

Плазменно-пылевые структуры в магнитных полях в разряде постоянного тока

М. М. Васильев¹⁾, Л. Г. Дьячков, С. Н. Антипов, О. Ф. Петров, В. Е. Фортон

Объединенный институт высоких температур РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 29 июня 2007 г.

Представлены результаты экспериментальных исследований формирования плазменно-пылевых структур в цилиндрическом разряде постоянного тока в аксиальных магнитных полях с индукцией до 2500 Гс. Наблюдалось вращение плазменно-пылевых структур вокруг оси симметрии разряда с частотой, зависящей от величины магнитного поля. При увеличении индукции поля до 700 Гс наблюдался разлет пылевых частиц из приосевой области разряда на периферию с продолжением вращения. Получены кинетические температуры пылевых частиц, коэффициенты диффузии и эффективный параметр неидеальности при различных магнитных полях. На основе анализа амбиполярной диффузии в замагниченной плазме предложено объяснение особенностей поведения пылевых частиц в разряде в магнитном поле. Приведены оценки максимальной индукции магнитного поля, при которой еще возможна левитация пылевых частиц в разряде.

PACS: 94.20.wl, 96.25.Ln.

Введение. Пылевая плазма представляет собой ионизованный газ, содержащий заряженные частицы микронных размеров конденсированного вещества (с зарядами до 10^2 – 10^5 зарядов электрона) [1]. Характерной особенностью пылевой плазмы является сильное взаимодействие пылевых частиц, которое может приводить к формированию упорядоченных структур жидкостного и кристаллического типов. Большой интерес представляет исследование отклика пылевой плазмы на различные внешние воздействия. Такие воздействия могут использоваться для управления пространственным положением, степенью упорядоченности и динамикой плазменно-пылевых структур. Кроме того, лабораторная пылевая плазма при внешних воздействиях является хорошей экспериментальной моделью для исследования образования пыли и плазменно-пылевых структур в космосе и в различных промышленных и энергетических установках. Одним из основных способов воздействия на пылевую плазму является наложение внешнего магнитного поля. Учет влияния магнитного поля важен, например, при рассмотрении поведения частиц конденсированной дисперсной фазы в пристеночной плазме в установках ТОКАМАК. Как показано в [2–11], вертикальное магнитное поле может приводить к вращению плазменно-пылевых структур в горизонтальной плоскости, что обусловлено тангенциальной составляющей силы ионного увлечения. Эксперименты [2–11] проводились с ВЧ раз-

рядами и разрядами постоянного тока в магнитных полях до 400 Гс. Исключением является работа [8], где исследовалось влияние магнитных полей до $4 \cdot 10^4$ Гс на плазменно-пылевые облака в радиочастотном разряде и были отмечены сложности получения стабильного разряда постоянного тока в сильных магнитных полях порядка тысяч Гаусс.

В данной работе исследовались возможности формирования плазменно-пылевых структур и их динамические характеристики в тлеющем разряде постоянного тока в аксиальных магнитных полях до 2500 Гс. Наблюдался переход от вращения структуры в центральной приосевой области разряда к вращению по периферии цилиндрического разряда при увеличении магнитного поля до 700 Гс. Дано объяснение наблюдаемой динамики пылевых структур в магнитных полях.

Результаты экспериментальных исследований. Для исследования воздействия магнитного поля на плазменно-пылевые структуры использовалась экспериментальная установка, схематически изображенная на рис.1. Стратифицированный тлеющий разряд постоянного тока создавался в цилиндрической стеклянной газоразрядной трубке с холодными электродами, ориентированной вертикально. Внутренний диаметр трубки составлял 36 мм, расстояние между электродами – 600 мм. Для формирования пылевых структур в стратах разряда использовались сферические частицы меламин-формальдегида диаметром 5.5 мкм. Частицы помещались в контейнер с сетчатым дном, расположенный в верхней части раз-

