/(см Торр). В диапазоне $E/p = 15 - 25$ В/(см Торр) имеется более резкий спад подвижности электронов, из-за которого на зависимости дрейфовой скорости электронов V_{dr} от E/p появляется участок с отрицательным наклоном – “отрицательная дифференциальная проводимость” ОДП (рис. 9). Такие участки с ОДП, на которых дрейфовая скорость электронов с ростом E/p уменьшается, наблюдаются во многих газах (CH_4 [66,68,69], BF_3 и SiF_4 [69], SiH_4 [66,70,71], CF_4 [66,72-74], C_2F_6 [75], C_3F_8 [76], смесях молекулярных газов с инертными [77-79] и т.д.) при тех условиях, когда отношение транспортной частоты к напряженности электрического поля v_{me}/E имеет возрастающий с E/p участок, т.е. v_{me}/p увеличивается быстрее, чем E/p . Как и в случае подвижности, дрейфовая скорость электронов, рассчитанная с помощью комбинированного RB транспортного сечения [43,44] оказалась выше, чем с помощью транспортного сечения [46] в диапазонах $E/p < 20$ В/(см Торр) и $E/p > 150$ В/(см Торр).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДРЕЙФОВОЙ СКОРОСТИ ЭЛЕКТРОНОВ ИЗ КРИВЫХ ЗАЖИГАНИЯ ВЧ ЕМКОСТНОГО РАЗРЯДА В NF_3

Для определения дрейфовой скорости электронов в газе используем метод, предложенный ранее в работах [80,81]. Этот метод основан на измерении кривой зажигания ВЧ емкостного разряда с целью определения координат точки поворота (давления p_t и ВЧ пробойного напряжения U_t) на ее диффузионно-дрейфовой ветви. При условиях диффузионно-дрейфовой ветви заряженные частицы рождаются вследствие ионизации молекул газа электронным ударом, а также вследствие электрон-электронной вторичной эмиссии, теряются вследствие диффузионного ухода на стенки и электроды, дрейфа в ВЧ электрическом поле, а в электроотрицательных газах электроны прилипают к молекулам газа. Процессами ион-электронной и ион-ионной рекомбинации можно пренебречь, т.к. при развитии пробоя газа концентрация заряженных частиц низкая. Две другие ветви ВЧ кривых зажигания (пашеновская и мультипакторная) [80] для определения дрейфовой скорости электронов не используются, поэтому мы не будем их подробно описывать. Диффузионно-дрейфовая ветвь хорошо видна для больших зазоров между электродами и частот ВЧ электрического поля (рис. 10). При небольших расстояниях между электродами диффузионно-дрейфовая ветвь может быть почти не видна, что ограничивает применимость метода [80,81] со стороны узких зазоров (низких значений приведенного электрического поля E/p).

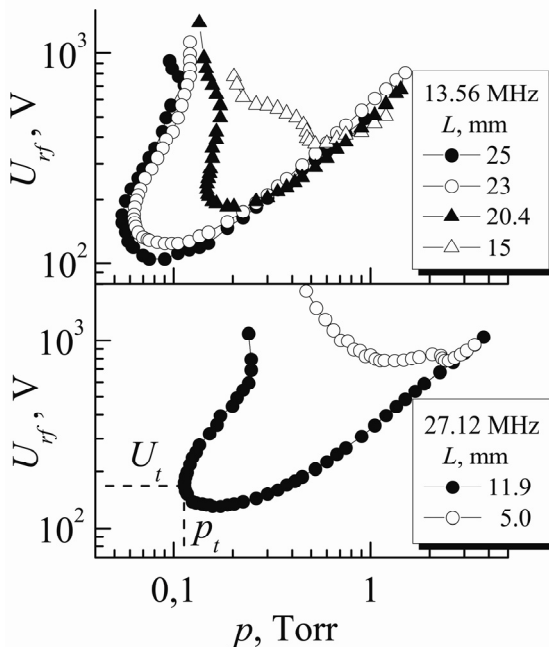


Рис. 10. ВЧ кривые зажигания в NF_3 при различных расстояниях между электродами L и ВЧ частотах 13,56 МГц и 27,12 МГц.

а максимальная мгновенная дрейфовая скорость электронов V_{dr} дается формулой:

$$V_{dr} = \frac{eE_{rf}}{m\sqrt{\omega^2 + v_{me}^2}}. \quad (8)$$

Далее, кривая зажигания представляет собой зависимость амплитуды ВЧ пробойного напряжения от

Подробное описание метода было приведено, например, в работах [80 - 83], поэтому здесь рассмотрим его кратко.

