

# ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТОМЕХАНИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В ГАЗОВОМ РАЗРЯДЕ С ПОМОЩЬЮ ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Е. С. Дзлиева, В. Ю. Карасев, А. И. Эйхвальд  
*Институт физики Санкт-Петербургского государственного университета*

## Введение

В 1960 г. в работе [1], выполненной В.Л. Грановским и Э.И. Уразаковым, был зарегистрирован эффект, который проявлялся в повороте легкой диэлектрической пластинки, укрепленной на вертикальной тонкой кварцевой нити, вокруг оси вертикальной разрядной трубки при наложении продольного постоянного магнитного поля. Эксперименты проводились в разряде постоянного тока в Аг. Позднее это явление было обнаружено в других инертных газах [2]. Наблюдаемый эффект авторы назвали магнитомеханическим. Количественной характеристикой магнитомеханического эффекта в [1, 2] служил вращательный момент сил, действующий на подвес, который определялся по углу поворота пластинки при известной постоянной кручения нити. В этих работах отмечалось, что величина момента возрастает с ростом напряженности магнитного поля и с увеличением разрядного тока. При перемене направления магнитного поля направление поворота пластинки изменялось, а при перемене направления разрядного тока оставалось неизменным.

В работе [1] была выдвинута идея о том, что причиной магнитомеханического эффекта может служить возникающее в продольном магнитном поле вращение положительного столба разряда вокруг своей оси. Однако экспериментально эта гипотеза авторами не проверялась, и непосредственно скорость вращения они не регистрировали.

Позже, в работах В.М.Захаровой и Ю.М.Кагана [3, 4, 5] сообщалось о том, что в близких условиях наблюдалось вращение газа, скорость которого была измерена по доплеровскому смещению атомных спектральных линий. Измерения показали, что скорость зависит от условий разряда: рода газа, давления газа, магнитного поля и разрядного тока. С ростом разрядного тока она монотонно растет, в зависимости от приложенного магнитного поля имеет максимум. В этих работах были зарегистрированы скорости порядка тепловых, в частности, в [3] при разрядном токе 0.6 А в Аг скорость вращения в максимуме достигала величины 150 м/с.

В работах [3, 4, 5] также было указано направление вращения: «Направление вращения атомов совпадает с направлением вращения, которое должны иметь положительные ионы в этих условиях». При перемене направления магнитного поля скорость меняла знак, при перемене направления разрядного тока через трубку оставалась прежней. Что касается теоретического объяснения наблюдавшегося вращения, в [5] отмечалось, что оно представляется затруднительным, так как в продольно однородной плазме в отсутствие радиальной компоненты тока объемная плотность магнитной силы равна нулю.

В 90-х годах магнитомеханический эффект вновь стал изучаться в лаборатории М. П. Чайки. Была предпринята попытка его более подробного исследования и, в частности, воспроизведения результатов работ [3, 4, 5]. Эксперименты по измерению скорости вращения газа по доплеровскому сдвигу атомных спектральных линий были повторены в неоне и криптона [6] и аргоне [7] при оптимальных условиях, указанных в работах Ю.М. Кагана. Применявшийся в [3, 4, 5] метод измерений был усовершенствован введением реперной линии лазера и применением компьютерной записи и обработки сигнала. Подробно он описан в [6, 7]. Проведенные исследования показали, что установка способна регистрировать скорости в 15 м/с. Это ограничение связано с уширением спектральных линий. Доплеровское смещение, соответствующее такой скорости, в работах [6, 7] обнаружено не было. Таким образом, результаты работ В. М. Захаровой и Ю. М. Кагана не удалось воспроизвести. Причины этого нам остались непонятными.

Что касается работы Э. И. Уразакова и В. Л. Грановского [1] по повороту подвеса, то ее результаты были воспроизведены в нашей лаборатории и обнаружилось некоторые отличия. Так в полученной в [8] зависимости момента сил от магнитного поля наблюдается максимум, а не монотонный рост, как в [1, 2].

Экспериментально измеренные зависимости момента сил от магнитного поля при различных давлениях в Аг приведены на рис. 1.