¹⁾e-mail: mixxy@mail.ru

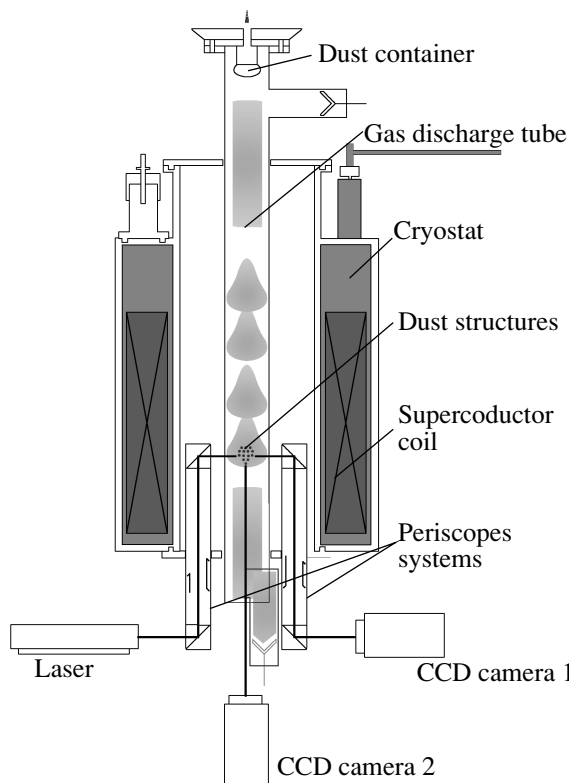


Рис.1. Схематическое изображение экспериментальной установки: криостат сверхпроводящего магнита, в который помещена газоразрядная трубка, и система визуализации, включающая подсветку лазером и две видеокамеры

рядной трубки. Инжекция частиц в разряд производилась с помощью пьезопластины, вибрация которой обеспечивала их просыпание в область положительного столба разряда. Эксперименты проводились в основном в неоне при давлениях несколько десятых долей Торра и токах разряда несколько десятых микроампера.

В качестве генератора магнитного поля использовался сверхпроводящий цилиндрический соленоид, находящийся в криостате, заполненном жидким гелием. Криостат имеет в центре так называемое “теплое отверстие” диаметром 150 мм, в которое помещается газоразрядная трубка. Температура внутри этого отверстия при рабочем охлажденном соленоиде не опускается ниже 273 К. Направление магнитного поля может меняться путем изменения направления тока в соленоиде. Для наблюдения и диагностики плазменно-пылевых структур в разряде внутри “теплого отверстия” была разработана система из двух одинаковых оптических перископов монокулярного типа. Каждый из перископов представляет собой цилиндрическую трубу, в верхнем и нижнем концах которой помещаются стеклянные призмы. Для

обзора необходимой области газоразрядной плазмы каждый перископ имеет возможность вертикально смещаться на расстояние, равное его рабочей высоте (300–450 мм). Частицы освещались лазерным излучением с длиной волны 532 нм, вводимым внутрь “теплого отверстия” через призмы одного из перископов. Регистрация плазменно-пылевых структур производилась с помощью двух ПЗС видеокамер через призмы второго перископа и через нижний плоский торец разрядной трубки (рис.1), что позволило получить изображения структур в горизонтальной и вертикальной плоскостях.

В стратифицированном положительном столбе тлеющего разряда постоянного тока концентрация электронов, их распределение по энергиям, а также электрическое поле сильно неоднородны по длине страты. Электрическое поле относительно велико в голове страты – области, занимающей 25–30% длины страты, и в максимуме составляет около 10–15 В/см, а вне этой области мало (около 1 В/см). Вследствие высокого плавающего потенциала стенок разрядной трубки страты имеют существенно двумерный характер, разность потенциалов между центром и стенкой в голове страты достигает 20–30 В. Таким образом, в голове каждой страты имеется электростатическая ловушка, которая при вертикальной ориентации разряда способна удерживать инжектированные частицы микронных размеров, левитирующие в приосевой области разряда.