Запишем уравнение движения центра электронного облака в однородном ВЧ электрическом поле $E_{rf} \sin \omega t$:

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = -e\vec{E}_{rf} \sin \omega t - m\vec{V}v_{me}, \quad (4)$$

где \vec{V} - скорость электрона, e и m - заряд и масса электрона, соответственно, E_{rf} - амплитуда ВЧ поля, v_{me} - транспортная частота (величина v_{me} предполагается постоянной), $\omega = 2\pi f$ - циклическая частота ВЧ поля, и проинтегрируем его. Тогда получим формулы для скорости \vec{V} и смещения \vec{r} электронов:

$$\vec{V} = \frac{e\vec{E}_{rf}}{m\sqrt{\omega^2 + v_{me}^2}} \cdot \cos(\omega t + \varphi), \quad (5)$$

$$\vec{r} = \frac{e\vec{E}_{rf}}{m\omega\sqrt{\omega^2 + v_{me}^2}} \cdot \sin(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

где $\varphi = \arctan(v_{me}/\omega)$. Из (6) видно, что амплитуда смещения A электронов в ВЧ электрическом поле равна:

$$A = \frac{eE_{rf}}{m\omega\sqrt{\omega^2 + v_{me}^2}} = \frac{V_{dr}}{\omega}, \quad (7)$$

давления газа $U_{rf} = U_{rf}(p)$, для которой легко получить точку поворота, которая наблюдается при $dU_{rf}(p)/dp \rightarrow \infty$. Особенностью этой точки поворота является то, что амплитуда смещения электронов равна половине зазора L между электродами [80-83]:

$$A = \frac{V_{dr}}{\omega} = \frac{L}{2}. \quad (9)$$

Тогда получим простую формулу для дрейфовой скорости электронов V_{dr} в точке поворота ВЧ кривой зажигания

$$V_{dr} = \frac{\omega \cdot L}{2} = L \cdot \pi \cdot f. \quad (10)$$

Следовательно, для фиксированных частоты ВЧ электрического поля f и расстояния между электродами L дрейфовая скорость электронов в точке поворота ВЧ кривой зажигания одна и та же для различных газов. Однако координаты точки поворота ($p = p_t$ и $U_{rf} = U_t$) позволяют определить приведенное электрическое поле E/p , которое различно для каждого газа.

В качестве наглядного примера рассмотрим координаты точки поворота $p_t = 0,114$ Торр и $U_t = 168,3$ В для частоты ВЧ поля $f = 27,12$ МГц и расстояния между электродами $L = 1,19$ см (см. Рис.10). Тогда получим, что дрейфовая скорость электронов в данной точке поворота равна $V_{dr} = 1,19 \cdot \pi \cdot 27,12 \cdot 10^6 = 1,014 \cdot 10^8$ см/с. Этой величине дрейфовой скорости соответствует приведенное электрическое поле $E/p = U_t/(L \cdot p_t) = 1241$ В/(см Торр). Приведенные на рис. 9 экспериментальные значения дрейфовой скорости электронов удовлетворительно согласуются с результатами расчетов с помощью кода Bolsig. Каждая измеренная ВЧ кривая зажигания дает одно значение дрейфовой скорости электронов (при условии, что эта кривая зажигания имеет диффузионно-дрейфовую ветвь с точкой поворота). Поэтому для определения дрейфовой скорости электронов в широком диапазоне E/p нужно иметь измеренные ВЧ кривые зажигания при различных расстояниях L между электродами и частотах f ВЧ электрического поля. Насколько нам известно, в литературе экспериментальные ВЧ кривые зажигания NF_3 пока отсутствуют. Эти кривые зажигания сами по себе представляют большой интерес, так как они показывают, в какой области ВЧ напряжения и давления газа можно зажечь газовый разряд в технологической или исследовательской камере.

