

ОРБИТАЛЬНОЕ ДВИЖЕНИЕ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ В МАГНЕТРОННОМ ВЫСОКОЧАСТОТНОМ РАЗРЯДЕ: СИЛА ИОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ ИЛИ ВЕТРА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМОВ

*А. Ф. Паль^{a,b}, А. Н. Рябинкин^a, А. О. Серов^a,
Н. А. Дятко^b, А. Н. Старостин^b, А. В. Филиппов^{b*}*

^a *Научно-исследовательский институт ядерной физики им. Д. В. Скобельцына,
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова
119991, Москва, Россия*

^b *ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований
142190, Троицк, Московская обл., Россия*

Поступила в редакцию 26 мая 2011 г.

Осуществлено удержание микрочастиц размерами до 130 мкм и проведены одновременные измерения скорости и диаметра частиц в плазменно-пылевой ловушке магнетронного высокочастотного разряда с магнитным полем арочного типа. Проведено численное моделирование движения газа на основе уравнения Навье–Стокса под действием циклотронных токов электронов и ионов. Полученные экспериментальные и численные результаты подтвердили механизм орбитального движения пылевых частиц в плазме магнетронного разряда, связанный с орбитальным движением нейтрального газа, ускоренного дрейфовыми потоками электронов и ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях.

1. ВВЕДЕНИЕ

Частицы микронных размеров в плазме приобретают большие отрицательные заряды и могут левитировать в областях, где выполняется баланс всех сил, действующих на частицы — в плазменно-пылевых ловушках [1]. На частицы в плазме действуют силы различной природы, часть из них связана с наличием у частицы электрического заряда. В высокочастотном (ВЧ) разряде вблизи электродов образуются приэлектродные слои — области с положительным в среднем за период колебаний зарядом. Среднее электрическое поле в приэлектродных слоях направлено к электродам, и вызванная им электростатическая сила может компенсировать силу тяжести и силу ионного увлечения, действующие на частицу. В случае существования градиента температуры на частицу действует термофоретическая сила. На движущуюся частицу также действует сила трения со стороны нейтрального газа.

В плазме возможны как индивидуальные вра-

щательные движения отдельных частиц (спиновые [2–5], орбитальные [6–8]), так и вращения плазменно-пылевых структур как целого [9]. Причины движений связаны с различного рода асимметриями — нерегулярностью формы частицы [10], неравномерностью распределения заряда по ее поверхности, вызывающей асимметрию плазменных потоков [3–5], действующих на частицу (в том числе обусловленных наличием внешнего магнитного поля) и др.

Магнитное поле может сильно изменить пространственную конфигурацию плазменно-пылевых ловушек и характер движения частиц в них. Оказывается возможной дипольная зарядка частицы (с формированием больших дипольных моментов в распределении заряда по ее поверхности), вызванная дрейфом ионов в «скрещенных полях», приводящая к ее спиновому движению [11]. Во внешнем магнитном поле спины частиц и соответствующие магнитные моменты ориентируются преимущественно вдоль поля, обнаруживая парамагнитные свойства [2].

В работе [12] наблюдалось вращательное движение пылевого облака в разряде постоянного то-

*E-mail: fav@triniti.ru

ка после наложения вертикального магнитного поля. С увеличением магнитного поля частота вращения пропорционально увеличивалась. Орбитальное движение сферических микрочастиц в ловушке над электродом ВЧ-разряда в слабом вертикальном магнитном поле (ионы не замагничены) наблюдалось в работе [13]. В зависимости от разрядных условий плазменный кристалл или вращался как целое с одной угловой скоростью, или угловые скорости частиц зависели от их удаленности от центра ловушки. При значительном повышении разрядного напряжения частицы могли изменять направление вращения. В той же работе представлена аналитическая модель, согласно которой причиной, приводящей частицы в движение, является сила ионного увлечения, вызванная ионным дрейфом в скрещенных электрическом (удерживающем частицы в ловушке в горизонтальном направлении) и магнитном полях.

Движение частиц в ловушке в магнитных полях различной величины изучалось в работе [14]. При наложении слабого магнитного поля частота вращения была пропорциональна индукции магнитного поля, а в сильном магнитном поле наблюдался эффект «насыщения» (частота вращения переставала увеличиваться с ростом величины магнитного поля). В статье [15] для объяснения результатов [14] предложена модель, основанная на теории столкновительной жидкости, применительно к случаю частично замагниченных ионов. Вращение в магнитном поле пылевых кластеров с разным количеством частиц наблюдали в работах [16, 17]. В статье [17] исследована зависимость порогового значения магнитного поля, необходимого для начала вращения пылевого кластера, от количества частиц в нем. Там же проводилось сравнение экспериментальных данных с предсказаниями теоретических моделей работ [13, 15, 18]. Модель [13], давая качественное согласие с экспериментом (пропорциональность движущей силы произведению E_r и B), не объясняла наблюдаемых величин скоростей частиц: рассчитанная по этой модели сила ионного увлечения была на два порядка меньше необходимой для того, чтобы обеспечить наблюдавшиеся скорости вращения. Модель [15] давала значения скорости, близкие к измеренным, но не объясняла зависимости этих скоростей от количества частиц и наблюдаемую величину магнитного поля «насыщения», хотя, как отмечается в работе [17], модель могла быть неприменима, поскольку длина свободного пробега ионов была сравнима с размером плазменного кристалла. Аналитическая модель [18], объясняющая вращательное дви-

жение пылевого кластера действием силы Лоренца и гармоническими колебаниями частиц, для условий работы [17] предсказывала значения частоты вращения, на три порядка меньшее наблюдавшихся.

В работе [19] пылевые частицы левитировали в ловушке, сформированной при помощи кольцеобразного профилирования поверхности электрода ВЧ-разряда. Ловушка находилась в зоне влияния постоянного магнитного поля магнетронного распылителя, которое в месте ее расположения не превышало 1–2 Гс и не влияло на левитацию микрочастиц. После включения магнетронного разряда постоянного тока, который создавал поток распыленных атомов, направленных на пылевое облако, наблюдалось круговое движение частиц. Для объяснения эффекта в работе [20] были проведены оценки силы ионного увлечения на основе моделей [21, 22], которые показали, что расчетные скорости вращения частиц отличаются от наблюдаемых. При этом оценки на основе модели [21] показали, что расчетные скорости частиц на порядок меньше измеренных, а на основе подхода [22] — на 30 % больше. Нужно отметить, что магнитное поле в экспериментах [19] было порядка 1 Гс, поэтому последняя оценка вызывает сомнения, поскольку слабые магнитные поля не могут оказать заметного влияния на движение тяжелых ионов аргона.

Более полувека назад было экспериментально показано, что наложение внешнего магнитного поля может вызывать движение плазмообразующего газа. В работе [23] вращающееся магнитное поле приводило во вращение плазму, что фиксировалось при помощи малоинерционной вертушки, расположенной в разрядной колбе. Вращающаяся плазма в разряде между двумя цилиндрами, расположенными в постоянном магнитном поле, наблюдалась в работе [24].

Впервые на необходимость учета движения газа при рассмотрении механизма вращения пылевых частиц было указано в работе [25]. В статье [26] тоже показано, что при рассмотрении вращения плазменно-пылевых структур необходимо учитывать вращение газа, возникающее под действием направленного потока ионов. В работе [27], кроме того, показана необходимость учета передачи импульса частицам от электронов через нейтральную компоненту. В работе [28] показана необходимость одновременно учета силы ионного увлечения и силы, связанной с вращением газа, при наложении магнитных полей.

Целью настоящей работы является исследование роли нейтрального газа, приводимого во вращение циклотронными токами электронов и ионов, во вра-

щательном движении пылевых частиц в плазме магнетронного ВЧ-разряда в аргоне и водороде.