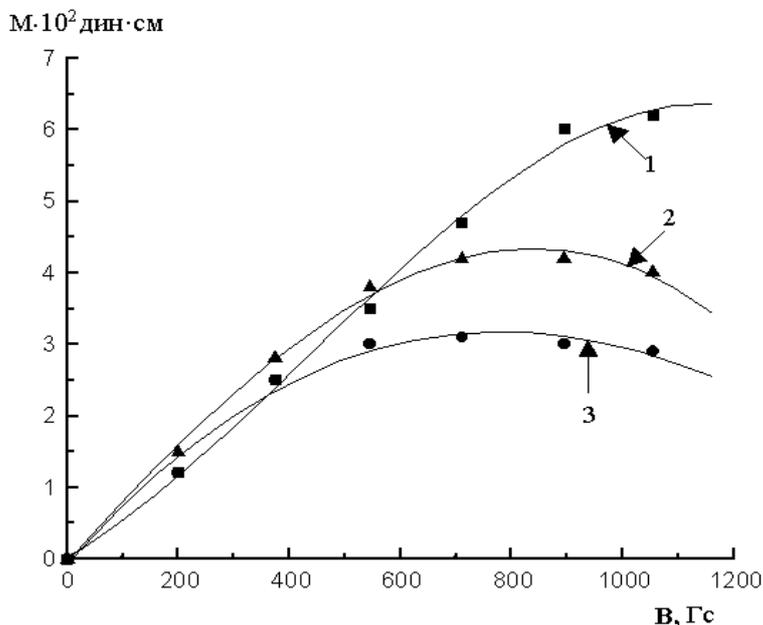


Рис. 1. Зависимости момента сил от магнитной индукции В при постоянной силе разрядного тока  $I = 400$  мА и различных величинах давления нейтрального аргона  $p$  (мм. рт. ст.) 1 – 015, 2 – 009, 3 – 004

В [8] была сделана попытка зарегистрировать момент сил в Ne при значительном уменьшении разрядного тока. Когда давление и магнитное поле были оптимально подобраны (максимум момента сил), зарегистрировать момент сил удалось при токе 25 мА.

Если наблюдаемый поворот подвеса вызван вращением газа, то по оценкам, проделанным в [6], для его возникновения достаточно скорости порядка метра в секунду.

Поскольку эта величина лежит ниже предела чувствительности применявшегося в [6, 7] спектроскопического метода, то для изучения роли движения газа в повороте подвеса возникла потребность в более точном методе измерения скорости газа.

### Метод измерения и результаты экспериментов

Нами был выбран способ обнаружения вращения положительного столба разряда в магнитном поле [9, 10, 11], основанный на методике, которая применяется в лазерной доплеровской диагностике газовых потоков [12]. В этом методе используется явление рассеяния лазерного излучения оптическими неоднородностями, существующими в потоке. В нашем случае в качестве рассеивающих элементов используются помещаемые в разряд частицы микронных размеров. Предполагается, что если вращение газа существует, то падающие в разрядной трубке пылинки будут им увлекаться в азимутальном направлении. Эту составляющую их скорости необходимо зарегистрировать.

Измерение скорости частиц осуществлялось однокомпонентным лазерным доплеровским анемометром (ЛДА) с дифференциальной схемой. Устройство ЛДА такого типа представлено на рис.2.

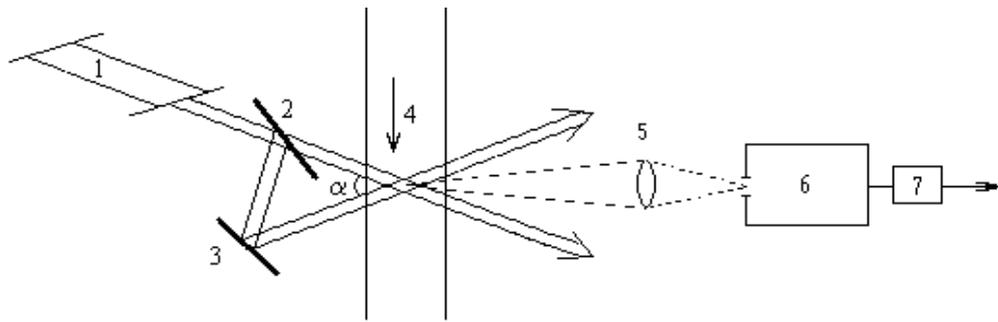


Рис.2 Схема дифференциального ЛДА

1-лазер; 2-полупрозрачная пластина; 3-поворотное зеркало;  
4-поток частиц; 5-объектив; 6-монохроматор; 7-ФЭУ