Для проведения экспериментов были подобраны такие параметры разряда, при которых большая величина магнитного поля не вызывала бы его контракцию. Наибольшее значение индукции продольного магнитного поля, равное 2500 Гс, при котором сохранялись стоячие страты, нами было получено для разряда в водороде при давлении несколько десятых долей Торра. Однако инжектированные в разряд пылевые частицы при таком поле в области наблюдения зарегистрировать не удалось. Структуры пылевых частиц в разряде в H_2 были обнаружены лишь в полях до 1000 Гс, при этом они представляли собой плоские монослои, состоящие из небольшого количества частиц.

Небольшие объемные структуры наблюдались в стратах разряда в неоне. При воздействии аксиального магнитного поля они вращались в горизонтальной плоскости вокруг вертикальной оси симметрии разряда. При индукции поля 75 Гс вектор угловой скорости вращения пылевого облака имел направление, противоположное направлению магнитного поля (рис.2а). Однако при дальнейшем увеличении поля вращение замедлялось и затем прекращалось при

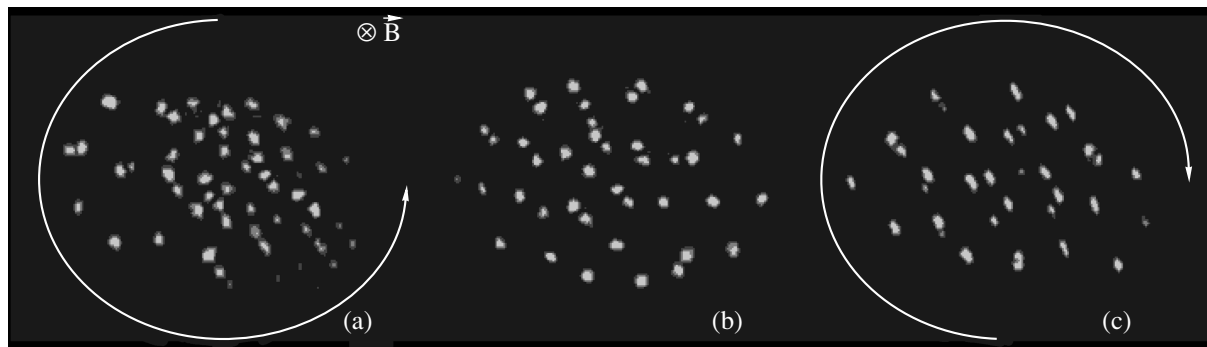


Рис.2. Горизонтальное сечение плазменно-пылевой структуры в тлеющем разряде постоянного тока с направлением вращения против часовой стрелки в магнитном поле (a) $B = 75$ Гс, (b) $B \approx 500$ Гс, (c) $B = 630$ Гс. (a), (c) направление вращения указано стрелками; (b) вращения не наблюдалось

500 Гс (рис.2b). В поле 630 Гс зафиксировано вращение пылевой структуры в противоположном направлении (рис.2c), вектор угловой скорости вращения структуры оказывался сонаправленным с вектором магнитного поля. На рис.3 представлены экспе-

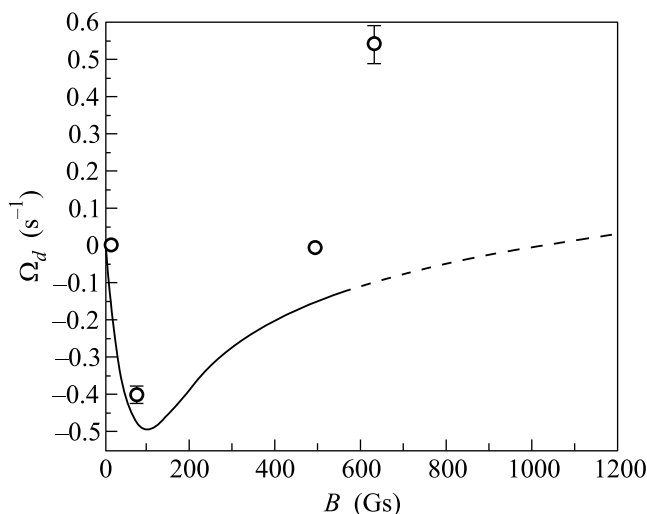


Рис.3. Угловая скорость вращения пылевой структуры в зависимости от индукции магнитного поля. Точки – эксперимент; кривая – оценка по (8)