2. ОПИСАНИЕ ЭКСПЕРИМЕНТА

В эксперименте исследовалось движение частиц, захваченных в ловушку в плазме магнетронного ВЧ-разряда [29]. Изменялись скорости движения частиц в различных разрядных условиях и сила, действующая на миниатюрный объект, помещаемый в плазму в область расположения ловушки для этих частиц. Эксперименты проводились в цилиндрической вакуумной камере, на плоском дне которой располагался ВЧ-электрод, отделенный от дна тонким слоем диэлектрика. Перемещаемая магнитная система располагалась снаружи камеры под электродом. Схематичное изображение электродной системы, линий магнитного поля и области локализации ловушки для частиц показано на рис. 1.

ВЧ-разряд поддерживался в аргоне или водороде, частота ВЧ-напряжения составляла 7.5 МГц, напряжение разряда (пик-пик) изменялось в диапазоне 240–600 В, соответствующее отрицательное самосмещение нагруженного электрода составляло 65–200 В, давление аргона изменялось в диапазоне 4–14 Па. Максимальная величина магнитной индукции над электродом составляла $5 \cdot 10^2$ Гс.

Арочная конфигурация магнитного поля над электродом способствует концентрации плазмы в кольцевой области над ним, между полюсами магнитной системы. Ионный ток в этой области увеличивается, что приводит к уменьшению толщины приэлектродного слоя и к искажению эквипотенци-

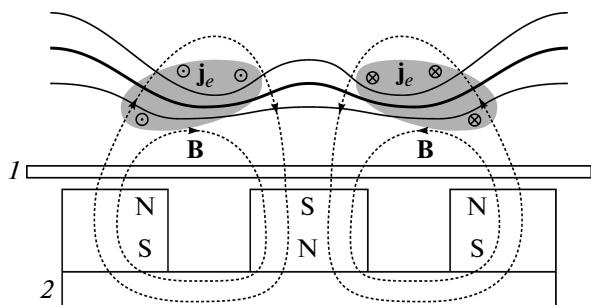


Рис. 1. Схема электродной системы и расположения плазменно-пылевой ловушки: 1 — поверхность электрода, 2 — магнитная магнетронная система, темные области над электродом — области плазменно-пылевой ловушки. Изогнутые линии над электродом — эквипотенциальные поверхности электрического поля



Рис. 2. Треки движущихся прозрачных микросфер. Луч, подсвечивающий сферы, направлен поперек направления их движения

альных поверхностей, что в конечном итоге совместно с силой тяжести приводит к образованию электростатической ловушки для пылевых частиц. Отметим, что максимальная величина магнитной индукции над электродом такова, что замагниченными в наших условиях оказываются только электроны.

В плазму инжектировались частицы двух типов: шары стеклоглерода размерами 18–50 мкм и стеклянные сферы диаметрами 30–130 мкм с толщиной стенки 0.1–1 мкм. Левитировавшие частицы освещались лазерным лучом, развернутым в горизонтальной плоскости цилиндрической линзой.

Наблюдалось орбитальное движение частиц в направлении дрейфа электронов, определяемом векторным произведением $\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}_r$ (\mathbf{E}_\perp — составляющая электрического поля, перпендикулярная электроду, \mathbf{B}_r — радиальная составляющая магнитного поля).

Движение частиц регистрировалось фотоаппаратом и скоростной видеокамерой с частотой съемки до 1250 кадров в секунду. С направления, перпендикулярного лазерному лучу, подсвеченная неподвижная сфера выглядит как два ярких пятна, которые появляются на передней и задней (по ходу луча) сторонах сферы. Тестовые измерения с неподвижными сферами показали, что расстояние между внешними краями пятен пропорционально диаметру сферы (для тонкостенной сферы равно ее радиусу, умноженному на $\sqrt{2}$). На фотографии трек сферы, движущейся перпендикулярно лазерному лучу, представляет собой две параллельные кривые одинаковой длины. Расстояние между кривыми характеризует диаметр частицы, а их длина — скорость частицы. Для получения зависимости скорости частиц от их диаметра были сделаны фотографии частиц с разными выдержками. Полученные изображения были подобны представленным на рис. 2 с той лишь разницей, что измерения проводились, когда в ловушке была только одна частица, чтобы исключить возможное влияние на ее движение со стороны соседних частиц.

Диапазон диаметров левитировавших частиц стеклоглерода был оценен путем анализа полу-

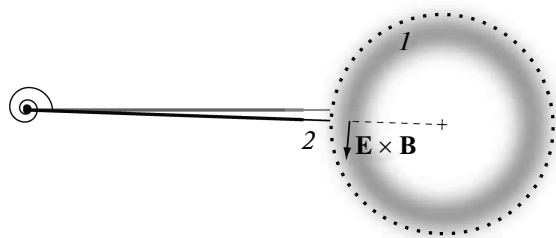


Рис. 3. Схема измерения силы (вид сверху): 1 — светящееся кольцо; 2 — крутильные весы; кольцо из точек — область ловушки частиц, показаны два положения стрелки — в отсутствие разряда (верхнее) и при отсчете угла отклонения вблизи разрядного кольца (нижнее)

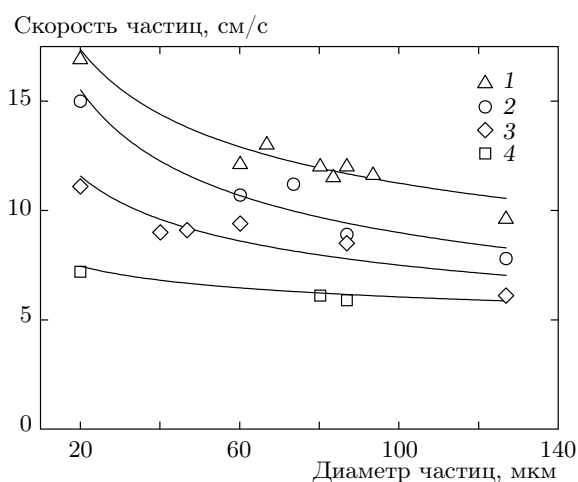


Рис. 4. Скорости орбитального движения пылевых частиц различных диаметров в ловушке при различных разрядных условиях: 1 — 350 В, 4 Па; 2 — 250 В, 4 Па; 3 — 350 В, 10 Па; 4 — 240 В, 10 Па. Сплошные линии — аппроксимация методом наименьших квадратов степенной функцией: для данных $v_d(D) = 39D^{-0.27}$ (1), $43D^{-0.34}$ (2), $26D^{-0.27}$ (3), $11D^{-0.13}$ (4), D [мкм] — диаметр частиц, v_d [см/с] — их скорость

ченных с помощью сканирующего электронного микроскопа изображений подложек, содержащих осажденные из ловушки частицы. Оказалось, что частицы стеклоглерода диаметром более 22 мкм не захватываются ловушкой. С учетом того, что частицы меньше 18 мкм отсутствуют в исходном порошке, можно оценить диаметр захватываемых ловушкой стеклоглеродных частиц как 18–22 мкм.