Источником излучения ЛДА является стабилизированный по частоте гелий-неоновый лазер ЛГН-307. Лазерное излучение делится на два пучка приблизительно одинаковой мощности (в нашем случае их интенсивности относились друг к другу как 4:10), которые сходятся в исследуемой области под некоторым углом  $\alpha$ . В плоскости, перпендикулярной биссектрисе угла  $\alpha$ , образуется периодическое распределение интенсивности. Период чередования максимумов и минимумов интерференционного поля определяется соотношением  $\Lambda = \frac{\lambda}{2 \sin \alpha/2}$  ( $\lambda = 6328 \text{ \AA}$  – длина волны лазерного излучения), и для малых

углов пересечения пучков равен  $\Lambda \approx \lambda/\alpha$ . В нашем случае  $\Lambda = 0.20 \pm 0.02 \text{ мм}$ . Малая частица, движущаяся через такое интерференционное поле в направлении, перпендикулярном плоскости чередования полос, создает модуляцию мощности рассеянного излучения, которая регистрируется фотоприемником. Индикатриса рассеяния частиц, размеры которых больше длины волны, сильно вытянута вперед. Поэтому наблюдение ведется в этом направлении. Измерение скорости частиц сводится, таким образом, к измерению периода электрического сигнала  $T$  и вычислению скорости по формуле  $V = \Lambda/T$ .

При движении малой частицы через центр пересечения равных по мощности и одинаковых по форме пучков наблюдается полная модуляция в течение всего импульса (рис. 3-а.). Если движущаяся частица не проходит центр пересечения пучков, то импульс фототока имеет большую длительность, причем коэффициент модуляции в течение импульса меняется от нуля на краях до единицы в середине (рис. 3-б).

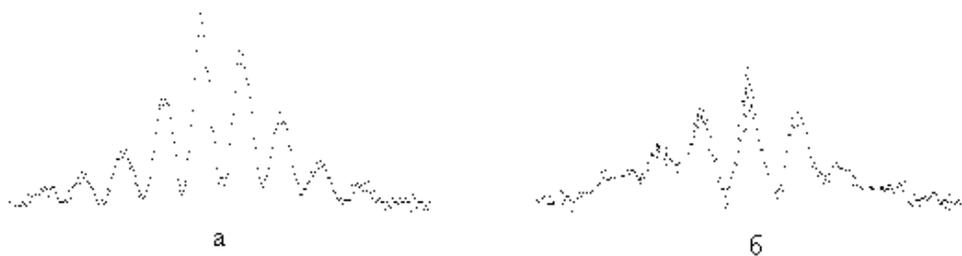


Рис. 3

Этим методом предполагалось регистрировать вертикальную и горизонтальную скорость частиц по отдельности (на рис. 2. показан ЛДА, настроенный на измерение вертикальной скорости). Недостатком такого ЛДА является невозможность определить направление измеряемой скорости. Поэтому отклонение падающих частиц предполагалось наблюдать визуально.

## Экспериментальная установка

В работе использовались частицы абразивных порошков размерами  $70 \div 100$  мкм произвольной формы. Для введения их в исследуемую область в разрядную трубку был помещен металлический контейнер, дно которого образовывала сетка с ячейками 100 мкм. Нужная порция порошка высыпалась в разряд при резком встряхивании контейнера с помощью электромагнита. Источник частиц располагался на высоте 43 и 23 см над исследуемой областью разряда. Выбор размера частиц определялся условиями разряда. Предварительные опыты [9] показали, что при разрядных токах порядка 50 мА более легкая пыль оседала на стенки трубки, пролетая в разряде небольшое расстояние. Попадая в область разряда, пыль загрязняет газ, что становится заметно по изменению его свечения. В тех работах [1, 2, 6, 8], где наблюдался магнитомеханический эффект, эксперименты выполнялись в чистых инертных газах. Для того, чтобы соблюдалось это условие, предварительно контейнер с порошком прогревался ВЧ разрядом под откачкой диффузионным насосом.