риментальные значения угловой скорости вращения пылевого облака в страте тлеющего разряда постоянного тока при различных значениях магнитного поля. Дальнейшее повышение индукции аксиального магнитного поля до 700 Гс приводит к тому, что частицы, образующие структуру в приосевой области разряда, смещаются к его периферии – к стенкам разрядной трубки. При этом угловая скорость вращения частиц не изменяется и составляет 1–2 рад/с. Наблюдались также небольшие осцилляции пылевых

частиц в направлении, вызванные, по-видимому, неустойчивостью тлеющего разряда в магнитном поле.

Объемные структуры, содержащие $\sim 10^3$ пылевых частиц, были получены в экспериментах с неоном в полях до 300 Гс, при этом вращения структур не наблюдалось. Для определения структурных и динамических характеристик были вычислены кривые массопереноса (рис.4) по изменению положения частиц на последовательных видеокдрах. По началь-

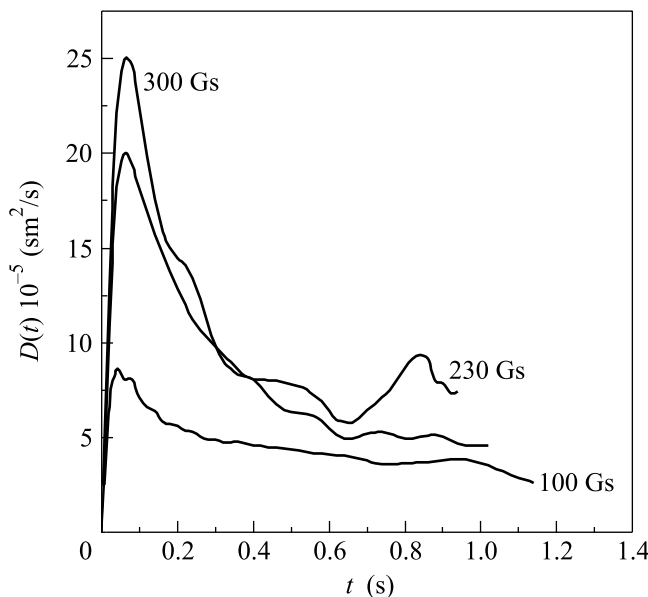


Рис.4. Кривые массопереноса для пылевого облака при $B = 100, 230, 300$ Гс

ным участкам этих кривых можно определить коэффициент трения пылевых частиц о нейтралы ν_{fr} и характерную частоту колебаний частиц ω_c [12]. Определив по положению пика кривой массопереноса зна-

чения D_{\max} и t_{\max} , подставим их в следующую систему уравнений:

$$D_{\max} \approx D_0 / (1 + 2\xi^*),$$

$$t_{\max} \nu_{fr} \approx \frac{4\sqrt{2}}{\pi (1 + 8\sqrt{2}\xi^*)}$$

где

$$D_0 = \frac{T}{m\nu_{fr}}, \quad \xi^* = \frac{\omega_c}{\nu_{fr}}, \quad T = mV^2, \quad V(t) = \sqrt{\frac{dx^2}{dt} + \frac{dy^2}{dt}}.$$

Из этой системы можно найти частоту ω_c и затем эффективный параметр неидеальности

$$\Gamma^* \approx \frac{\pi}{4} \omega_c^2 l_p^2 \frac{1}{V_T^2}.$$

Здесь V_T – тепловая скорость макрочастиц, l_p – межчастичное расстояние в пылевом облаке, определяемое из видеоданных и составляющее в нашем случае 250–300 мкм.

