

## ФИЗИКА НАШИХ ДНЕЙ

## Вращение газа в разрядах в продольном магнитном поле

А.В. Недоспасов

*Дан обзор теоретических и экспериментальных работ по вращению газа в разрядах в продольном магнитном поле. Как показывают многочисленные исследования, наложение магнитного поля приводит плазменно-пылевые структуры во вращение в плоскости, перпендикулярной к полю. Наблюдаемое вращение нельзя объяснить только действием сил увлечения от ионов, движущихся в азимутальном направлении. На него влияет также увлечение газом, вращающимся под действием момента силы Ампера, существующим в областях разряда с неоднородным магнитным полем вблизи торцов соленоида, и при сужении сечения разрядного канала. В разряде со стратами в однородном магнитном поле существует вызывающий вращение газа вихревой электрический ток, связанный с неколлинеарностью градиентов плотности и температуры плазмы.*

**Ключевые слова:** разряд в магнитном поле, вращение газа, момент силы Ампера, вихревой электрический ток в стратах

PACS numbers: 52.27. Lw, 52.30.-q, 52.35. Mw

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506c.0613

## Содержание

1. Введение (613).
2. Проблема вращения газа в продольном магнитном поле (614).
3. Роль торцевых эффектов (614).
4. Макрочастицы в стратах в магнитном поле (614).
5. Вихревой электрический ток (615).
6. Решение задачи о вращении газа в стратах (615).
7. Заключение (616).

Список литературы (617).

## 1. Введение

Полвека тому назад Л.А. Арцимович писал: "Спокойная и тихая жизнь в условиях предельно узкой специализации, при полном отсутствии интереса к тому, что делается у соседа, — вот, к сожалению, довольно распространённая картина в некоторых наших научных институтах". За исключением "тихой и спокойной жизни", эти слова относятся и к сегодняшнему дню. Важную роль в обмене информацией играют статьи, публикуемые в УФН в рубрике "Физика наших дней". Они поддерживают интерес к работам специалистов в разных областях современной физики.

В данной статье приводится обзор исследований вращения газа в разрядах в диэлектрических трубках в продольном магнитном поле. Рассматривается слабо-ионизованная плазма, в которой концентрация электро-

нов и ионов много меньше концентрации атомов,  $n_i = n_e = n \ll n_a$ , и температура электронов много больше температуры атомов и ионов,  $T_e \gg T_a = T_i$ . Без магнитного поля уравнения движения электронов и ионов записываются в виде:

$$e_0 n \mathbf{E} + \nabla(n T_e) + \frac{m_e n}{\tau_e} (\mathbf{v}_e - \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

$$e_0 n \mathbf{E} - \frac{m_i n}{\tau_i} (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}) = 0. \quad (2)$$

Здесь  $\mathbf{v}_e$ ,  $\mathbf{v}_i$  — средние скорости движения электронов и ионов,  $\mathbf{v}$  — скорость нейтрального газа,  $\tau_{e,i}$  — времена свободного пробега электронов и ионов между соударениями с атомами газа. Последние слагаемые в уравнениях (1), (2) соответствуют потерям импульса заряженных частиц. В однородной плазме из (1) следует, что  $\mathbf{v}_e = -b_e \mathbf{E}$ , где  $b_e = e_0 \tau_e / m_e$  — подвижность электронов. При высокой теплопроводности электронного газа градиент температуры электронов много меньше градиента их концентрации  $\nabla(n T_e) = T_e \nabla(n)$ . Уравнение (1) для плотности тока можно записать в виде

$$\mathbf{j} = e_0 b_e n \mathbf{E} + D_e e_0 \nabla n, \quad (3)$$

где  $D_e = T_e \tau_e / m_e$  — коэффициент диффузии электронов. В общем случае  $\mathbf{j} = e_0 n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e)$ . В разрядах при низком давлении газа ионизация в объёме создаётся ударами электронов, а рекомбинация образовавшихся ионов происходит на стенках трубы, устанавливается положительное радиальное электрическое поле, выравнивающее потоки электронов и ионов на непроводящую стенку.

Обычно в таких разрядах действуют законы подобия, слабо зависящие от силы разрядного тока: температура электронов является некоторой функцией отношения продольного электрического поля к давлению газа

А.В. Недоспасов. Объединённый институт высоких температур РАН, ул. Ижорская 13, стр. 2, 125412 Москва, Российская Федерация  
Тел. (499) 476-29-46  
E-mail: a-nedospasov@yandex.ru

Статья поступила 23 февраля 2015 г.