Очевидно, что каждая экспериментальная методика имеет свой диапазон условий, в которых она применима. Выше мы уже сказали, что для метода [80,81], во-первых, необходимо наличие на ВЧ кривой зажигания хорошо выраженной диффузионно-дрейфовой ветви с точкой поворота. Далее, должно выполняться определенное соотношение между циклической частотой ВЧ электрического поля ω и транспортной частотой v_{me} (3). В работе [84] показано, что могут иметь место три различных случая. (1). Случай низкой частоты. Циклическая частота ВЧ электрического поля пренебрежимо мала по сравнению с транспортной частотой, $\omega \ll v_e \ll v_{me}$. В этом случае функция распределения электронов по энергиям (ФРЭЭ) аналогична ФРЭЭ в постоянном поле, равном по величине ВЧ мгновенному электрическому полю $E_{rf}(t)$, так как ФРЭЭ имеет время, чтобы подстроиться под изменение поля. ФРЭЭ модулирована очень сильно. (2). При $v_e \approx \omega \ll v_{me}$ (случай более высокой частоты ω) временная модуляция функции распределения заметно меньше, чем в первом случае. (3). При $v_e \ll \omega \approx v_{me}$ ФРЭЭ в ВЧ электрическом поле аналогична ФРЭЭ в постоянном поле, величина которого равна эффективному полю, а временная модуляция ФРЭЭ очень мала.

Поэтому из приведенного выше анализа различных соотношений ВЧ циклической и транспортной частот видно, что метод [80, 81] пригоден, если выполняется условие $\omega \ll v_{me}$ (анизотропная часть ФРЭЭ “следит” за мгновенным ВЧ электрическим полем). В каждый момент периода ВЧ поля мгновенная скорость электронов совпадает с их дрейфовой скоростью в постоянном электрическом поле, равном по величине мгновенному ВЧ полю.

Теперь проверим, выполняется ли условие $\omega \ll v_{me}$ для точек поворота на измеренных нами ВЧ кривых зажигания. Возьмем для этого кривые зажигания, измеренные для максимальных расстояний для каждой из ВЧ частот, так как точки поворота находятся при наименьших давлениях газа, чем для более узких зазоров между электродами. Из рис. 10 видно, что для частоты 13,56 МГц при максимальном зазоре 25 мм точка поворота наблюдается при давлении 0,055 Торр. С помощью частот упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами NF_3 , представленных на рис. 4, определим частоту энергетической релаксации v_e и транспортную частоту v_{me} для этого давления газа. Полученные зависимости этих частот v_e и v_{me} сравниваются с циклической частотой ВЧ электрического поля $\omega = 2 \cdot \pi \cdot 13,56 \cdot 10^6 = 8,52 \cdot 10^7$ с⁻¹ на рис. 11. Из рисунка видно, что для приведенного электрического поля в точке поворота E/p (показанного на рисунке вертикальной линией) $v_e = 1,43 \cdot 10^8$ с⁻¹ и $v_{me} = 7,65 \cdot 10^8$ с⁻¹, то есть $v_{me} \approx 9 \cdot \omega$. В случае ВЧ частоты 27,12 МГц ($\omega = 1,7 \cdot 10^8$ с⁻¹) и зазора между электродами 11,9 мм точка поворота кривой зажигания находится при давлении газа 0,114 Торр. Из рис. 12 следует, что в данной точке поворота $v_e = 3,3 \cdot 10^8$ с⁻¹ и $v_{me} = 16,7 \cdot 10^8$ с⁻¹, то есть $v_{me} \approx 9,8 \cdot \omega$. Поэтому можно принимать, что $\omega \ll v_{me}$. Из представленных на рис. 10 ВЧ кривых зажигания легко получить, что во всех точках поворота выполняется это условие $\omega \ll v_{me}$, то есть транспортная частота достаточно высока, чтобы дрейфовая скорость электронов успела подстроиться под изменение ВЧ электрического поля и

соответствовала его мгновенной величине. Следовательно, в момент пробоя газа в максимальном (амплитудном) ВЧ электрическом поле E_{rf} дрейфовая скорость электронов также достигает максимального значения, которое соответствует дрейфовой скорости в постоянном поле $E = E_{rf}$. Поэтому не удивительно, что ВЧ приведенное электрическое поле E_{rf}/p на рис. 9 автоматически заменено на постоянным полем E/p равной величины.

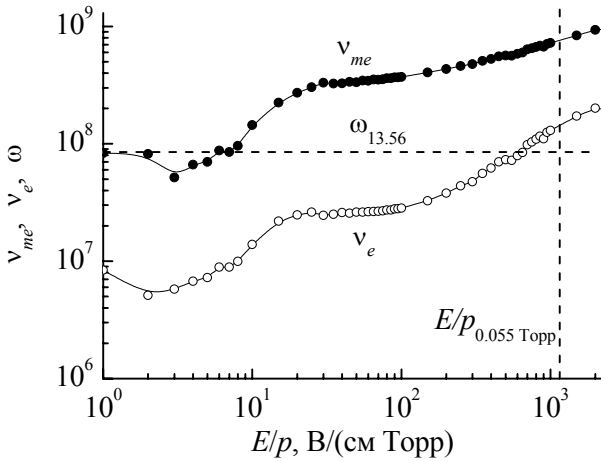


Рис. 11. Зависимость частоты релаксации энергии ν_e и транспортной частоты ν_{me} от E/p при давлении NF_3 $p = 0,055$ Торр ($E/p_{0,055 \text{ Торр}}$ означает приведенное электрическое поле, соответствующее точке поворота на ВЧ кривой зажигания для $L = 25$ мм на рис. 10; ω - циклическая частота для 13,56 МГц).