Результаты измерений кинетической энергии и коэффициента диффузии частиц при различных значениях магнитного поля приведены на рис.5. Хорошо

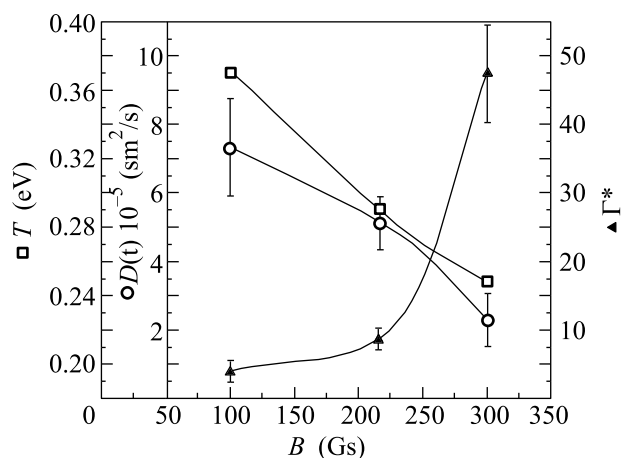


Рис.5. Зависимости кинетической температуры (□), коэффициента диффузии (○) и параметра неидеальности (▲) плазменно-пылевой структуры от магнитного поля

видно, что с увеличением аксиального магнитного поля обе величины уменьшаются. Соответственно, увеличивается параметр неидеальности плазменно-пылевой структуры. Однозначные представления о механизме приобретения пылевыми частицами кинетической энергии в настоящее время отсутствуют. Однако очевидно, что первичным источником этой энергии является аксиальное электрическое поле. Но, как хорошо известно, замагничивание плазмы при сохранении тока разряда приводит к снижению этого поля (см., например, [13, 14]), с чем,

по-видимому, и связано “замораживание” плазменно-пылевой структуры при увеличении магнитного поля.

Анализ вращения плазменно-пылевой компоненты. Вращение пылевых частиц в аксиальном магнитном поле происходит под действием сил ионного увлечения [1, 9–11]. Ионы совершают азимутальный дрейф в скрещенных аксиальном магнитном и радиальном электрическом полях. При равномерном вращении сила ионного увлечения уравновешивается силой трения о нейтральный газ атомов. Эти силы, соответственно, F_i и F_a , приложенные к пылевой частице радиусом a , несущей заряд $Z_d < 0$, можно оценить по формулам [1]

$$F_i \simeq -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi T_i m_i} a^2 n_i \left(1 + \frac{1}{2} z\tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi\right) u_i, \quad (1)$$

$$F_a \simeq -\frac{8}{3} \sqrt{2\pi T_a m_a} a^2 n_a u_a, \quad (2)$$

где n_α , T_α , m_α , u_α – концентрация, температура, масса и скорость относительно пылинки частиц сорта α ($\alpha = i, a$); $\tau = T_e/T_i$; $z = |Z_d|e^2/aT_e$ – безразмерный заряд пылинки; Π – модифицированный кулоновский логарифм, проинтегрированный с функцией распределения ионов по скоростям:

$$\Pi = 2 \int_0^\infty e^{-x} \ln \left(\frac{2\lambda_D/a + z\tau}{2x + z\tau} \right) dx. \quad (3)$$

Здесь $\lambda_D = \sqrt{T_i/4\pi e^2 n_i}$ – дебаевская длина экранирования, при $T_i \ll T_e$ экранировка осуществляется в основном ионами. Формула (1) справедлива, если $|Z_d|e^2/T_e \lambda_D \lesssim 5$. При значениях параметров $|Z_d| \sim 10^4$, $T_i \approx 300$ К, $n_i \sim 10^8$ см⁻³, характерных для данного эксперимента, это условие выполняется. Поскольку газ атомов можно считать неподвижным, то $u_a = u_d$, где u_d – скорость пылинки. Из (1), (2) и уравнения $F_i + F_a = 0$, являющегося условием равномерного вращения пылинки по окружности радиуса r с угловой скоростью $\Omega_d = u_d/r$, полагая $T_i \approx T_a$ и $m_i = m_a$, получим

$$\Omega_d \simeq \frac{n_i}{n_a} \left(1 + \frac{1}{2} z\tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi\right) \frac{u_i}{r}. \quad (4)$$