$T_e = f_T(E/p)$ , а само это отношение является функцией произведения радиуса трубы  $a$  на давление  $E/p = f_E(ap)$ .

Законы подобия для разных газов в широких пределах изменения параметров разряда были установлены Б.Н. Клярфельдом. Наиболее подробно эти данные были опубликованы в обзоре "Characteristics of the Positive Column of Gaseous Discharge" в единственном в то время научном журнале *Journal of Physics Acad. Sci. URSS*, издававшемся на английском языке. Эта публикация осталась мало известной, так как вышла в ионическом номере 1941 года [1].

## 2. Проблема вращения газа в продольном магнитном поле

Интерес к вращению газа был инициирован работами Грановского и Уразакова по магнитомеханическому эффекту. Ими было обнаружено, что лёгкая прямоугольная слюдяная пластинка, подвешенная на гибкой нити в плазме вертикального положительного столба, поворачивалась на некоторый угол в постоянном продольном магнитном поле. Поворот подвеса менял свой знак при перемене направления магнитного поля, но не зависел от направления тока в разряде [2, 3]. Авторы сделали вывод, что вращение подвеса не связано с действием силы Ампера, создаваемой током разряда, а является внутренним свойством плазмы положительного столба. Обнаруженное явление они назвали магнитомеханическим эффектом (ММЭ) и связали поворот подвеса с вращением газа под влиянием холловской диффузии электронов и ионов. Результаты, аналогичные полученным в [2, 3], были подтверждены в работе [4].

В плазме разряда в трубке с непроводящими стенками, параллельными однородному магнитному полю с индукцией  $\mathbf{B}$ , отсутствуют радиальный электрический ток и момент силы Ампера, способный вращать газ, преодолевая его вязкость. В литературе имелись представления о вращении газа под действием только радиального электронного или только ионного токов. При этом не учитывался момент силы от тока другого знака.

В плазме, диффундирующей с радиальной скоростью  $v_r$ , индуцированное электрическое поле  $\mathbf{E}_\phi = v_r \times \mathbf{B}$  создаёт азимутальный ток, в котором отношение азимутальных скоростей ионов и электронов равно отношению их подвижностей [5]. При этом действующие на нейтральный газ силы трения уравновешены и не создают вращение газа.

## 3. Роль торцевых эффектов

В разряде в магнитном поле было обнаружено вращение газа с помощью эффекта Доплера [6, 7]. Это вращение связано с моментами силы Ампера у торцов соленоида. В экспериментах [2, 3, 6, 7] использовался двухсекционный соленоид общей длиной 60 см с узкой щелью посередине для оптических измерений. Разрядные трубы были длиннее соленоида. Вблизи торцов соленоида под углом к магнитному полю от анода к катоду течёт ток, создавая момент силы Ампера. Со стороны анода продольный ток пересекает линии магнитного потока и создаёт момент силы, вращающий плазму против часовой стрелки, если смотреть по направлению магнитного поля. У торца со стороны катода электроны движутся в нарастающем магнитном поле вдоль сходящихся маг-

нитных силовых линий, и разряд при входе в магнитное поле фокусируется на оси трубы в тонкий канал, что отмечалось в публикациях начиная с работ Л. Тонкса [8] и Э.М. Рейхруделя и Г.В. Спивака [9]. Внутри соленоида вблизи катодного торца радиальное электрическое поле  $E_r$  отрицательно. При постепенном расширении токового канала возникает радиальная компонента тока, направленная к оси разряда и создающая момент силы Ампера по часовой стрелке. В части трубы вне магнитного поля радиальное электрическое поле, определяемое амбиполярной диффузией, положительно. Таким образом, по обе стороны от катодного торца соленоида существуют области плазмы с разным знаком  $E_r$ . Так как циркуляция  $\mathbf{E}$  по замкнутому контуру (вдоль оси разряда, в радиальных направлениях и вдоль стенок) равна нулю, то разница радиальных компонент  $\mathbf{E}$  компенсируется падением напряжения на сопротивлении продольному току. Этот ток в магнитном поле создаёт дополнительный момент силы Ампера. При изменении направления разрядного тока  $I$  анод и катод меняются местами. На "новом" анодном торце ток взаимодействует с радиальной компонентой магнитного поля другого знака, и направление момента силы  $\mathbf{I} \times \mathbf{B}$  сохраняется. Метод устранения торцевых эффектов на катодном конце был использован в работе [10]. Увеличение в несколько раз диаметра катодного конца трубы перед входом в соленоид позволило получить сечение сфокусированного разряда порядка радиуса трубы с положительным радиальным полем. Для устранения влияния неоднородностей поля на анодном торце анод помещался внутрь соленоида.