Эксперименты проводились в Ne и Ar. Установка представлена на рис. 4.

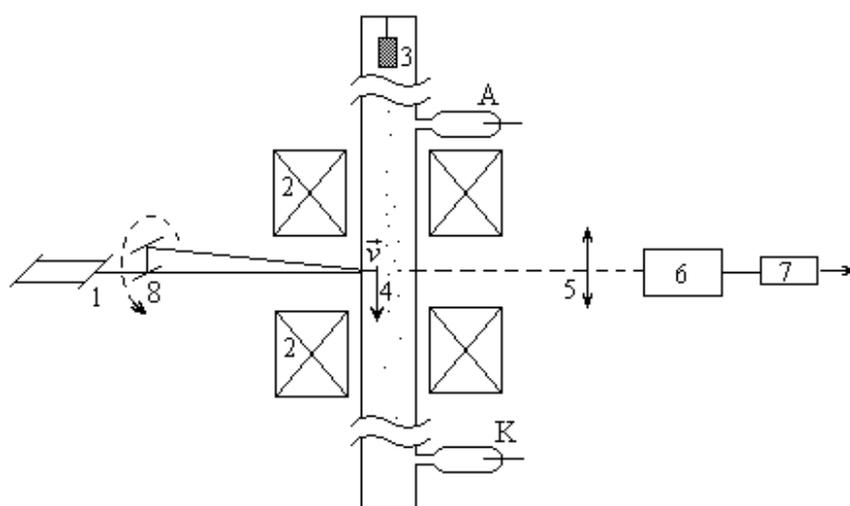


Рис. 4

1 - лазер; 2 - соленоиды; 3 - контейнер с порошком; 4 - падающие частицы,  
5 - объектив; 6 - монохроматор; 7 - ФЭУ; 8 - интерферометр

Использовалась разрядная трубка длиной 70 см и внутренним диаметром 2 см с холодными электродами. Питание разряда осуществлялось от источника СВВ1 через балластное сопротивление. Для откачки разрядной трубки применялась вакуумная установка, снабженная ртутным насосом. На трубку надевались два соленоида длиной 14 см каждый, создающие магнитное поле, параллельное ее оси. Между соленоидами оставался зазор 2 см для оптических наблюдений. Исследуемая область разряда проецировалась на щель монохроматора СД2, выделяющего лазерное излучение, рассеянное пролетающими частицами. На выходе монохроматора устанавливался фотоумножитель ФЭУ-79. Сигналы с ФЭУ поступали на 8-разрядный АЦП Ф7077/2, выходной код с которого принимался в память компьютера, на котором производилась обработка и хранение данных. Период дискретизации сигнала составлял 13 мкс.

В нашем случае режим работы ЛДА является одностичным, так как в области пересечения пучков частицы появляются поодиночке, и ФЭУ регистрирует не интерференционный сигнал, а последовательность непрерывных импульсов от одиночных объектов.

## Результаты

На рис. 5 изображен типичный сигнал, полученный от вертикально падающих частиц в Ar при давлении 1 Торр и разрядном токе  $i = 50$  мА. Ему соответствует скорость 60 см/с. Высота падения 43 см.