Для угловой скорости вращения положительным будем считать направление, совпадающее с направлением магнитного поля. Тогда для угловой скорости азимутального дрейфа ионов имеем [14]

$$\Omega_i(r) = \frac{u_i(r)}{r} = -\frac{cE_r(r)}{rB \left(1 + \frac{\nu_{ia}^2}{4\omega_{iB}^2}\right)}, \quad (5)$$

где c – скорость света, ν_{ia} – транспортная частота столкновений иона с атомами, $\omega_{iB} = eB/cm_i$ – циклотронная частота иона в магнитном поле индукции B . Отсюда видно, что направление азимутального дрейфа ионов, а следовательно, согласно (4), и направление вращения пылинок определяются направлением радиальной составляющей электрического поля E_r в разряде. Если она направлена от оси разряда ($E_r > 0$), векторы угловой скорости пылинки Ω_d и индукции магнитного поля B направлены в одну сторону; если же от стенки к оси, то – в противоположные стороны.

Поскольку в рассматриваемых условиях длина экранирования $\lambda_D \sim 10^{-2}$ см много меньше радиуса разрядной трубки $R = 1.5$ см, радиальное электрическое поле является амбиполярным и определяется выражением [14]

$$E_r(r) = -\frac{T_e}{e} \frac{1 - 2 \frac{T_i \omega_{iB} \omega_{eB}}{T_e \nu_{ia} \nu_{ea}}}{\left(1 + 2 \frac{\omega_{iB} \omega_{eB}}{\nu_{ia} \nu_{ea}}\right)} \frac{1}{n_i(r)} \frac{dn_i}{dr}. \quad (6)$$

Из (4)–(6) получим:

$$\Omega_d \approx \frac{4T_e \omega_{iB}}{m_i \nu_{ia}^2} \left(1 + \frac{1}{2} z \tau + \frac{1}{4} z^2 \tau^2 \Pi\right) \times \frac{1 - 2 \frac{\omega_{iB} \omega_{eB}}{\tau \nu_{ia} \nu_{ea}}}{\left(1 + 2 \frac{\omega_{iB} \omega_{eB}}{\nu_{ia} \nu_{ea}}\right) \left(1 + 4 \frac{\omega_{iB}^2}{\nu_{ia}^2}\right)} \frac{dn_i/dr}{r n_a(r)}. \quad (7)$$

Инверсия радиального электрического поля (6) и, следовательно, скорости вращения пылинок в магнитном поле (7) может быть связана с двумя факторами: изменением знака радиальной составляющей градиента плотности ионов dn_i/dr и замагниченностью электронов до такой степени, что их подвижность становится меньше подвижности ионов, $\omega_{iB} \omega_{eB} > \tau \nu_{ia} \nu_{ea} / 2$.

Оценим зависимость Ω_d от B по (7) для условий эксперимента. В области страты вблизи оси разряда, где располагается пылевая структура, допустим, что радиальное распределение имеет бесселев профиль, что не противоречит данным измерений в [15]. Тогда в области локализации пылевой структуры ($r < 0.2$ см) $dn_i/dr \approx -0.128r$, то есть ее угловая скорость постоянна по радиусу, что соответствует результатам наблюдений. Подставляя характерные для условий эксперимента значения $T_e \approx 3$ эВ, $T_i \approx 300$ К, $\nu_{ia} \sim 10^6$ с $^{-1}$, $\nu_{ea} \sim 10^8$ с $^{-1}$, $n_a \approx 8 \cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, $z \sim 1$ в (7), находим приближенную зависимость Ω_d от B :

$$\Omega_d \approx -10^{-2} B^2 \frac{1 - 10^{-6} B^2}{1 + 10^{-4} B^2}, \quad (8)$$