Заметим, что даже в отсутствие продольного магнитного поля в положительном столбе разряда низкого давления возмущения плазмы распространяются на значительную длину в сторону анода. Время ухода плазмы на стенки  $\tau_d \approx a^2/5D_a$  ( $D_a \approx b_i T_e/e_0$  — коэффициент амбиполярной диффузии,  $b_i = e_0 t_i/m_i$  — подвижность ионов, число 5 определяется краевым условием). Ионы уходят на стенки вблизи места их появления, а электроны в электрическом поле дрейфуют на расстояние  $L = a(b_e/5b_i)(e_0 a E/T_e)$ . Сомножитель  $(e_0 a E/T_e)$  оказывается порядка единицы в инертных и нескольких единиц в молекулярных газах. Так как  $b_e/b_i \approx 10^2 - 10^3$ ,  $L/a \gg 1$ .

## 4. Макрочастицы в стратах в магнитном поле

В работах последних лет интерес к ионизационным явлениям и, в частности, к слоистому положительному столбу разряда в магнитном поле усилился при исследованиях кулоновских систем, образованных макрочастицами в газоразрядной плазме [11–13]. В плазме макрочастица заряжается электронами до разности потенциалов порядка температуры электронов. Например, макрочастицы с радиусом 1 мкм при температуре  $T_e \approx 1$  эВ имеют заряд  $10^3$  электронов [13].

Макрочастицы, находящиеся в плазме разряда в продольном магнитном поле, получают азимутальный импульс при столкновениях с вращающимися ионами. Это действие называют "силами ионного увлечения". В работе [14] магнитомеханический эффект связывался с этими силами. Разность давлений на стороны подвеса в неподвижном газе пропорциональна разности потоков импульсов от падающих ионов, имеющих азимутальную

скорость, малую по сравнению с тепловой скоростью ионов. Направление силы, действующей на подвес, совпадает с направлением азимутальной скорости вращения ионов. Однако в экспериментах [4] подвес отклонялся в ту сторону, в которую отклоняется электрон, движущийся к стенке. В этой работе магнитное поле создавалось двумя короткими катушками по 15 см каждая, и влияние торцевых эффектов могло быть значительным.

Для удержания макрочастиц от падения под действием гравитации используются слои с положительным электрическим потенциалом (стоячие страты). Основные сведения о слоистом разряде (стратах) можно найти в ссылках [15–17]. Как показывают многочисленные исследования, наложение магнитного поля приводит макрочастицы во вращение в плоскости, перпендикулярной к полю. Это вращение связывали с действием сил ионного увлечения. [13, 18–22]. Помимо сил ионного увлечения, на движение макрочастиц действует сила трения со стороны вращающегося газа.

Стоячие страты обычно получают локальным сужением сечения разряда, создающим на оси концентрацию плазмы, значительно большую, чем в основном разряде. Расширяясь из области с высокой концентрацией плазмы, электронный газ охлаждается, ионизация и возбуждение атомов падают. В результате образуется малосветящееся пространство, в котором ток переносится диффузией электронов. Из уравнения (3) видно, что при значительном градиенте концентрации электроны могут диффундировать против действующего продольного электрического поля

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{j}}{e_0 n b_e} - \frac{T_e}{e_0} \frac{\nabla n}{n}. \quad (4)$$