При рабочем давлении 4–7 Па и ВЧ-напряжении 300–500 В (пик-пик) частицы удерживались в плаз-

ме на расстоянии 1.5–3 мм от поверхности электрода на внешней стороне светящегося кольца разряда в нескольких миллиметрах от него, центр вращения находился в центре разрядного кольца, радиус их траекторий был близок к 30 мм (на рис. 3 подобная траектория отмечена точками). С увеличением давления или уменьшением напряжения их траектории приближались к светящемуся кольцу. При давлении 13.7 Па и напряжении ниже 220 В частицы левитировали в светящемся кольце. Орбитальное движение пылевых частиц наблюдалось как в кольцевой области, где компонента V_r максимальна, так и в соседней области, где влиянием этой компоненты можно пренебречь. При неизменном разрядном напряжении и давлении рабочего газа величина скорости левитирующей частицы сохранялась постоянной не менее 10 мин. Были измерены скорости сферических частиц известных диаметров в диапазоне 20–130 мкм. Результаты представлены на рис. 4. При постоянном разрядном напряжении скорость уменьшается с увеличением давления газа. При постоянном давлении скорость возрастает с увеличением разрядного напряжения. Кольцевая область максимального свечения разряда совпадала с областью, где радиальная компонента магнитного поля максимальна. Именно в этой области происходит дрейф электронов по замкнутой кривой в направлении $E_{\perp} \times V_r$, аналогичный исследованному в работах [30, 31]. Здесь, благодаря высокой концентрации плазмы, происходит максимальная передача вращательного момента от заряженных компонент плазмы к нейтральным атомам, являющаяся, как будет показано далее, причиной возникновения ветра нейтральных атомов в довольно широкой области вокруг светящегося кольца.

По мере удаления вдоль радиуса от светящегося кольца компонента V_r падает до нуля при радиусе около 30 мм и далее меняет направление на противоположное. Вертикальная составляющая магнитного поля V_{\perp} достигает максимума в этой области. Принимая во внимание существование радиального электрического поля, удерживающего частицы, можно видеть, что азимутальная составляющая электронного и ионного потоков в этой области (где левитируют частицы) направлена противоположно по отношению к псевдовектору $E_{\perp} \times V_r$ в области светящегося кольца (псевдовекторы $E_r \times V_{\perp}$ и $E_{\perp} \times V_r$ антиколлинеарны). Тем не менее, частицы вращаются здесь в том же направлении, что и в кольце. Поэтому можно предположить, что и здесь на них действует сила, которая сонаправлена с вектором $E_{\perp} \times V_r$ и превосходит по величине силу,

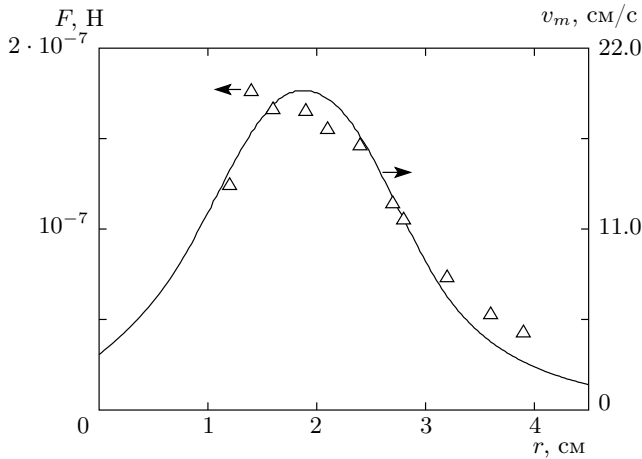


Рис. 5. Радиальная зависимость измеренной силы (Δ , левая ось) при разрядном напряжении 260 В, давлении аргона 5.3 Па и усредненная по длине лопатки скорость вращения газа (сплошная линия, правая ось). Расчеты проведены при $n_e = n_i = 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $N = 1.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E = 10 \text{ В/см}$, $B = 400 \text{ Гс}$, $k_{e,E} = 5.4 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $k_{i,E} = 3.9 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $R = 10 \text{ см}$, $h = 5 \text{ см}$, $r_0 = 2.7 \text{ см}$, $z_0 = 1.0 \text{ см}$, $a = 0.5 \text{ см}$

связанную с дрейфом электронов и ионов в полях $\mathbf{E}_r \times \mathbf{B}_\perp$. Следует отметить, что концентрация плазмы в этой области в несколько раз меньше, чем в области светящегося кольца [31].

Сила, действующая на макрообъект в плазме, измерялась с помощью крутильного динамометра (рис. 3), сделанного из стрелочного микроамперметра с удаленной магнитной системой. Динамометр был откалиброван с помощью микрогрузиков, взвешенных на электронных весах. Стрелка динамометра была изготовлена и размещена таким образом, чтобы минимизировать ее воздействие на плазму. На конце стрелки была вертикально закреплена тонкая слюдяная лопатка. Вертикальная ось вращения стрелки была неподвижно закреплена внутри разрядной камеры. Передвигая находящуюся под электродом магнитную систему, можно было менять расположение светящейся области разряда относительно лопатки. Сила, действующая на лопатку, вычислялась как результат умножения угла отклонения стрелки в плазме от нейтрального положения на измеренную жесткость пружины.

Лопатка, расположенная в кольцевой светящейся области, отклонялась в направлении $\mathbf{E}_\perp \times \mathbf{B}_r$. При смене полюсов магнитной системы, вызывающей изменение направления B_r , направление отклонения также менялось на противоположное. Макси-

мальный угол отклонения был около 2° , что соответствует действию силы $7.5 \cdot 10^{-7} \text{ Н}$. На рис. 5 представлена радиальная зависимость измеренной силы при разрядном напряжении 260 В и давлении аргона 5.3 Па. Отклонение лопатки и скорость частиц увеличивались с увеличением разрядного напряжения. Отклонение лопатки в направлении электронного дрейфа наблюдалось не только внутри области свечения, но и вне ее, вплоть до расстояния около 4 см от разрядного кольца.

Вдалеке от светящейся области нет условий для существования азимутального ионного потока в направлении измеренной силы. Это значит, что эта сила может быть связана только с потоком газа. Это доказывает, что вращательное движение газа является одной из основных причин, вызывающих движение частиц.

3. РАСЧЕТ СКОРОСТИ ДВИЖЕНИЯ ГАЗА В МАГНЕТРОННОМ ВЧ-РАЗРЯДЕ

Рассмотрим движение газа, вызванное передачей импульса электронами и ионами атомам газа в упругих столкновениях. В результате столкновений электронов с атомами нейтрального газа вдоль направления протекания холловского тока на газ действует объемная сила. Приближенно ее величину можно оценить как

$$F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \bar{\nu}_m m_e \frac{j_H}{e}, \quad (1)$$

где j_H — плотность холловского электронного тока,

$$j_H = en_e k_{e,E \times B} E, \quad (2)$$

$\bar{\nu}_m$ — некоторое среднее значение транспортной частоты соударений электронов с атомами и молекулами, m_e — масса электрона, e — элементарный заряд, n_e — концентрация электронов, $k_{e,E \times B}$ — подвижность электронов вдоль направления векторного произведения напряженности электрического поля и вектора индукции магнитного поля [32],

$$k_{e,E \times B} = -\frac{4\pi e}{3m_e} \int_0^\infty \frac{\omega_0}{\nu_m^2 + \omega_0^2} \frac{\partial f_0}{\partial u} u^3 du, \quad (3)$$

ν_m — зависящая от скорости транспортная частота электронов, $\omega_0 = eB/m_e c$ — электронная циклотронная частота, B — индукция магнитного поля, c — скорость света, u — скорость электронов, $f_0(u)$ — сферически-симметричная часть функции распределения электронов по скоростям, которая нормирована на условием

$$4\pi \int_0^\infty u^2 f_0(u) du = 1. \quad (4)$$

Более корректное выражение для $F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$, учитывающее зависимость транспортной частоты рассеяния электронов от скорости, имеет вид

$$F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \frac{4\pi}{3} eEn_e \int_0^\infty \frac{\omega_0 \nu_m}{\nu_m^2 + \omega_0^2} \frac{\partial f_0}{\partial u} u^3 du. \quad (5)$$

Формально выражение (5) можно переписать в виде

$$F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = n_e m_e \omega_0 k_{e,\mathbf{E}} E, \quad (6)$$