которая представлена на рис.3 кривой. Поскольку в (8) не учтено влияние магнитного поля и пылевой структуры на распределение $n_i(r)$, то это соотношение справедливо только для небольших структур и слабых магнитных полей $B \lesssim 10^2$ Гс. Формула (8) дает качественно правильную зависимость скорости вращения пылевой структуры от магнитного поля и значения скорости (при $B \lesssim 10^2$ Гс), близкие к экспериментальным. Здесь следует заметить, что изменение знака угловой скорости, происходящее согласно (8) при $B \approx 10^3$ Гс, связано с замагниченностью электронов (их меньшей подвижностью по сравнению с ионами). Но в этом случае следовало бы ожидать разрушения потенциальной ловушки, удерживающей пылевую структуру, что в действительности наблюдается не одновременно с инверсией вращения, которая происходит при $B \approx 500$ Гс, а при более высоких значениях индукции магнитного поля ($B \approx 700$ Гс).

Инверсия вращения обусловлена, по-видимому, изменением направления диффузионного потока плазмы, производная dn_i/dr в области структуры становится положительной. При этом вне пылевой структуры по-прежнему $dn_i/dr < 0$ и ловушка продолжает существовать. Известно, что на поверхности пылевых частиц происходит рекомбинация плазмы, то есть можно говорить о поглощении плазмы пылевой структурой. В слабых магнитных полях $B \lesssim 100$ Гс радиальный диффузионный поток от оси к стенкам преобладает над потоком, поглощаемым структурой. С усилением магнитного поля плазма замагничивается и радиальный поток на стенку при сохранении тока разряда уменьшается. Поглощение плазмы пылью также несколько ослабевает, но в меньшей степени, так как на аксиальной составляющей этого потока замагниченность не сказывается. В результате при некотором значении B (в данном эксперименте при $B \approx 500$ Гс) суммарный поток плазмы на пылинки оказывается больше потока заряженных частиц, порождаемых в разряде в области пылевой структуры, происходит инверсия радиального потока плазмы в центральной области разряда, что приводит к смене направления вращения пылевых частиц. При дальнейшем увеличении B область инверсии диффузионного потока расширяется, исчезает потенциальная ловушка в приосевой области, и пылевая структура распадается, что наблюдается при $B \approx 700$ Гс. При этом ловушка, как показывают результаты эксперимента, не пропадает совсем, а смещается в периферийную область разряда.

Оценим значение B , при котором возможна инверсия диффузионного потока и, следовательно, направления вращения. Для этого сравним диффузионный поток плазмы от оси к стенке через границу области, занимаемой пылевой структурой, которую приближенно считаем цилиндрической, и поток плазмы, поглощаемый структурой. Первый из них без учета влияния пылевой структуры определяется выражением

$$I_0 = -2\pi r h D_{A\Gamma} \frac{dn_i}{dr}, \quad (9)$$

где r , h – радиус и высота структуры; $D_{A\Gamma}$ – коэффициент амбиполярной диффузии в перпендикулярном магнитному полю радиальном направлении [14]:

$$D_{A\Gamma} = \frac{T_e + T_I}{\mu_{ia} \nu_{ia} \left(1 + 2 \frac{\omega_{iB} \omega_{eB}}{\nu_{ia} \nu_{ea}} \right)}.$$

Поток, поглощаемый структурой, в приближении ограниченного орбитального движения [1]