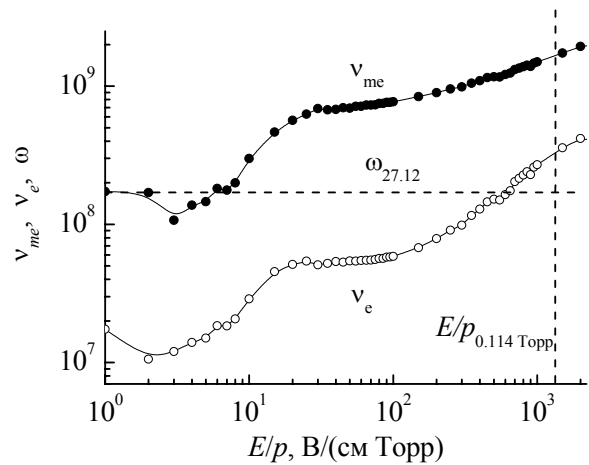


Рис. 12. Зависимость частоты релаксации энергии ν_e и транспортной частоты ν_{me} от E/p при давлении NF_3 $p = 0,114$ Торр ($E/p_{0,114 \text{ Торр}}$ означает приведенное электрическое поле, соответствующее точке поворота на ВЧ кривой зажигания для $L = 11,9$ мм на рис. 10; ω - циклическая частота для 27,12 МГц).

Очевидно, что данный метод определения дрейфовой скорости электронов V_{dr} не обеспечивает такой точности, как, например, времяпролетный метод, и полученные величины V_{dr} не могут быть использованы для уточнения сечений столкновений электронов с молекулами газа. Однако наши результаты измерения V_{dr} позволяют оценить, насколько точными являются результаты расчетов дрейфовой скорости электронов с помощью численных кодов, и могут быть использованы для определения параметров плазмы с помощью гидродинамического моделирования.

ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе проведен поиск и анализ сечений упругих и неупругих столкновений электронов с молекулами NF_3 . Данные сечения были добавлены в файл сечений кода Bolsig, с помощью которого затем были рассчитаны такие параметры переноса электронов, как: 1) первый коэффициент Таунсенда для ионизации (как полный, так и парциальный для каждого сорта образующихся положительных ионов); 2) коэффициент диссоциативного прилипания; 3) частоты упругих и неупругих столкновений; 4) доля энергии, теряемая электронами при столкновениях с молекулами NF_3 ; 5) средняя и характеристическая энергии электронов; 6) подвижность и дрейфовая скорость электронов. Показано, что равенство частот ионизации и прилипания электронов выполняется в приведенном электрическом поле $(E/p)_c = 128,2$ В/(см Торр) для комбинированного RB транспортного сечения [43,44] и при $(E/p)_c = 124,4$ В/(см Торр) для транспортного сечения [46]. Ионизация молекул NF_3 идет преимущественно по диссоциативному каналу с образованием положительных ионов NF_2^+ , появление других сортов ионов менее вероятно. В слабом приведенном электрическом поле $E/p < 10$ В/(см Торр) прилипание электронов к молекулам NF_3 оказывает большое влияние на их перенос, а частота прилипания дает примерно 10 % вклад в полную частоту столкновений. Из-за этого доля энергии, теряемая электроном при одном столкновении с молекулой NF_3 , не опускается ниже 7,6 %, хотя обычно она в слабом электрическом поле мала и при только упругих столкновениях составляет $\delta \approx 2 \cdot m/M \ll 1$. Показано, что в диапазоне $E/p = 15 - 25$ В/(см Торр) на зависимости дрейфовой скорости электронов от E/p появляется участок с отрицательным наклоном («отрицательная дифференциальная проводимость»). Из координат точек поворота на измеренных нами ВЧ кривых зажигания определены значения дрейфовой скорости электронов в NF_3 , которые удовлетворительно согласуются с результатами расчетов с помощью кода Bolsig.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Bower D.H. Planar Plasma Etching of Polysilicon Using CCl_4 and NF_3 // J. Electrochem. Soc. – 1982. – Vol.129. – P.795.
2. Greenberg K.E., Verdeyen J.T. Kinetic processes of NF_3 etchant gas discharges // J. Appl. Phys. – 1985. – Vol.57. – P.1596.