где $k_{e,\mathbf{E}}$ — подвижность электронов вдоль электрического поля \mathbf{E} [32],

$$k_{e,\mathbf{E}} = -\frac{4\pi e}{3m_e} \int_0^\infty \frac{\nu_m}{\nu_m^2 + \omega_0^2} \frac{\partial f_0}{\partial u} u^3 du. \quad (7)$$

В общем случае нужно также учесть замагниченность ионов, т. е. нужно учесть воздействие ионного холловского тока на газ. В этом случае для объемной силы вместо (6) получим следующее выражение:

$$F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = (n_e m_e \omega_0 k_{e,\mathbf{E}} + n_i m_i \omega_i k_{i,\mathbf{E}}) E = \frac{eBE}{c} (n_e k_{e,\mathbf{E}} + n_i k_{i,\mathbf{E}}), \quad (8)$$

где n_i — концентрация ионов, $\omega_i = eB/m_i c$ — ионная циклотронная частота, m_i — масса ионов, $k_{i,\mathbf{E}}$ — подвижность ионов вдоль направления электрического поля. Сила (8) зависит от магнитного поля не только линейно, но и через изменение подвижностей электронов и ионов. При этом при малых значениях магнитной индукции подвижность электронов много больше ионной и основной вклад в объемную силу вносят электроны. С ростом магнитного поля вклад электронов уменьшается, а вклад ионов практически растет линейно вследствие их слабой замагниченности.

Отметим, что выражение (8) является следствием более общего выражения для объемной плотности сторонних сил, действующих на проводящую жидкость (газ) в магнитном поле [33],

$$\mathbf{f} = \frac{1}{c} [\mathbf{j} \times \mathbf{B}], \quad (9)$$

где \mathbf{j} — сила тока, протекающего в жидкости. С учетом того, что в нашем случае сила тока есть

$$\mathbf{j} = e\mathbf{E}(n_e k_{e,\mathbf{E}} + n_i k_{i,\mathbf{E}}),$$

то из (9) сразу следует выражение (8).

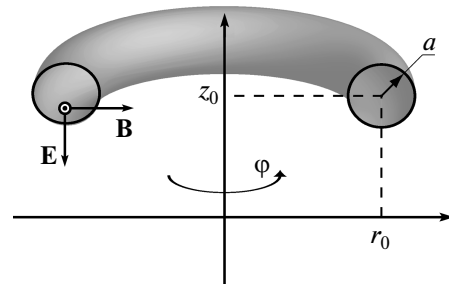


Рис. 6. Геометрия задачи о движении газа в магнетронном ВЧ-разряде

Оценим число Рейнольдса для рассматриваемой задачи:

$$Re = \frac{\rho u d}{\eta} = \frac{u d}{\nu}, \quad (10)$$

где d — характерный размер задачи, η и ν — соответственно динамическая и кинематическая вязкости газа, ρ — плотность газа. Характерные скорости движения газа в наших экспериментах составляют $u \sim 10$ см/с, а характерный размер задачи d — наименьшее расстояние от области протекания циклотронного тока до нижнего электрода — составляет $d \sim 1$ см. Вязкость аргона при комнатной температуре равна $\eta = 2.27 \cdot 10^{-5}$ Па·с, а водорода — $\eta = 8.94 \cdot 10^{-6}$ Па·с [34]. Поэтому при давлении газа 10 Па имеем: в аргоне $Re = 7 \cdot 10^{-3}$ и в водороде $Re = 9 \cdot 10^{-4}$.

Видно, что $Re \ll 1$, поэтому в уравнениях Навье–Стокса можно пренебречь всеми нелинейными членами, содержащими $u_\alpha u_\beta$, $u_\alpha \partial u_\beta / \partial x_\alpha$. Здесь u_α , u_β — компоненты скорости движения газа в цилиндрической системе координат (см. рис. 6), α, β , $x_\alpha = r, \varphi, z$. В рассматриваемой нами задаче течение газа обладает аксиальной симметрией и не зависит от полярного угла. Поэтому для определения компонент скорости движения газа в магнетронном разряде получим систему (см., например, [35])

$$\frac{\partial u_r}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial r} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_r}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_r}{\partial z^2} - \frac{u_r}{r^2} \right], \quad (11)$$

$$\frac{\partial u_\varphi}{\partial t} = \frac{F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}}{\rho} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} - \frac{u_\varphi}{r^2} \right], \quad (12)$$

$$\frac{\partial u_z}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial P}{\partial z} + \nu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_z}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 u_z}{\partial z^2} \right], \quad (13)$$

где P — давление газа. Для простоты далее принято, что объемная сила $F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ постоянна и отлична от нуля только в области протекания циклотронного тока, имеющей форму тора с малым радиусом a (см. рис. 6). Уравнения (11)–(13) дополним уравнением непрерывности, которое в цилиндрической системе координат имеет вид

$$\frac{1}{r} \frac{\partial (ru_r)}{\partial r} + \frac{\partial u_z}{\partial z} = 0. \quad (14)$$

Уравнения (11), (13), (14) определяют три неизвестные величины: давление газа с учетом его независимости от полярного угла, радиальную скорость и скорость движения газа вдоль оси z . Если пренебречь нагревом газа в разрядной камере, то производные от давления обратятся в нуль и система (11), (13), (14) будет иметь следующее решение: $P = \text{const}$, $u_r = 0$, $u_z = 0$. Нужно отметить, что из-за члена u_φ^2/r в исходном уравнении Навье–Стокса для компоненты скорости u_r [34] имеется связь радиальной скорости газа с азимутальной скоростью, которая приводит к ненулевым скоростям движения газа в радиальном направлении и вдоль оси z и, как следствие, к ненулевым градиентам давления в этих направлениях. Но при малых числах Рейнольдса эти величины являются пренебрежимо малыми. Вообще говоря, нас интересует только азимутальное движение газа, поэтому далее будем рассматривать только уравнение (12), которое перепишем в виде

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right) - \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} + \frac{u_\varphi}{r^2} = \frac{F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}}{\eta}. \quad (15)$$

Граничные условия к уравнению (15) имеют вид

$$\begin{aligned} u_\varphi|_{z=0} = 0, \quad u_\varphi|_{z=h} = 0, \quad u_\varphi|_{r=R} = 0, \\ u_\varphi|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

нижний электрод находится при $z = 0$, верхний — при $z = h$, а при $r = R$ — боковая стенка цилиндрической камеры разряда. Начальное условие зададим в виде

$$u_\varphi(r, z, t)|_{t=0} = 0. \quad (17)$$

Теперь несколько слов о граничных условиях на оси симметрии в задаче. Из условия ограниченности

решения уравнения (15), из-за члена u_φ/r^2 при малых r следует, что

$$u_\varphi = a_2 r^2 + a_3 r^3 + \dots,$$

где a_2, a_3 — некие постоянные. Поэтому при $r = 0$ должны выполняться равенства

$$u_\varphi|_{r=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial u_\varphi}{\partial r} \right|_{r=0} = 0.$$

Раскрывая неопределенности по правилу Лопиталя, из (15) при $r \rightarrow 0$ находим

$$\frac{1}{\nu} \frac{\partial u_\varphi}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial r^2} - \frac{\partial^2 u_\varphi}{\partial z^2} = \frac{F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}}{\eta}. \quad (18)$$

Задачу (15)–(18) будем решать численно, конечно-разностным методом, используя метод переменных направлений [36] по чисто неявной схеме.