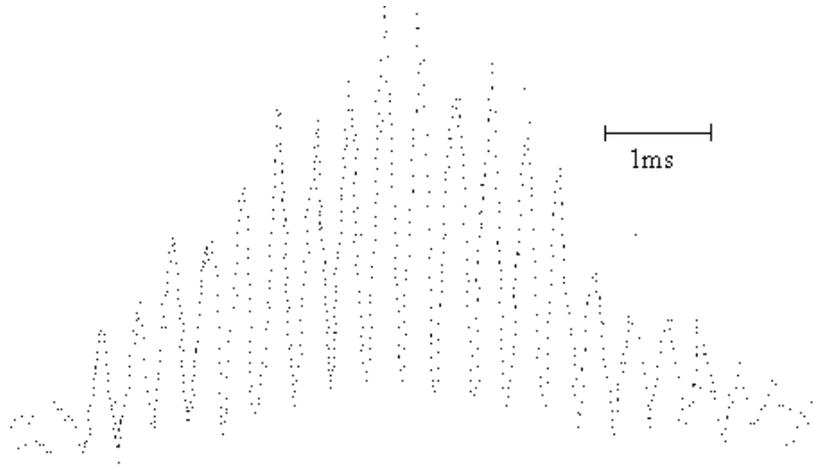


Рис. 5  
Ar, P = 1 торр,  $i = 50$  мА

Измерения в магнитном поле проводились ЛДА, повернутым на  $90^\circ$  для регистрации азимутальной скорости в пристеночной области. Соответствующие им сигналы представлены на рис. 6 и 7 для Ne и Ar соответственно.



Рис. 6  
Ne, P = 1 торр,  $i = 50$  мА, B = 800 Гс



Рис. 7

Ar, P = 1 торр, i = 50 мА, B = 800 Гс

Отсутствие модуляции в этих сигналах указывает на то, что исследуемый объект движется вдоль интерференционных полос, не пересекая их, т. е. азимутальная составляющая скорости у него отсутствует.

### Контрольный эксперимент

Этот метод основан на предположении о том, что движение частиц повторяет движение газа, то есть частицы увлекаются газом за время их падения. Для проверки этого предположения был поставлен второй эксперимент.

Схема установки представлена на рис. 8.

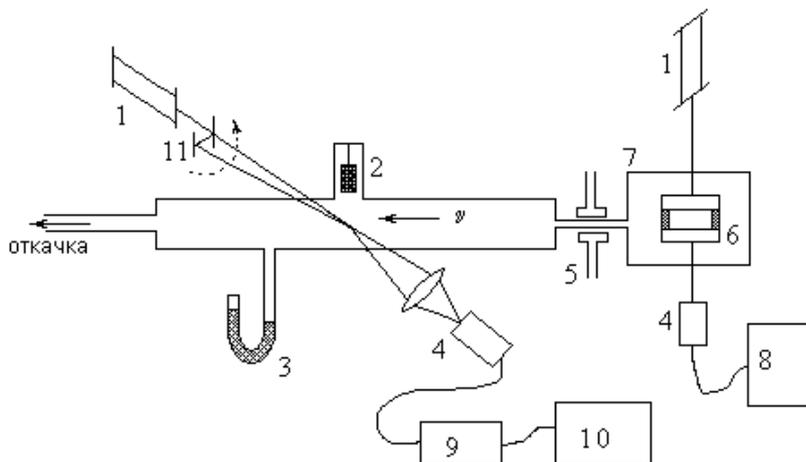


Рис. 8

Схема установки для наблюдения увлечения пылевых частиц газовым потоком  
 1 - лазер; 2 - контейнер порошком; 3 - манометр; 4 - ФЭУ; 5 - капилляр;  
 6 - интерферометр Фабри-Перо; 7 - барокамера; 8 - осциллограф; 9 - АЦП; 10 - ЭВМ;  
 11 - интерферометр

В горизонтальной трубке длиной 50 см и диаметром 2 см устраивался поток воздуха с варьируемыми параметрами – скоростью и давлением. Для этого с одного конца трубка откачивалась форвакуумным насосом, а с другого воздух натекал через капилляр. Скорость натекания регулировалась диаметром капилляра. Давление измерялось с помощью U-образного масляного манометра. Для контроля за скоростью натекания воздуха в трубку использовался интерферометр Фабри – Перо, помещенный в барокамеру. При известном объеме барокамеры и расстоянии между зеркалами можно вычислить скорость потока воздуха в трубке:  $v_c = \frac{V_0 P_0}{NPS \Delta t}$ , где  $V_0$  – объем барокамеры,  $P_0$  – атмосферное давление,  $N$  – полное число порядков,  $P$  – давление в трубке,  $S$  – площадь поперечного сечения трубки,  $\Delta t$  – время между двумя соседними порядками. Эта формула написана в пред-