3. Chow T.P., Fanelli G.M. Reactive Ion Etching of Silicon and Silicides in SF₆ or NF₃/CCl₄ or HCl Mixtures // *J. Electrochem. Soc.* – 1985. – Vol. 132. – P.1969.
4. Ishii I., Brandt W.W. Plasma and Reagent Pulse Induced Transients in the Etching of Si by NF₃ // *J. Electrochem. Soc.* – 1986. – Vol.133. – P.1240.
5. Nordheden K.J., Verdeyen J.T. The Effect of Oxygen on the Etch Rate of NF₃ Discharges // *J. Electrochem. Soc.* – 1986. – Vol.133. – P.2168.
6. Blom H.-O., Berg S., Nender C., Norstrom H. Silicon etching in a direct current glow discharge of CF₄/O₂ and NF₃/O₂ // *J. Vac. Sci. Technol. B.* - 1989. - Vol.7. - P.1321.
7. Perrin J., Meot J., Siefert J.-M., Schmitt J. Mass spectrometric study of NF₃ plasma etching of silicon // *Plasma Chem. Plasma Process.* - 1990. - Vol.10. - P.571.
8. Sidhwa A.J., Goh F.C., Naseem H.A., Brown W.D. Reactive ion etching of crystalline silicon using NF₃ diluted with H₂ // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1993. - Vol.11. - P.1156.
9. Konuma M., Bauser E. Water vapor controlling selective reactive ion etching of SiO₂/Si in NF₃ plasma // *J. Appl. Phys.* – 1993. – Vol.74. – P.1575.
10. Langan J.G., Beck S.E., Felker B.S., Rynders S.W. The role of diluents in electronegative fluorinated gas discharges // *J. Appl. Phys.* – 1996. – Vol.79. – P.3886.
11. Meeks E., Larson R.S., Vosen S.R. Shon J.W. Modeling Chemical Downstream Etch Systems for NF₃/O₂ Mixtures // *J. Electrochem. Soc.* – 1997. – Vol.144. – P.357.
12. Richter Ch., Espertshuber K., Wagner Ch., Eickhoff M., Krotz G. Rapid plasma etching of cubic SiC using NF₃/O₂ gas mixtures // *Materials Sci. Engineering B.* - 1997. - Vol.46. - P.160.
13. Koike K., Fukuda T., Fujikawa Sh., Saeda M. Study of CF₄, C₂F₆, SF₆ and NF₃ Decomposition Characteristics and Etching Performance in Plasma State // *Jpn. J. Appl. Phys.* - 1997. - Vol.36. - P.5724.
14. Kastenmeier B.E.E., Matsuo P.J., Oehrlein G.S., Langan J.G. Remote plasma etching of silicon nitride and silicon dioxide using NF₃/O₂ gas mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1998. - Vol.16. - P.2047.
15. Langan J.G., Rynders S.W., Felker B.S., Beck S.E. Electrical impedance analysis and etch rate maximization in NF₃/Ar discharges // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1998. - Vol.16. - P.2108.
16. Matsuo P.J., Kastenmeier B.E.E., Oehrlein G.S., Langan J.G. Silicon etching in NF₃/O₂ remote microwave plasmas // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1999. - Vol.17. - P.2431.
17. Hays D.C., Jung K.B., Hahn Y.B., Lambers E.S., Pearton S.J., Donahue J., Johnson D., Shul R.J. Comparison of F₂-Based Gases for High-Rate Dry Etching of Si // *J. Electrochem. Soc.* – 1999. – Vol.146. – P.3812.
18. Kastenmeier B.E.E., Matsuo P.J., Oehrlein G.S., Ellefson R.E., Langan J.G. Surface etching mechanism of silicon nitride in fluorine and nitric oxide containing plasmas // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2001. - Vol.19. - P.25.
19. Tasaka A., Takahashi K., Tanaka K., Shimizu K., Mori K., Tada S., Shimizu W., Abe T., Inaba M., Ogumi Z., Tojo T. Plasma etching of SiC surface using NF₃ // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2002. - Vol.20. - P.1254.