Основным ионом при низких давлениях в аргоне является ион Ar^+ , а в водороде — H^+ . Подвижности этих ионов в электрическом поле без магнитного поля при комнатной температуре в собственном газе равны [37–39]

$$k_{\text{Ar}^+ p} = 1.5 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{Па/В} \cdot \text{с},$$

$$k_{\text{H}^+ p} = 15.7 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{Па/В} \cdot \text{с}.$$

Для определения подвижности ионов в магнитном поле воспользуемся соотношениями

$$\begin{aligned} k_{i, \mathbf{E}} &\approx \frac{e \nu_{m,i}}{m_i (\nu_{m,i}^2 + \omega_i^2)} \approx k_{i,0} \frac{\nu_{m,i}^2}{\nu_{m,i}^2 + \omega_i^2} = \\ &= k_{i,0} \left(1 + \frac{m_i^2 k_{i,0}^2 \omega_i^2}{e^2} \right)^{-1}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} k_{i, \mathbf{E} \times \mathbf{B}} &\approx \frac{e \omega_i}{m_i (\nu_{m,i}^2 + \omega_i^2)} \approx k_{i,0} \frac{\omega_i \nu_{m,i}}{\nu_{m,i}^2 + \omega_i^2} = \\ &= k_{i,0} \frac{m_i k_{i,0} \omega_i}{e} \left(1 + \frac{m_i^2 k_{i,0}^2 \omega_i^2}{e^2} \right)^{-1}, \end{aligned}$$

где $k_{i, \mathbf{E}}$ — подвижность ионов вдоль электрического поля \mathbf{E} , $k_{i,0}$ — подвижность ионов без магнитного поля, m_i — масса ионов, $\nu_{m,i}$ — ионная транспортная частота.

На рис. 7, 8 представлены зависимости подвижности электронов от величины приведенного электрического поля при разных значениях индукции магнитного поля в аргоне и в водороде, полученные в результате решения уравнения Больцмана для функции распределения электронов по энергии в

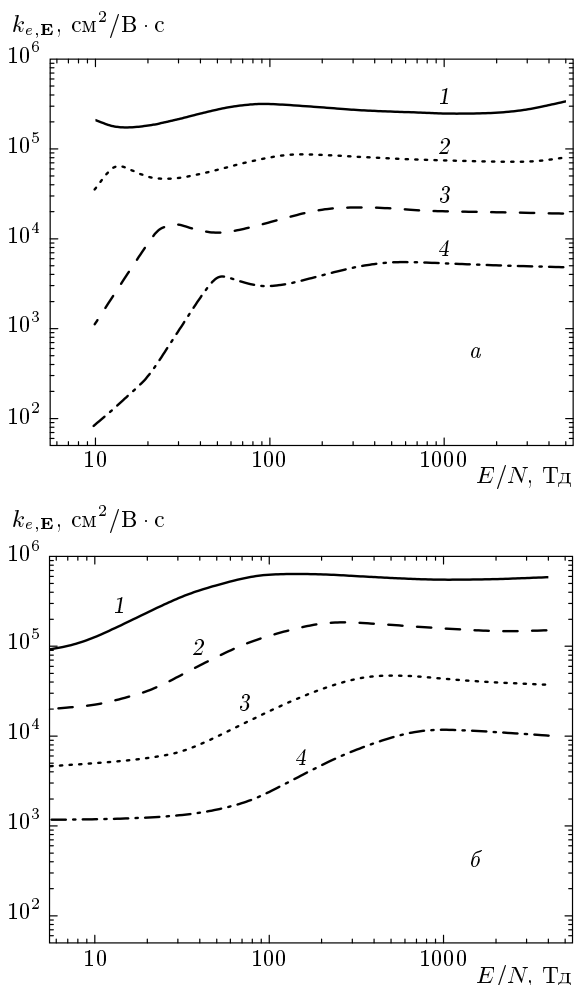


Рис. 7. Подвижность электронов вдоль \mathbf{E} в зависимости от приведенной напряженности электрического поля при разных величинах магнитной индукции $B = 50$ (1), 100 (2), 200 (3), 400 (4) Гс, вектор которой перпендикулярен напряженности электрического поля в аргоне (а) и водороде (б) при давлении 10 Па

скрещенных электрическом и магнитном полях. Метод численного решения уравнения Больцмана описан в работе [40]. Вид соответствующего уравнения приведен, например, в книге [32]. Сечения рассеяния электронов на атомах Ar (транспортное сечение, сечения возбуждения электронных уровней и сечение ионизации) выбраны в соответствии с работами [41, 42]. Соответствующий набор сечений для H_2 взят из [43]. Следует отметить, что все используемые наборы сечений являются самосогласованными, т.е. рассчитанные по этим сечениям значения скорости дрейфа электронов, характеристической энергии и коэффициента ионизации достаточ-

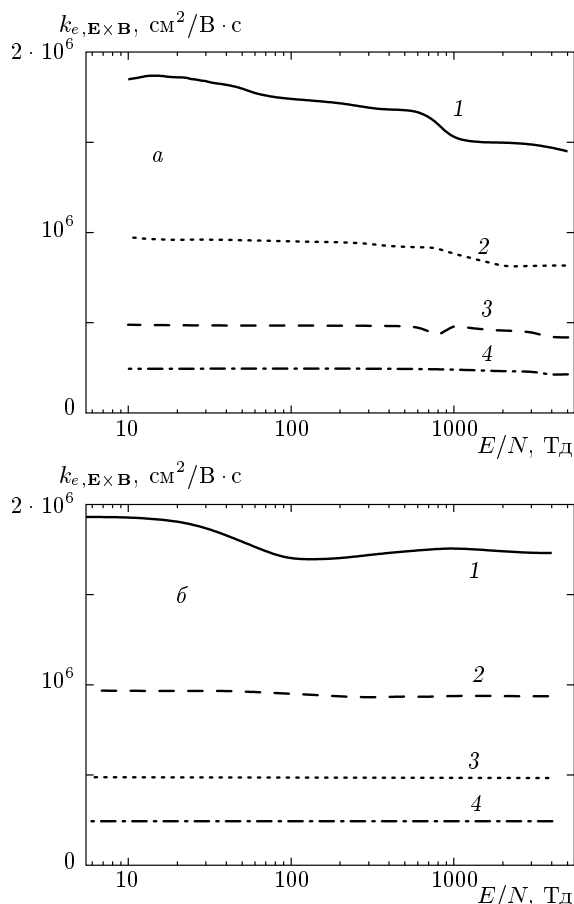


Рис. 8. Подвижность электронов вдоль направления векторного произведения $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ в зависимости от E/N в аргоне (а) и водороде (б) при давлении 10 Па (обозначения как на рис. 7)

но хорошо согласуются с экспериментальными данными, представленными в работах [32, 44], в широком диапазоне значений приведенного электрического поля E/N .

На рис. 9 представлено двумерное распределение установившейся скорости вращения атомов аргона в разрядной камере, а на рис. 10 — скорости вращения как функции r в ряде плоскостей и как функции z в различных цилиндрических сечениях. На рис. 11 приведены зависимости скорости вращения газа вдоль окружности (r_0, z_0) от времени. Видно, что характерное время установления скорости вращения газа составляет порядка 1 мс в аргоне и 0.1 мс в водороде.