положении равномерности скорости натекания воздуха в трубку. В средней части трубки над потоком подвешивался контейнер с порошком на расстоянии 3.2 см от оси. С помощью ЛДА измерялась по отдельности вертикальная и горизонтальная скорости частиц при различных давлении и скорости потока. Измеренное значение вертикальной скорости для частиц размерами порядка 70–100 мкм –  $v = 75$  см/с – совпадает с вычисленным с учетом силы вязкости  $F = 6\pi\eta r v$ , где  $r$  – радиус частицы (если считать форму частиц сферической),  $v$  – скорость частиц,  $\eta$  – вязкость газа. Для давления 1 Торр и комнатной температуры  $\eta = 1.14 \cdot 10^{-5}$  Па·с [13]. Проведенные оценки показывают, что для исследуемых частиц на данной высоте движение близко к установившемуся, а скорость – к постоянной.

Измеряя горизонтальную скорость частиц  $v_{гор}$ , можно получить отношение  $\frac{v_{гор}}{v_2}$ , которое

показывает, насколько частицы увлекаются потоком. Его мы условно назвали коэффициентом увлечения. На рис. 8 представлена зависимость  $\frac{v_{гор}}{v_2}$  от давления в трубке.

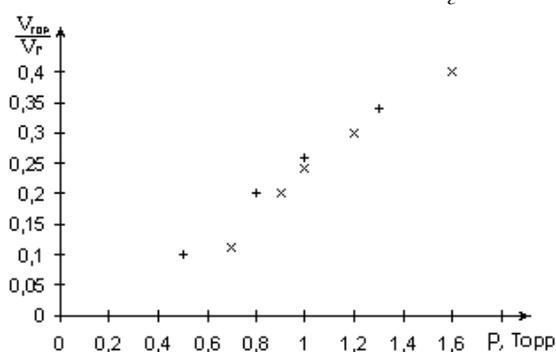


Рис. 9  
Зависимость отношения скорости частиц к скорости газа  
горизонтальная скорость частиц определялась с помощью ЛДА (+)  
и по углу отклонения от вертикали (x)

Вместе с измерениями, выполненными с помощью ЛДА, осуществлялось визуальное наблюдение за падением частиц. Измерялся угол отклонения их от вертикали. При известной вертикальной скорости это дает возможность найти коэффициент увлечения. Полученные зависимости (визуальные и с помощью ЛДА) достаточно точно совпадают (см. рис. 9). Для выбранных частиц с размерами 70–100 мкм при давлении 1 Торр коэффициент увлечения составляет приблизительно 0.25.

Результаты эксперимента:

- получены минимальные значения давления, при которых метод дает достоверные величины измеряемых скоростей. Для частиц 70–100 мкм  $P_{min} = 0.5$  Торр;

- получены предельные значения скорости для этих же частиц, которую способен регистрировать ЛДА,  $v = 10$  см/с, что соответствует скорости газа 40 см/с при давлении 1 Торр. Эту величину можно считать пределом чувствительности данного метода. Оценка 40 см/с несколько завышена, т. к., пролетая в разряде в магнитном поле расстояние порядка 15 см, частица получает больший импульс от движущегося газа, чем при падении с высоты 3.2 см;

- для частиц более мелких размеров – порядка 5–10 мкм – величина коэффициента увлечения становится больше примерно на 20 % и, соответственно, измерения можно проводить при более низких давлениях.

Частицы, падая с высоты 23 см, при давлении 1 Торр приобретают скорость порядка 70 см/с. Если они имеют азимутальную скорость 10 см/с, угол их отклонения от вертикали составляет около  $5^\circ$ . Такое отклонение можно заметить визуально. Мы пытались зафиксировать его с помощью видеокамеры. Использовалась телевизионная камера черно-

белого изображения ПКС-754БК с объективом Гелиос-44. Для визуализации частиц при-стеночная область разряда подсвечивалась лучом гелий-неонового лазера. Видеокамера устанавливалась перпендикулярно лучу. На видеозаписи видны треки пролетающих частиц. По ним можно проследить траекторию частиц, прошедших освещенный участок. Кадры, показывающие падение частиц в Ar без разряда при давлении 1 Торр, в разряде с разрядным током  $i = 50$  мА без магнитного поля и с магнитным полем  $B = 800$  Гс представлены на рис. 10-а, 10-б и 10-в соответственно. Сравнивая рис. 10-б и 10-в, заметить отклонения треков нельзя.