При большой концентрации плазмы вблизи сужения канала первое слагаемое в (4) мало. Отрицательное электрическое поле определяется диффузией электронов. Из (4) видно, что убывание концентрации электронов имеет предел, при достижении которого возникает скачок потенциала, необходимый для поддержания тока при малых концентрациях. Скачок порождает новую область сильной ионизации и высокой концентрации плазмы, создающей начало новой страты. В работах [20–22] длина стоячих страт была порядка диаметра трубы, что определялось скоростью ухода плазмы на стенки. При малых магнитных полях макрочастицы вращались против часовой стрелки относительно направления вектора  $\mathbf{B}$ . Такое направление вращения совпадало с действием сил ионного увлечения и вращением газа под влиянием анодного торцевого эффекта. При увеличении напряжённости  $\mathbf{B}$  направление вращения менялось на обратное. Перемену знака вращения нельзя объяснить изменением радиального электрического поля, оно связано с торцевыми эффектами. На рисунке приведена зависимость угловой частоты вращения макрочастиц от напряжённости магнитного поля [22]. Измерения проводились в горизонтальной плоскости, отстоящей приблизительно на 4 см от сужения канала. Вблизи сужения разрядного канала радиальный электронный ток в магнитном поле создаёт момент силы Ампера, вращающий газ по часовой стрелке. Увлечение вращающимся газом объясняет вращение макрочастиц по часовой стрелке при больших магнитных полях, когда эффект от сужения доминирует. Помимо торцевых

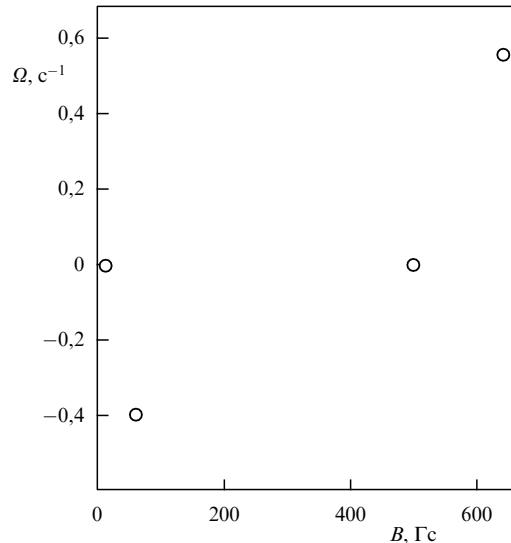


Рисунок. Зависимость угловой частоты вращения макрочастиц от напряжённости магнитного поля [22].

эффектов, вращение газа в стратах связано с вихревым электрическим током.

## 5. Вихревой электрический ток

В стратах существует дополнительный к основному разрядному вихревой электрический ток, на что впервые указал Л.Д. Цендин [23]. Модуляция электронной температуры вдоль разряда сочетается с радиальным градиентом плотности плазмы. В областях с повышенной температурой электронов радиальное электрическое поле больше, чем в областях с меньшей температурой, поэтому вдоль разряда возникает дополнительная разность потенциалов, под действием которой течёт электронный ток. В области максимума  $T_e$  электронный газ расширяется против радиального электрического поля с преобразованием части его тепловой энергии в электрическую, которая в дальнейшем диссирирует в джоулевых потерях.

В положительном столбе со стратами вихревой ток обусловлен неколлинеарностью градиентов концентрации и температуры электронов. Это следует из уравнений (1) и (2), если к ним применить операцию ротора, принимая для простоты, что частоты столкновений не зависят от  $n$  и  $T_e$ :

$$\text{rot } \mathbf{j} = -b_e \nabla n \times \nabla T_e. \quad (5)$$

Плотность вихревого тока на порядок меньше разрядного, поэтому, складываясь с основным током, он незначительно модулирует его радиальный профиль.

## 6. Решение задачи о вращении газа в стратах

Действие продольного магнитного поля на радиальную компоненту вихревого тока приводит газ во вращение вокруг оси разряда. В работах [24, 25] радиальное распределение концентрации плазмы было принято в виде  $n(r) = n_0 J_0(\alpha r/a)$ , где  $\alpha$  — первый корень функции Бесселя  $J_0$ . Такая зависимость была впервые предложена Шоттки для решения диффузионного уравнения  $D_a \partial^2 n / \partial r^2 = z n$ , где  $z$  — частота ионизаций одним

электроном (функция только температуры электронов),  $D_a$  — коэффициент амбиполярной диффузии. Согласно краевому условию Шоттки, при конечном потоке плазмы на стенку  $n(r) \rightarrow 0$  при  $r \rightarrow a$ . Температура электронов в стратах модулирована вдоль разряда,  $T_e = T_0 + \Delta T$ , где  $\Delta T$  — периодическая функция, определяемая размерами страты. При таких зависимостях  $n$  и  $T_e$  из (5) было получено уравнение для радиальной компоненты плотности тока

$$\frac{\partial^2 j_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial j_r}{\partial r} - \frac{j_r}{r^2} + \frac{\partial^2 j_r}{\partial z^2} = \frac{\partial}{\partial z} \left[ b_e n_0 \frac{\partial T}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} J_0 \left( \frac{ar}{a} \right) \right]. \quad (6)$$