$$I_a = \sqrt{8\pi T_i / m} a^2 n_i (1 + z\tau) N_d, \quad (10)$$

где $N_d = \pi r^2 h l_p^{-3}$ – число пылинок в структуре. Подставляя экспериментальное значение $l_p \approx 0.3$ мм, находим, что потоки (9) и (10) равны по величине при $B \approx 300$ Гс. Эта оценка согласуется с экспериментальным значением $B \approx 500$ Гс, соответствующим инверсии вращения, хотя является заниженной, поскольку не учтено влияние магнитного поля на (10). Таким образом, можно допустить, что причиной инверсии скорости вращения пылевой структуры является относительное усиление ее роли в поглощении плазмы с увеличением индукции магнитного поля и соответствующее изменение направления радиального диффузионного потока плазмы. Как показывают эксперименты, стенка при этом все еще остается отрицательно заряженной и пылевые частицы, находясь вблизи стенок, не “падают” на них. Это означает, что электроны все еще более подвижны, чем ионы, несмотря на замагниченность. Когда же магнитное поле достигает значений порядка 10^3 Гс, происходит смена “лидера” в амбиполярной диффузии, стенка заряжается положительно, и отрицательно заряженные пылевые частицы залипают на них. Такой результат, по-видимому, имел место в экспериментах с магнитными полями $B > 10^3$ Гс в водороде. Стратификация разряда еще сохранялась, но брошенные частицы в объеме разряда не фиксировались.

Заключение. В работе представлены результаты экспериментальных исследований воздействия сильного аксиального магнитного поля (до 2500 Гс) на плазменно-пылевые структуры в стратифицированном тлеющем разряде постоянного тока. Наблю-

далось вращение небольших структур (с числом частиц около ста) в магнитном поле, причем с усилением магнитного поля направление вращения изменялось. Наблюдался разлет пылевых частиц из центральной в пристеночную область газоразрядной трубки с сохранением угловой скорости вращения при увеличении магнитного поля до 700 Гс. Получены динамические характеристики пылевых структур при различных значениях индукции магнитного поля: кинетическая температура, коэффициент диффузии, а также эффективный параметр неидеальности. Предложено теоретическое объяснение инверсии угловой скорости вращения плазменно-пылевых структур, их разлета к стенкам, получены оценки предельного магнитного поля, при котором левитация пылевых частиц становится невозможна вследствие их падения на стенки газоразрядной камеры.

Данная работа была частично поддержана Программой фундаментальных исследований Президиума РАН “Исследования вещества в экстремальных условиях”, Российским фондом фундаментальных исследований (проекты № 06-02-17532 и № 06-08-01584), а также Фондом “Научный потенциал”.

1. В. Е. Фортов, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. M. Klindworth, A. Melzer, and A. Piel, Phys. Rev. B **61**, 8404 (2000).
3. F. Cheung, A. Samarian, and B. James, New J. Phys. **5**, 75 (2003).
4. D. Samsonov, S. Zhdanov, G. Morfill et al., New J. Phys. **5**, 24 (2003).
5. G. V. Paeva, R. P. Dahiya, G. W. Kroesen et al., Trans. Plasma Science **32**, 601 (2004).
6. L.-J. Hou, Y.-N. Wang, and Z. L. Miskovic, Phys. Plasmas **12**, 042104 (2005).
7. U. Konopka, D. Samsonov, A. Ivlev et al., Phys. Rev. E **61**, 1890 (2000).
8. N. Sato, G. Uchida, and T. Kaneko, Phys. Plasmas **8**, 1786 (2001).
9. Е. С. Дзlieва, Е. С. Карасев, А. И. Эйхвальд, Оптика и Спектроскопия **98**, 640 (2005).
10. Е. С. Дзlieва, Е. С. Карасев, А. И. Эйхвальд, Оптика и Спектроскопия **100**, 499 (2006).
11. V. Yu. Karasev, E. S. Dzlieva, A. Yu. Ivanov et al., Phys. Rev. E **74**, 066403 (2006).
12. О. С. Ваулина, О. Ф. Петров, В. Е. Фортов, ЖЭТФ **127**, 1153 (2005).
13. В. Л. Грановский, *Электрический ток в газах*, т. 1, Москва – Ленинград: Гостехиздат, 1952.
14. В. Е. Голант, А. П. Жилинский, И. Е. Сахаров, *Основы физики плазмы*, М.: Атомиздат, 1977, с. 384.
15. Ю. А. Голубовский, С. У. Нисимов, ЖТФ **65**, 46 (1995).