При указанных в подписи к рис. 11 параметрах плазмы в аргоне $F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}/\eta = 1127.373 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, причем вклад электронов составляет 62.5%, и в водороде $F_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}/\eta = 1357.385 \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, вклад электронов

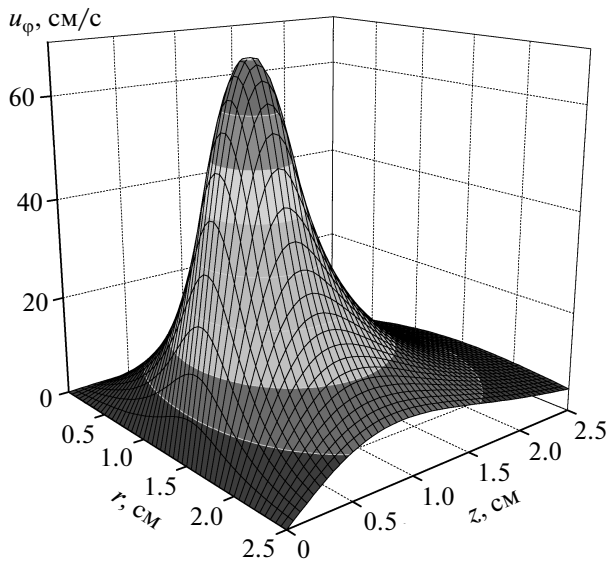


Рис. 9. Установившаяся скорость вращения аргона при $n_e = n_i = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $N = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E = 10 \text{ В/см}$, $B = 200 \text{ Гс}$, $k_{e,E} = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $k_i = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $R = 5 \text{ см}$, $h = 5 \text{ см}$, $r_0 = 1.5 \text{ см}$, $z_0 = 0.5 \text{ см}$, $a = 0.3 \text{ см}$

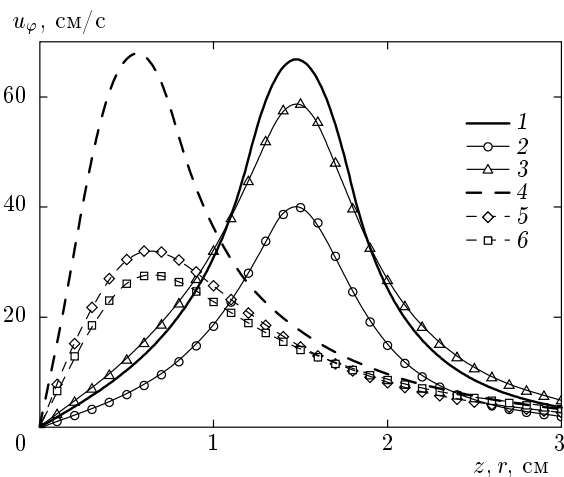


Рис. 10. Установившаяся скорость вращения аргона как функция r в плоскостях: $z = z_0$ (1), $z_0 - 2.5 \text{ мм}$ (2), $z_0 + 2.5 \text{ мм}$ (3) и как функция z на цилиндрических сечениях $r = r_0$ (4), $r_0 - 5 \text{ мм}$ (5), $r_0 + 5 \text{ мм}$ (6)

только 24.6%. Установившаяся скорость ламинарного течения газа в длинной трубке круглого сечения радиуса a под действием объемной силы F определяется выражением $u = Fa^2/4$ [35]. На рис. 12 показаны зависимости скорости вращения газа в аргоне вдоль окружности (r_0, z_0) от высоты центра этой

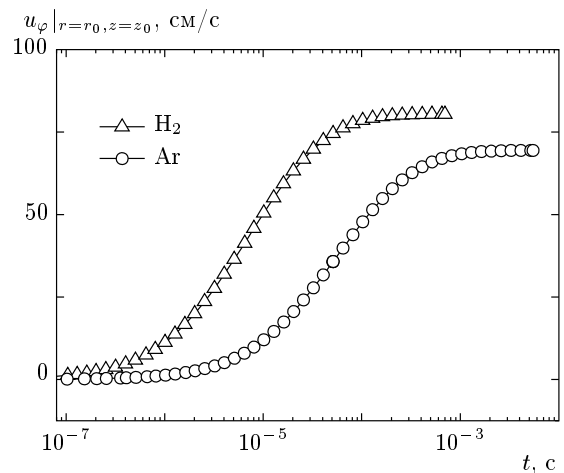


Рис. 11. Эволюция во времени скорости вращения газа вдоль окружности (r_0, z_0) в аргоне при $n_e = n_i = 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $k_e = 4.67 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $k_{i0} = 1.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ и водороде при $n_e = n_i = 2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $k_e = 2.5 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$, $k_{i0} = 1.57 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$; $N = 3.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $E = 10 \text{ В/см}$, $B = 200 \text{ Гс}$, $R = 54 \text{ см}$, $h = 5 \text{ см}$, $r_0 = 1.5 \text{ см}$, $z_0 = 0.5 \text{ см}$, $a = 0.3 \text{ см}$

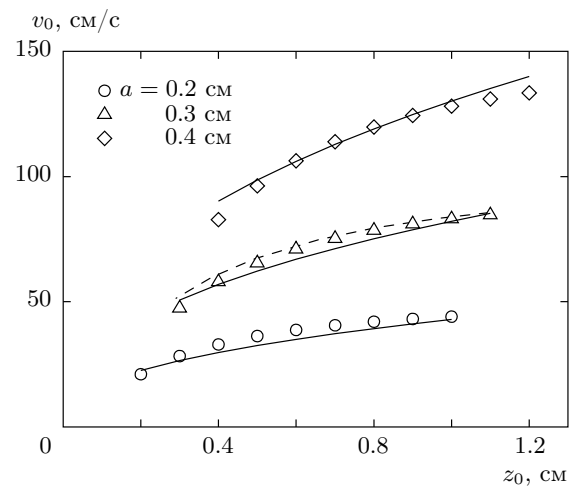


Рис. 12. Зависимости скорости вращения газа в аргоне вдоль окружности (r_0, z_0) от высоты центра этой окружности z_0 над электродом при разных радиусах области протекания циклотронного тока (точки) и максимальной скорости вращения газа (штриховая кривая). Сплошные линии — аппроксимация (19)

окружности z_0 над электродом при разных радиусах области протекания циклотронного тока. Видно, что скорость вращения газа слабо зависит от z_0 и хорошо аппроксимируется простой зависимостью:

$$u_{gas} = \frac{F_{E \times B} z_0^{0.4} a^{1.6}}{2\eta}. \quad (19)$$

Нужно отметить, что максимальная скорость вращения газа имеет место на окружности, несколько смещенной от окружности (r_0, z_0) , но отличие скорости вдоль этой окружности от максимальной незначительно (см. рис. 12).

На рис. 5 представлены рассчитанные скорости вращения газа в аргоне в сравнении с распределением измеренной силы, которая пропорциональна скорости газа. Вдали от области свечения нет ионного потока, поэтому сила здесь вызвана только направленным потоком газа. Видно хорошее согласие расчета с экспериментом.

Теперь несколько слов о плотности плазмы в магнетронном ВЧ-разряде. Согласно измерениям в работах [31, 45], проведенным при аналогичных наших условиях, при разрядном напряжении 500 В плотность плазмы в наших экспериментах в аргоне составляет величину порядка 10^{11} см^{-3} и 10^{10} см^{-3} при 260 В. В настоящих расчетах полагалось, что постоянная составляющая электрического поля в области протекания циклотронного тока составляет величину порядка 10 В/см. Нужно отметить, что в области левитации пылевых частиц это поле может оказаться несколько выше, но в этой области свечение плазмы отсутствует, следовательно, циклотронный ток в зоне вращения пылевых частиц мал.

4. СИЛА ИОННОГО УВЛЕЧЕНИЯ

Оценим скорость вращения пылевых частиц под действием силы ионного увлечения в наших экспериментах. Поскольку в плазме любого типа $m_i/m_e \gg T_e/T_i$, силой электронного увлечения можно пренебречь (грубо говоря, это связано с тем, что потоки электронов и ионов на пылевую частицу равны друг другу, а передаваемые импульсы определяются величинами $\sqrt{m_e T_e}$ и $\sqrt{m_i T_i}$).