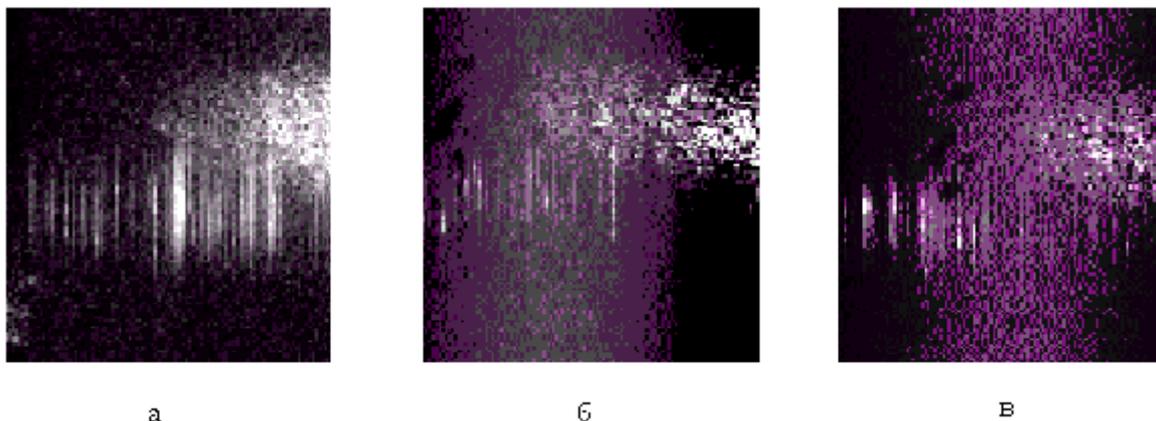


Рис. 10

### Вывод

На основании проделанных экспериментов можно утверждать следующее. В условиях слабых разрядных токов, когда еще наблюдается магнитомеханический эффект в плазме, то есть поворот подвеса в положительном столбе разряда в магнитном поле, вращение газа, если оно существует, происходит со скоростью не более 40 см/с.

### Наблюдение пылевых структур в магнитном поле

Описанные выше эксперименты с падающими в разряде частицами и контрольный эксперимент с потоком газа в горизонтальной трубке дают информацию о границах применимости методики, т. е. о подборе размеров частиц при заданном давлении газа и длине разряда в магнитном поле. Однако не все условия легко реализуются в эксперименте. Так, при увеличении размеров частиц возрастает коэффициент увлечения, но уменьшается время падения в разряде внутри соленоида. При уменьшении размеров частиц частица падает в разряде медленнее. Но частицы малой массы вытесняются из разряда – пыль оседает на стенках. Причина этого либо термосилы, либо импульс, связанный с потоками заряженных частиц к стенке трубки. Поэтому при использовании меньших частиц (у нас до 10 мкм) приходится уменьшать величину разрядного тока (у нас до 20 мА), переходя в область параметров, где механический момент сил не измерялся. При этих условиях (давление около 1 Торр, разрядный ток в диапазоне 1–10 мА) положительный столб разряда, как правило, не остается однородным по длине. Возникает ионизационная неустойчивость. Появляются страты – слои, в которых чередуются области с повышенной концентрацией заряженных частиц, увеличенным продольным электрическим полем. Если масса частиц невелика, то в стратах частицы могут зависать, образуя в зависимости от условий структуры различной степени упорядоченности. Впервые такие плазменно-пылевые структуры именно в стратах наблюдались в [14], затем исследовались в многочисленных работах. Но поскольку на стратифицированный разряд с пылевыми частицами магнитное поле не накладывалось, такие эксперименты нам представлялись актуальными как с точки зрения

исследования магнитомеханического эффекта, так и с точки зрения исследования пылевой плазмы. Ниже будут описаны некоторые наблюдения за пылевыми структурами в стратах в магнитном поле.