Границные условия  $j_r \rightarrow 0$  при  $r = 0$  и  $r = a$ . Умножение обеих частей уравнения (6) на  $r^2 \frac{\partial}{\partial r}$  и интегрирование по  $r$  в интервале от 0 до  $a$  приводит к уравнению:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \int_0^a j_r r^2 dr = b_e a^2 \beta \frac{\partial}{\partial z} \left[ n_0(z) \frac{\partial T_e}{\partial z} \right]. \quad (7)$$

Численный коэффициент  $\beta \approx 1,7$ .

В неподвижных стратах действие силы Ампера уравновешено силами вязкости

$$\eta \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2} + \mathbf{j}_r \times \mathbf{B} = 0 \quad (8)$$

с коэффициентом  $\eta = (1/3)m_a n_a v_T \lambda$ , где  $v_\phi$  — азимутальная скорость вращения газа,  $v_T = (2T_a/m_a)^{1/2}$  — тепловая скорость газа,  $\lambda = (n_a \sigma)^{-1}$  — длина свободного пробега,  $\sigma$  — газокинетическое сечение рассеяния атомов.

Для азимутальной скорости вращения газа из (7) с учётом соотношения (8) в [24] было получено уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_0^a \frac{\partial^2 v_\phi}{\partial r^2} r^2 dr = \frac{\omega_e \tau_e}{\eta} \beta a^2 n_0 \frac{\partial T_e}{\partial z}. \quad (9)$$

С учётом того, что  $v_\phi$  обращается в нуль на оси и на стенах трубки, интегрирование (9) даёт для средней по сечению трубки скорости вращения газа  $\bar{v}_\phi$

$$\frac{\partial \bar{v}_\phi}{\partial z} = \frac{1}{2} \beta \frac{\omega_e \tau_e}{m_a v_T} a \sigma n_0 \frac{\partial T_e}{\partial z}. \quad (10)$$

Вращение газа в неподвижных стратах было подтверждено в [21]. В разрядах при падении макрочастиц через неподвижные страты наблюдалось знакопеременное отклонение их траекторий в азимутальном направлении, т.е. скорости вращения макрочастиц в разных частях страты оказались различными. В верхней части страты макрочастицы дополнительно отклонялись против часовой стрелки; в средней — отклонение частиц отсутствовало; в нижней — наблюдалось движение в обратную сторону.

Интегрирование (10) с учётом обычных зависимостей  $n$  и  $T_e$  от  $z$  даёт для абсолютного значения средней скорости вращения газа в страте

$$\bar{v}_\phi \cong K \omega_e \tau_e a \sigma n_0 \left( \frac{T_{e0}}{2T_a} \right)^{1/2} \left( \frac{T_{e0}}{m_a} \right)^{1/2}, \quad (11)$$

где  $K$  — численный коэффициент порядка единицы. Для условий экспериментов [20–22] оценка по (11) даёт  $\bar{v}_\phi \cong 3–4 \text{ см с}^{-1}$ .

В отличие от стоячих, в движущихся стратах действие силы Ампера определяет ускорение газа. По порядку величины ускорение газа  $\partial v_\phi / \partial t \approx v_\phi / \tau_d$  ( $\tau_d$  — среднее диффузационное время жизни плазмы, зависящее от  $\mathbf{B}$ ). Движущиеся страты создают колебания концентрации плазмы, которые в инертных газах (за исключением гелия) подчиняются экспериментально установленному закону подобия: произведение частоты на радиус трубки и молекулярный вес газа ( $f a \mu$ ) является близкой функцией отношения произведения давления газа на радиус с потенциалу ионизации ( $p a / \varphi_i$ ) [26]. Закон подобия объясняется тем, что для движущихся страт большой амплитуды с релаксационными колебаниями ионизационно-диффузационной природы характерным масштабом частоты колебаний  $f$  является обратная величина среднего диффузационного времени жизни плазмы  $f \approx 1/\tau_d = \alpha^2 D_a/a^2$  [15].