Выражение для силы ионного увлечения состоит из двух слагаемых. Первое обусловлено ионами, поглощаемыми пылевой частицей (каждый такой ион в бесстолкновительном режиме передает пылинке свой импульс на бесконечности p_∞), а второе — ионами, рассеиваемыми упруго. Каждый упруго рассеиваемый ион передает пылинке импульс, равный

$$\Delta p = p_\infty (1 + \cos 2\varphi_0) = 2p_\infty \cos^2 \varphi_0,$$

где φ_0 — полярный угол иона в точке наибольшего сближения с поверхностью пылевой частицы в сферической системе координат с началом в центре

пылинки и с осью, направленной навстречу вектору скорости иона на бесконечности. Угол φ_0 определяется интегралом [46]

$$\varphi_0 = \int_{r_{min}}^{\infty} \frac{bdr}{r^2 \sqrt{1 - b^2/r^2 - U(r)/E_\infty}}, \quad (20)$$

где b — прицельное расстояние, $U(r)$ — потенциал взаимодействия иона с пылевой частицей, E_∞ — энергия иона на бесконечности, r_{min} — расстояние наибольшего сближения с поверхностью пылевой частицы, которое является решением уравнения

$$2m [E_\infty - U(r_{min})] - \frac{M_\infty^2}{r_{min}^2} = 0, \quad (21)$$

M_∞ — момент импульса иона на бесконечности. Для оценок силы ионного увлечения широко используется неэкранированный кулоновский потенциал $U(r) = e^2 q/r$ (q — заряд пылевой частицы в элементарных зарядах), который позволяет легко проинтегрировать (21) (см. [46]):

$$\varphi_0 = \arccos \frac{r_E}{\sqrt{r_E^2 + 4b^2}}, \quad (22)$$

где $r_E = -e^2 q/E_\infty$. Для расстояния максимального сближения в этом случае имеем

$$r_{min} = \frac{1}{2} \left(\sqrt{r_E^2 + 4b^2} - r_E \right). \quad (23)$$

Отметим, что использование экранированного потенциала взаимодействия ионов с пылевой частицей приведет лишь к уменьшению силы ионного увлечения, поэтому представленные ниже оценки являются оценками этой силы сверху, получение которых и является целью этого раздела.

Найдем b_0 для $r_{min} = r_d$ (здесь r_d — радиус пылевых частиц):

$$b_0^2 = r_d^2 \left(1 + \frac{r_E}{r_d} \right). \quad (24)$$

Для передаваемого в упругих столкновениях импульса находим

$$\Delta p = 2p_\infty \frac{r_E^2}{r_E^2 + 4b^2}. \quad (25)$$

В итоге для φ -составляющей силы ионного увлечения, вызванной как упругими, так и неупругими столкновениями, получаем (см., например, [13, 21]):

$$F_{id,\varphi} = \pi r_d^2 j_{i,E \times B} p_\infty \left[1 + \frac{r_E}{r_d} + \frac{r_E^2}{2r_d^2} \ln \left(\frac{r_E^2 + 4R_{max}^2}{r_E^2 + 4b_0^2} \right) \right], \quad (26)$$

Таблица. Скорости вращения пылевых частиц радиусом 10 мкм из стеклоглерида под действием φ -составляющей силы ионного увлечения в аргоне ($E_\infty = 0.466$ эВ, $q = -3.42 \cdot 10^4$, $R_{De} = 20.1$ мкм) и водороде ($E_\infty = 1.06$ эВ, $q = -1.90 \cdot 10^4$, $R_{De} = 58.5$ мкм)

B, Гс	v_d , см/с	
	Аргон	Водород
50	2.1	18.9
100	4.2	39.0
200	8.4	77.2

где R_{max} — максимальное прицельное расстояние, которое обычно полагается равным дебаевскому электронному радиусу экранирования [13, 47, 48], $j_{i,E \times V}$ — плотность циклотронного или холловского потока ионов: $j_{i,E \times V} = n_i k_{i,E \times V} E$. Отметим, что в условиях наших экспериментов вертикально направленная z -составляющая силы ионного увлечения много больше φ -составляющей.

В предположении о полной аккомодации импульса атомов газа сила сопротивления газа при низких давлениях определяется соотношением [49]

$$F_{nf} = -\frac{4}{3} \pi r_d^2 \delta m_g N v_g v_d, \quad (27)$$

где m_g , N , v_g — соответственно масса, концентрация и тепловая скорость атомов газа, $v_g = \sqrt{8T_g/\pi m_g}$, T_g — температура газа, v_d — скорость движения пылевых частиц, $\delta \sim 1$ — коэффициент, зависящий от характера отражения атомов газа от поверхности пылевой частицы после столкновения.

В таблице представлены значения скорости вращения пылевых частиц под действием φ -составляющей силы ионного увлечения, полученные из баланса сил (26) и (27). Расчеты проведены с теми же параметрами плазмы, которые использовались при расчете скорости вращения газа под действием циклотронных токов выше. Потенциал поверхности пылевых частиц определялся в приближении ограниченных орбит из равенства электронного

$$J_e = \pi r_d^2 n_e v_e \exp(e\phi_0/T_e)$$

и ионного

$$J_i = \pi r_d^2 n_i v_{i\infty} (1 - e\phi_0/E_\infty)$$

потоков (скорость дрейфа ионов была много больше их тепловой скорости, поэтому энергия

ионов определялась по их дрейфовой скорости как $E_\infty = (1/2)m_i (k_{i,E} E)^2$).

Видно, что в аргоне ионное увлечение приводит к заметно меньшим скоростям вращения пылевых частиц, чем скорость вращения газа, а в водороде — к большим. Но нужно отметить, что вращение пылевых частиц происходит в области, несколько смещенной от области протекания циклотронных токов с максимальным значением магнитного поля (см. выше). Поэтому радиальная составляющая напряженности магнитного поля в области вращения пылевых частиц заметно меньше 200 Гс, следовательно, там меньше сила ионного увлечения и меньше скорость вращения, вызываемая ею. Также, как отмечалось в работе [50], формула (26) с $R_{max} = R_{De}$ завышает силу ионного увлечения, поэтому приведенные в таблице скорости являются оценками сверху. Поэтому можно сделать вывод, что в аргоне основной причиной вращения пылевых частиц является их увлечение вращающимся газом, движение которого поддерживается циклотронными токами электронов и ионов путем передачи импульса в столкновениях электронов и ионов с нейтральными атомами. А вопрос о том, чем вызвано орбитальное движение пылевых частиц в водороде, требует дополнительных исследований, но вращение газа и там играет немаловажную роль, уменьшая разницу в скоростях пылевых частиц и газа и, тем самым, снижая силу сопротивления.

В работе [22] предложен новый подход для расчета силы ионного увлечения. Если обычно учет передаваемого в упругих столкновениях импульса ионов ведется до некоторого прицельного расстояния (например, равного электронному дебаевскому радиусу, как в оценках выше), то в работе [22] предложено учитывать вклад даже тех ионов, чье расстояние наибольшего сближения равно дебаевскому радиусу. Возможно, для уединенной пылевой частицы такой подход имеет какой-то физический смысл, но в случае многих пылевых частиц он требует более тщательного анализа, так как в этом подходе учитывается вклад ионов, прицельное расстояние которых до рассматриваемой частицы превышает среднее межчастичное расстояние. Траектория таких ионов определяется совместным действием поля многих частиц, а не только рассматриваемой частицы. Поэтому переданный конкретной частице импульс будет существенно меньше импульса, даваемого формулой (25), и сила ионного увлечения в итоге будет отличаться от полученной согласно подходу [22].