20. Reyes-Betanzo C., Moshkalyov S.A., Ramos A.C.S., Swart J.W. Mechanisms of silicon nitride etching by electron cyclotron resonance plasmas using SF₆- and NF₃-based gas mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2004. - Vol.22. - P.1513.
21. Kim B., Lee B.T. Prediction of SiC etching in a NF₃/CH₄ plasma using neural network // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2004. - Vol.22. - P.2517.
22. Tasaka A., Watanabe E., Kai T., Shimizu W., Kanatani T., Inaba M., Tojo T., Tanaka M., Abe T., Ogumi Z. Effect of oxygen concentration on the spike formation during reactive ion etching of SiC using the mixed gas plasma of NF₃ and O₂ // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2007. - Vol.25. - P.391.
23. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Applying RF current harmonics for end-point detection during etching multi-layered substrates and cleaning discharge chambers with NF₃ discharge // *Vacuum.* - 2008. - Vol.82. -P.321.
24. Tasaka A., Yamada H., Nonoyama T., Kanatani T., Kotaka Y., Tojo T., Inaba M. Effects of type of reactor, crystallinity of SiC, and NF₃ gas pressure on etching rate and smoothness of SiC surface using NF₃ gas plasma // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2009. - Vol.27. - P.1369.
25. Veilleux J.M., El-Genk M.S., Chamberlin E.P., Munson C., FitzPatrick J. Etching of UO₂ in NF₃ RF plasma glow discharge // *J. Nuclear Mater.* - 2000. - Vol.277. - P.315.
26. Lee R.-L., Terry F.L. Reactive-ion etching of tungsten silicide using NF₃ gas mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. B.* - 1991. - Vol.9. - P.2747.
27. Bruno G., Capezzuto P., Cicala G., Manodoro P. Study of the NF₃ plasma cleaning of reactors for amorphous silicon deposition // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1994. - Vol.12. - P.690.
28. Raoux S., Tanaka T., Bhan M., Ponnakanti H., Seamons M., Deacon T., Xia L.-Q., Pham F., Silvetti D., Cheung D., Fairbairn K. Remote microwave plasma source for cleaning chemical vapor deposition chambers: Technology for reducing global warming gas emissions // *J. Vac. Sci. Technol. B.* - 1999. - Vol.17. - P.477.
29. Entley W.R., Langan J.G., Felker B.S., Sobolewski M.A. Optimizing utilization efficiencies in electronegative discharges: The importance of the impedance phase angle // *J. Appl. Phys.* – 1999. – Vol.86. – P.4825.
30. Kastenmeier B.E.E., Oehrlein G.S., Langan J.G., Entley W.R. Gas utilization in remote plasma cleaning and stripping applications // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 2000. - Vol.18. - P.2102.
31. Reichardt H., Frenzel A., Schober K. Environmentally friendly wafer production: NF₃ remote microwave plasma for chamber cleaning // *Microelectronic Engineering.* - 2001. - Vol.56. - P.73.
32. Hsueh H.-P., McGrath R.T., Ji B., Felker B.S., Langan J.G., Karwacki E.J. Ion energy distributions and optical emission spectra in NF₃-based process chamber cleaning plasmas // *J. Vac. Sci. Technol. B.* - 2001. - Vol.19. - P.1346.
33. Ji B., Elder D.L., Yang J.H., Badowski P.R., Karwacki E.J. Power dependence of NF₃ plasma stability for in situ chamber