С ростом магнитного поля поперечная амбиполярная диффузия уменьшается в  $1 + (b_i/b_e)(\omega_e \tau_e)^2$  раз, поэтому уменьшается и частота страт.

Условие вращения газа в движущихся стратах имеет вид [25]:

$$j_r B + m_a n_a \frac{v_\phi}{\tau_d} = 0,$$

отсюда

$$\frac{\partial \bar{v}_\phi}{\partial z} \cong \frac{10\beta}{\alpha^2} \frac{a B e_0}{m_a} \frac{b_e}{b_i} \frac{n_0(z)}{n_a} \frac{1}{T_e} \frac{\partial T_e}{\partial z} \left[ 1 + \frac{b_i}{b_e} (\omega_e \tau_e)^2 \right]. \quad (12)$$

Уравнение (12) остаётся справедливым при учёте продольной вязкости, если  $\partial v_\phi / \partial z \ll 10\bar{v}_\phi/a$ . Для страт большой амплитуды интегрирование (12) даёт зависимость для абсолютного значения средней скорости:

$$\bar{v}_\phi \cong a \omega_e \frac{T_{e \max}}{T_e} \frac{n_{\max}}{n_a} \left[ \frac{b_e}{b_i} + (\omega_e \tau_e)^2 \right]. \quad (13)$$

Значения  $n_{\max}$  и  $T_{e \max}$  относятся к области скачка концентрации и температуры электронов. Согласно (13) скорость вращения пропорциональна напряжённости магнитного поля и силе тока. При больших скоростях вращения эта зависимость нарушается из-за вязкости газа и перехода к газодинамической турбулентности.

В качестве примера приведём расчёт скорости вращения газа в бегущих стратах при давлении неона 0,38 торр, магнитном поле 500 Гс, токе 0,1 А, частоте страт 9 кГц [27]. При этих условиях скорость вращения была бы  $\bar{v}_\phi \approx 10^5 \text{ см с}^{-1}$ , т.е. близкой к скорости звука, при которой существенна газодинамическая турбулентность. Уравнением (13) можно пользоваться только при малых токах и числах Рейнольдса.

В стратах, движущихся в магнитном поле, макрочастица будет совершать малые колебания по азимуту под действием периодической силы трения от вращающегося газа. В отличие от стоячих страт, в движущихся стратах знакопеременное вращение газа не влияет на движение частиц, т.е. азимутальное вращение макрочастиц определяют силы ионного увлечения.

## 7. Заключение

На движение заряженных макрочастиц в разрядах в продольном магнитном поле влияет вращение нейтраль-

нога газа, обусловленное моментом силы Ампера от тока, текущего под углом к магнитному полю. Такой момент существует на торцах соленоида, где меняется продольное магнитное поле; вблизи сужений разрядного канала; при вихревом токе, обусловленном неколлинеарностью градиентов концентрации и температуры электронов. Одновременное действие различных факторов приводит к тому, что движение макрочастиц сильно отличается от обусловленного только силами ионного увлечения. В обзоре не рассмотрено влияние на пылевые структуры электрического поля в плазме с неоднородностью электронной температуры, а также действие термофоретических сил в неоднородно нагретом газе. Пока независимого измерения скорости вращения газа нет, движение макрочастиц является единственным средством его оценки. Можно надеяться, что измерения скорости вращения газа будут произведены с помощью лазерной спектроскопии и лазерной анемометрии. Это позволит экспериментально проверить имеющиеся теоретические модели.