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В настоящей работе осуществлено удержание микрочастиц размерами до 130 мкм в магнетронном ВЧ-разряде, сделавшее возможным одновременное измерение скорости и диаметра частиц в ловушке. Полученные экспериментальные результаты подтверждают механизм орбитального движения частиц в плазме магнетронного разряда в аргоне, связанный с вращательным движением нейтрального газа, ускоренного дрейфовыми потоками электронов и ионов в скрещенных электрическом и магнитном полях. Предложенный механизм позволяет легко объяснить характерные особенности изменения скорости вращения пылевых частиц при изменении параметров плазмы и радиуса пылевых частиц. В экспериментах обнаружено, что с ростом радиуса пылевых частиц уменьшается скорость их вращения. Если механизм вращения связан с ионным увлечением, то согласно (26) и (27) скорость вращения не должна зависеть от радиуса пылевых частиц, что противоречит результатам экспериментов, представленным на рис. 4. Согласно нашему механизму, уменьшение скорости с ростом радиуса связано со следующим обстоятельством. Пылевые частицы большего радиуса левитируют ближе к электроду, где скорость вращения газа уменьшается (см. рис. 10), поэтому скорость вращения пылевых частиц также оказывается меньше (заряд частиц пропорционален радиусу, а вес — квадрату радиуса для полых сфер или кубу для сплошных, поэтому с ростом радиуса частицы опускаются ниже, где напряженность электрического поля выше).

Уменьшение скорости вращения пылевых частиц с ростом давления связано с тем, что при этом уменьшается объемная сила, действующая на газ со стороны циклотронных токов вследствие уменьшения подвижностей электронов и ионов с ростом давления.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ (ГК №№ 02.740.11.0569, 14.740.11.0159 и грант для поддержки ведущих научных школ № НШ-3239.2010.2) и Министерства образования и науки Испании (проект № ENE2010-21116-C02-02).

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Е. Фортон, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).

2. N. Sato, AIP Conf. Proc. **799**, 97 (2005).
3. V. N. Tsytovich, N. Sato, and G. E. Morfill, New J. Phys. **5**, 43 (2003).
4. V. Tsytovich and S. Vladimirov, IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, 659 (2004).
5. I. H. Hutchinson, New J. Phys. **6**, 43 (2004).
6. G. S. Selwyn, J. E. Heidenreich, and K. L. Haller, J. Vac. Sci. Technol. A **9**, 2817 (1991).
7. G. V. Paeva, R. P. Dahiya, G. M. W. Kroesen et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **32**, 601 (2004).
8. A. V. Filippov, A. F. Pal, A. N. Ryabinkin et al., in *Proc. 2nd Int. Conf. on the Physics of Dusty and Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine (2007), p. 55.
9. M. Klindworth, A. Melzer, A. Piel et al., Phys. Rev. B **61**, 8404 (2000).
10. B. M. Annaratone and G. E. Morfill, J. Phys. D: Appl. Phys. **36**, 2853 (2003).
11. S. I. Krashennnikov, V. I. Shevchenko, and P. K. Shukla, Phys. Lett. A **361**, 133 (2007).
12. G. Uchida, R. Ozaki, S. Iizuka et al., in *Proc. 25th EPS Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics*, Praha, Czech (1998), Europ. Phys. Society, p. 2557.
13. U. Konopka, V. Samsonov, A. V. Ivlev et al., Phys. Rev. E **61**, 1890 (2000).
14. N. Sato, G. Uchida, T. Kaneko et al., Phys. Plasmas **8**, 1786 (2001).
15. P. K. Kaw, K. Nishikawa, and N. Sato, Phys. Plasmas **9**, 387 (2002).
16. F. M. H. Cheung, N. J. Prior, L. W. Mitchell et al., IEEE Trans. Plasma Sci. **31**, 112 (2003).
17. F. Cheung, A. Samarian, and B. James, New J. Phys. **5**, 75 (2003).
18. O. Ishihara, T. Kamimura, K. I. Hirose et al., Phys. Rev. E **66**, 046406 (2002).
19. H. Kersten, R. Wiese, G. Thieme et al., New J. Phys. **5**, 93 (2003).
20. K. Matyash, M. Frohlich, H. Kersten et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **37**, 2703 (2004).
21. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
22. S. A. Khrapak, A. V. Ivlev, G. E. Morfill et al., Phys. Rev. E **66**, 046414 (2002).

23. В. Г. Степанов, В. Ф. Захарченко, В. С. Безель, ЖЭТФ **34**, 512 (1958).
24. H. C. Early and W. G. Dow, Phys. Rev. **79**, 186 (1950).
25. A. F. Pal, A. O. Serov, A. N. Starostin et al., in *Proc. 18th Europhys. Conf. on the Atomic and Molecular Physics of Ionized Gases*, Lecce, Italy (2006), p. 203.
26. J. Carstensen, F. Greiner, L. J. Hou et al., Phys. Plasmas **16**, 8 (2009).
27. A. V. Nedospasov, Phys. Rev. E **79**, 036401 (2009).
28. А. В. Недоспасов, Н. В. Ненова, ЖЭТФ **111**, 991 (2010).
29. A. V. Filippov, A. F. Pal, A. N. Ryabinkin et al., in *Proc. 2nd Int. Conf. on the Physics of Dusty and Burning Plasmas*, Odessa, Ukraine (2007), p. 52.
30. S. M. Rossnagel and H. R. Kaufman, J. Vac. Sci. Technol. A **5**, 88 (1987).
31. H. Kakati, A. R. Pal, H. Bailung et al., J. Phys. D: Appl. Phys. **40**, 6865 (2007).
32. L. G. H. Huxley and R. W. Crompton, *The Diffusion and Drift of Electrons in Gases*, J. Wiley & Sons, New York–London–Sydney–Toronto (1974).
33. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т. 8, Электродинамика сплошных сред, Наука, Москва (1982).
34. *Физические величины. Справочник*, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, Энергоатомиздат, Москва (1991).
35. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т. 6, Гидродинамика, Наука, Москва (1976), с. 76.
36. А. А. Самарский, А. В. Гулин, *Численные методы*, Наука, Москва (1989).
37. H. W. Ellis, R. Y. Pai, E. W. McDaniel et al., Atom. Data. Nucl. Data **17**, 177 (1976).
38. T. Šimko, V. Martišovič, J. Bretagne, and G. Gousset, Phys. Rev. E **56**, 5908 (1997).
39. E. Basurto, J. de Urquijo, I. Alvarez, and C. Cisneros, Phys. Rev. E **61**, 3053 (2000).
40. N. A. Dyatko, I. V. Kochetov, A. P. Napartovich, and M. D. Taran, Preprint IAE-3842/12, I. V. Kurchatov Atomic Energy Institute, Moscow (1983).
41. K. Tachibana, Phys. Rev. A **34**, 1007 (1986).
42. J. L. Pack, R. E. Voshall, A. V. Phelps, and L. E. Kline, J. Appl. Phys. **71**, 5363 (1992).
43. A. V. Phelps and L. C. Pitchford, Rep. No. 26, Univ. of Colorado, Boulder, Colorado (1985) (PHELPS database, <http://www.lxcat.laplace.univ-tlse.fr>, retrieved May 18, 2011).
44. J. Dutton, J. Phys. Chem. Ref. Data **4**, 577 (1975).
45. Y. L. Li, S. Iizuka, and N. Sato, Plasma Sources Sci. Tech. **5**, 241 (1996).
46. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теоретическая физика*, т. 1, Механика, Наука, Москва (1988).
47. C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel, Phys. Plasmas **9**, 4794 (2002).
48. C. Zafiu, A. Melzer, and A. Piel, Phys. Plasmas **10**, 1278 (2003).
49. P. S. Epstein, Phys. Rev. **23**, 710 (1924).
50. M. Wolter, A. Melzer, O. Arp et al., Phys. Plasmas **14**, 123707 (2007).