- cleaning // *J. Appl. Phys.* – 2004. – Vol.95. – P.4446.
34. Ranade R.M., Ang S.S., Brown W.D. Effects of nitrogen trifluoride on the properties of plasma-enhanced chemical-vapor-deposited semi-insulating polysilicon films // *Thin Solid Films.* - 1995. - Vol.258. - P.292.
 35. Gomez-Aleixandre C., SanchezGarrido O., Albella J.M. Oxidation kinetics of plasma-enhanced chemical vapor deposition silicon nitride films deposited from $\text{SiH}_4/\text{NH}_3/\text{NF}_3/\text{N}_2$ mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. B.* - 1990. - Vol.8. - P.540.
 36. Lu H.Y., Petrich M.A. NF_3 plasma treatment of polymeric dielectrics // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1992. - Vol.10. - P.450.
 37. McDaniel E.W., Nighan W.L. (Eds) *Gas lasers.* - New York: Academic Press, 1982. - 548 p.
 38. Brunner W., Junge K. *Wissenspeicher Lasertechnik.* - Leipzig: VEB Fachbuchverlag, 1987. - 544 p.
 39. Trager F. (Ed.) *Springer Handbook of Lasers and Optics.* - New York: Springer, 2007. - 1331 p.
 40. Lawrence J., Pou J., Low D.K.Y., Toyserkani E. (Eds.) *Advances in laser materials processing: Technology, research and applications.* - Great Abington: Woodhead Publishing, 2010. - 828 p.
 41. Levitskii S.M. Potential of space and electrode sputtering under high-frequency discharge in the gas // *Sov. Phys.–Tech. Phys.* - 1957. - Vol.2. - P.887.
 42. Jiao C.Q., DeJoseph C.A., Haaland P.D., Garscadden A. in *Gaseous Dielectrics IX* (Edited by Christophorou L.G. and Olthoff J.K.). - New York: Kluwer Academic, 2001. - p.127.
 43. Rescigno T.N. Low-Energy Electron Collision Processes in NF_3 // *Phys. Rev. A.* - 1995. - Vol.52. - P.329.
 44. Boesten L., Tachibana Y., Nakato Y., Shinohara T., Tanaka H., Dillon M.A. Vibrationally inelastic and elastic cross sections for $e + \text{NF}_3$ collisions // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* - 1996. - Vol.29. - P.5475.
 45. Dyatko N.A., Napartovich A.P. Electron swarm characteristics in Ar: NF_3 mixtures under steady-state Townsend conditions // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1999. - Vol.32. - P.3169.
 46. Jucoski E., Bettega M.H.F. Elastic scattering of low-energy electrons by NF_3 // *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* - 2002. - Vol.35. - P.783.
 47. Reese R.M., Dibeler V.H. Ionization and Dissociation of Nitrogen Trifluoride by Electron Impact // *J. Chem. Phys.* - 1956. - Vol.24. - P.1175.
 48. Tarnovsky V., Levin A., Becker K., Basner R., Schmidt M. Electron impact ionization of the NF_3 molecule // *Int. J. Mass. Spectrom. Ion Processes.* - 1994. - Vol.133. - P.175.
 49. Becker K.H., Tarnovsky V. Electron-impact ionization of atoms, molecules, ions and transient species // *Plasma Sources Sci. Technol.* - 1995. - Vol.4. - P.307.
 50. Deutsch H., Mark T.D., Tarnovsky V., Becker K., Cornelissen C., Cespiva L., Bonacic-Koutecky V. Measured and calculated absolute total cross-sections for the single ionization of CF_x and NF_x by electron impact // *Intern. J. Mass Spectrometry Ion Processes.* - 1994. - Vol.137. - P.77.
 51. Deutsch H., Becker K., Matt S., Mark T.D. Theoretical determination of absolute electron-impact ionization cross sections of molecules // *Intern. J. Mass Spectrometry.* - 2000. - Vol.197. - P.37.
 52. Haaland P.D., Jiao C.Q., Garscadden A. Ionization of NF_3 by electron impact // *Chem. Phys. Lett.* - 2001. - Vol.340. - P.479.
 53. Harland P.W., Franklin J.L. Partitioning of excess energy in dissociative resonance capture processes // *J. Chem. Phys.* - 1974. - Vol.61. - P.1621.
 54. Sides G.D., Tiernan T.O. Dissociative electron attachment in nitrogen trifluoride // *J. Chem. Phys.* - 1977. - Vol.67. - P. 2382
 55. Miller Th.M., Friedman J.F., Miller A.E.S., Paulson J.F. Thermal electron attachment to NF_3 , PF_3 , and PF_5 // *Intern. J. Mass Spectrometry Ion Processes.* - 1995. - Vol.149/150. - P.111.
 56. Nandi D., Rangwala S.A., Kumar S.V.K., Krishnakumar E. Absolute cross sections for dissociative electron attachment to NF_3 // *Intern. J. Mass Spectrometry.* - 2001. - Vol.205. - P.111.
 57. Gallagher J.W., Beaty E.C., Dutton O., Pitchford L.C. An Annotated Compilation and Appraisal of Electron Swarm Data in Electronegative Gases // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 1983. - Vol.12. - P.109.
 58. Christophorou L.G., Olthoff J.K., Rao M.V.V.S. Electron Interactions with CF_4 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 1996. - Vol.25. - P.1341.
 59. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Electron Interactions With SF_6 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 2000. - Vol.29. - P.267.
 60. Lisovskiy V., Martins S., Landry K., Douai D., Booth J.-P., Cassagne V. Electron drift velocity in NH_3 in strong electric fields determined from RF breakdown curves // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2005. - Vol.38. - P.872.
 61. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Electron drift velocity in N_2O in strong electric fields determined from RF breakdown curves // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2006. - Vol.39. - P.1866.
 62. Kastenmeier B.E.E., Matsuo P.J., Oehrlein G.S., Langan J.G. Remote plasma etching of silicon nitride and silicon dioxide using NF_3/O_2 gas mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1998. - Vol.16. - P.2047.
 63. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. RF discharge dissociative mode in NF_3 and SiH_4 // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2007. - Vol.40. - P.6631.
 64. Engel A. *Ionized gases.* - Oxford: Clarendon Press, 1955. - 332 p.
 65. Christophorou L.G., Carter J.G. Energy lost by slow electrons in collisions with molecules // *Chem. Phys. Lett.* - 1968. - Vol.2. - P.607.
 66. Raju G.G. *Gaseous electronics: theory and practice.* - Boca Raton, FL: CRC Press, 2006. - 680 p.
 67. Phelps A.V. in *Swarm Studies and Inelastic Electron-Molecule Collisions* (Eds. by Pitchford L.C., McKoy B.V., Chutjian A. and Trajmar S.). - New York: Springer, 1987. - 127p.
 68. Shimura N., Makabe T. Structures of velocity distribution functions and transport parameters of the electron swarm in CH_4 in a DC electric field // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1992. - Vol.25. - P.751.
 69. Hunter S.R., Carter J.G., Christophorou L.G. Electron attachment and ionization coefficients and electron drift velocities in BF_3 and SiF_4 // *J. Appl. Phys.* - 1989. - Vol.65. - P.1858.
 70. Kurachi M., Nakamura Y. Electron collision cross sections for the monosilane molecule // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1989. - Vol.22. - P.107.
 71. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Electron drift velocity in silane in strong electric