## Список литературы

1. Klarfeld B *J. Phys. USSR* **5** 155 (1941)
2. Грановский В Л, Уразаков Э И *ЖЭТФ* **38** 1354 (1960); Granovskii V L, Urazakov E I *Sov. Phys. JETP* **11** 974 (1960)
3. Уразаков Э И *ЖЭТФ* **44** 41 (1963); Urazakov E I *Sov. Phys. JETP* **17** 28 (1963)
4. Каравес В Ю, Чайка М П, Эйхвальд А И *Оптика и спектроскопия* **85** 181 (1998); Karasev V Yu, Chaika M P, Eikhval'd A I *Opt. Spectrosc.* **85** 163 (1998)
5. Nedospasov A V *Phys. Rev. E* **79** 036401 (2009)
6. Захарова В М, Каган Ю М, Перель В И *Оптика и спектроскопия* **11** 777 (1961); Zakharova V M, Kagan Yu M, Perel' V I *Opt. Spectrosc.* **11** 421 (1961)
7. Захарова В М, Каган Ю М *Оптика и спектроскопия* **19** 140 (1965); Zakharova V M, Kagan Yu M *Opt. Spectrosc.* **19** 74 (1965)
8. Tonks L *Phys. Rev.* **56** 360 (1939)
9. Рейхрудель Э М, Спивак Г В *ДАН СССР* **28** 610 (1940)
10. Арцимович Л Л, Недоспасов А В *ДАН СССР* **145** 1002 (1962); Artsimovich L L, Nedospasov A V *Sov. Phys. Dokl.* **7** 717 (1963)
11. Цытович В Н *УФН* **167** 57 (1997); Tsytovich V N *Phys. Usp.* **40** 53 (1997)
12. Сигов Ю С *Вычислительный эксперимент: мост между прошлым и будущим физики плазмы. Избранные труды* (М.: Физматлит, 2001)
13. Фортов В Е и др. *УФН* **174** 495 (2004); Fortov V E et al. *Phys. Usp.* **47** 447 (2004)
14. Недоспасов А В, Ненова Н В *ЖЭТФ* **138** 991 (2010); Nedospasov A V, Nenova N V *JETP* **111** 877 (2010)
15. Недоспасов А В *УФН* **94** 439 (1968); Nedospasov A V *Sov. Phys. Usp.* **11** 174 (1968)
16. Пекарек Л *УФН* **94** 463 (1968); Pekarek L *Sov. Phys. Usp.* **11** 188 (1968)
17. Райзер Ю П *Основы современной физики газоразрядных процессов* (М.: Наука, 1980)
18. Конопка У и др. *Phys. Rev. E* **61** 1890 (2000)
19. Sato N et al. *Phys. Plasmas* **8** 1786 (2001)
20. Каравес В Ю, Дзлиева Е С, Эйхвальд А И *Оптика и спектроскопия* **101** 521 (2006); Karasev V Yu, Dzlieva E S, Eikhval'd A I *Opt. Spectrosc.* **101** 493 (2006)
21. Karasev V Yu et al. *Phys. Rev. E* **74** 066403 (2006)
22. Васильев М М и др. *Письма в ЖЭТФ* **86** 414 (2007); Vasil'ev M M et al. *JETP Lett.* **86** 358 (2007)
23. Цендин Л Д *ЖТФ* **40** 1600 (1970); Tsendin L D *Sov. Phys. Tech. Phys.* **15** 1245 (1971)
24. Nedospasov A V *Europhys. Lett.* **103** 25001 (2013)
25. Nedospasov A V, Nenova N V *Europhys. Lett.* **108** 45001 (2014)
26. Pupp W Z. *Tech. Phys.* **7** 257 (1934)
27. Недоспасов А В, Эфендьев К И, Бежанова А И *ЖТФ* **45** 1519 (1975); Nedospasov A V, Efendiev K I, Bezhanova A I *Sov. Phys. Tech. Phys.* **20** 963 (1975)

## Gas rotation in discharges in a longitudinal magnetic field

A.V. Nedospasov

*Joint Institute for High Temperatures, Russian Academy of Sciences,  
ul. Izhorskaya 13, str. 2, 125412 Moscow, Russian Federation  
Tel. 7 (499) 476 29 46  
E-mail: a-nedospasov@yandex.ru*

This paper reviews theoretical and experimental work on gas rotation in discharges in a longitudinal magnetic field. There is abundant evidence that such a field causes plasma-dust structures to rotate in the plane perpendicular to itself. This rotation cannot be explained solely by the dragging action of azimuthally moving ions. Drag is also exerted by the gas rotating under the moment produced by the Ampere force that arises in discharge regions with a nonuniform magnetic field near solenoid end faces and due to the narrowing of the discharge channel cross section. In a stratified discharge in a uniform magnetic field, an eddy electric current due to the noncollinearity of the plasma-density and temperature gradients brings the gas to rotation.

**Keywords:** discharge in a magnetic field, gas rotation, Ampere force moment, eddy electric current in strata

PACS numbers: 52.27. Lw, **52.30.-q**, 52.35. Mw

DOI: 10.3367/UFNr.0185.201506c.0613

Bibliography — 27 references

Received 23 February 2015

*Uspekhi Fizicheskikh Nauk* **185** (6) 613–617 (2015)

*Physics – Uspekhi* **58** (6) (2015)