- fields determined from RF breakdown curves // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2007. - Vol.40. - P.3408.
72. Christophorou L.G., Olthoff J.K., Rao M.V.V.S. Electron Interactions with CF_4 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 1996. - Vol.25. - P.1341.
 73. Bordage M.C., Segur P., Chouki A. Determination of a set of electron impact cross sections in tetrafluoromethane consistent with experimental determination of swarm parameters // *J. Appl. Phys.* - 1996. - Vol.80. - P.1325.
 74. Bordage M.C., Segur P., Christophorou L.G., Olthoff J.K. Boltzmann analysis of electron swarm parameters in CF_4 using independently assessed electron-collision cross sections // *J. Appl. Phys.* - 1999. - Vol.86. - P.3558.
 75. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Electron Interactions with C_2F_6 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 1998. - Vol.27. - P.1.
 76. Christophorou L.G., Olthoff J.K. Electron Interactions With C_3F_8 // *J. Phys. Chem. Ref. Data.* - 1998. - Vol.27. - P.889.
 77. Christophorou L.G., McCorkle D.L., Maxey D.V., Carter J.G. Fast gas mixtures for gas-filled particle detectors // *Nuclear Instruments and Methods.* - 1979. - Vol.163. - P.141.
 78. Soejima H., Nakamura Y. Measurement of electron swarm parameters in GeH_4 -Ar mixtures // *J. Vac. Sci. Technol. A.* - 1993. - Vol.11. - P.1161.
 79. Shishikura Y., Asano K., Nakamura Y. Low-energy electron collision cross sections of ethane by electron swarm study // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1997. - Vol.30. - P.1610.
 80. Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D. RF breakdown of low-pressure gas and a novel method for determination of electron-drift velocities in gases // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1998. - Vol.31. - P.3349.
 81. Lisovskiy V.A., Yegorenkov V.D. Electron-drift velocity determination in CF_4 and SF_6 in a strong electric field from breakdown curves of low-pressure RF discharge // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 1999. - Vol.32. - P.2645.
 82. Lisovskiy V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V., Yegorenkov V. Electron drift velocity in argon, nitrogen, hydrogen, oxygen and ammonia in strong electric fields determined from RF breakdown curves // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2006. - Vol.39. - P.660.
 83. Lisovskiy V., Yegorenkov V., Booth J.-P., Landry K., Douai D., Cassagne V. Electron drift velocity in SF_6 in strong electric fields determined from RF breakdown curves // *J. Phys. D: Appl. Phys.* - 2010. - Vol.43. - P.385203.
 84. Loureiro J. Time-dependent electron kinetics in N_2 and H_2 for a wide range of the field frequency including electron-vibration superelastic collisions // *Phys. Rev. E.* - 1993. - Vol.47. - P.1262.