Сейчас можно коротко обсудить несколько работ по пылевой плазме в магнитном поле, имеющих в литературе. Их число невелико и проведены они либо в ВЧ разряде, либо с использованием электростатических ловушек для удержания пылинок.

### **Краткий обзор экспериментов по пылевой плазме в магнитном поле, описанных в литературе**

Исторически первой была работа японской группы исследователей [15], выполненная в разряде постоянного тока. В области разряда, где в электростатической ловушке, образованной специальной конструкцией электродов, пылевые частицы зависали, образуя непротяженную структуру в несколько слоев. При наложении магнитного поля порядка нескольких сотен Гс структура приходила во вращение с почти постоянной угловой скоростью – до  $0.1\text{с}^{-1}$ . Скорость возрастала с увеличением магнитного поля и разрядного тока. Направление угловой скорости вращения и магнитного поля совпадают.

Другой работой была работа 2000 г. группы из Германии [16], где наблюдалась пылевая плазма в магнитном поле в ВЧ разряде. В эксперименте наблюдался слой частиц диаметром около 3 см, который приходил во вращение. Угловая скорость порядка  $0.01\text{с}^{-1}$ . Ее направление противоположно магнитному полю. Оно может изменяться при увеличении мощности ВЧ разряда. Авторы связывают вращение с действием скрещенных электрического и магнитного полей. Следует отметить, что наложенное магнитное поле имело градиент в радиальном направлении порядка 5 % при 140 Гс.

По поводу этих работ можно сделать следующее замечание. Из описания конструкций обеих установок видно, что в областях, где создается разряд, внешними электродами поддерживается заданная разность потенциалов в перпендикулярном магнитному полю направлении, т. е. диффузия в этом направлении не амбиполярная, что отличается от условий экспериментов по наблюдению магнитомеханического эффекта в газовом разряде.

Полезно было бы упомянуть еще две работы 2001 г. японской группы в связи с обсуждением возможного механизма появления магнитомеханического эффекта.

В [17] наблюдалось поведение в ВЧ разряде в магнитном поле вращения в зависимости от числа частиц в структуре. Одна частица во вращение не приходит. Для двух частиц вращение появляется в полях от 1000 Гс, а для трех и более частиц – в полях около 100 Гс. Можно сделать выводы о влиянии самой структуры на вращение и его свойства.

В другой работе [18] было установлено, что помимо коллективного вращательного движения пылевых частиц (в экспериментах это были сферы от 10 до 30 мкм в диаметре) каждая из них вращается вокруг своей оси. Причем без магнитного поля направление вращения носит случайный характер. При наложении и увеличении поля до 1000 Гс число частиц, вращающихся в «парамагнитном» направлении, возрастает. Число же частиц с неопределенным направлением вращения сокращается. Измеренная с помощью высокоскоростного детектора частота вращения – порядка 50 Гц.

Из вышесказанного следует, что наблюдения за пылевыми структурами в стратах (и электростатической ловушке без дополнительных электродов) в магнитном поле могут оказаться полезными для изучения магнитомеханического эффекта. Кроме того, они представляют и самостоятельную ценность. Поэтому мы дадим краткое описание изменений, внесенных в экспериментальную установку, результаты предварительных наблюдений и некоторые выводы и сравнения. Более подробное описание дано в [11] и [19].

## Условия опытов и результаты наблюдений

Экспериментальная установка представлена на рис. 11. Разрядная трубка с внутренним радиусом  $R = 1.1$  см располагалась вертикально внутри создающих магнитное поле соленоидов. Для расширения области наблюдения зазор между катушками был увеличен до 9 см, что несколько нарушило однородность магнитного поля в этом месте вдоль оси трубки. Поэтому топография поля измерялась экспериментально. Питание разряда осуществлялось от стабилизированного источника ВС-22. Для осуществления возможности зависания пылевых частиц электрическое поле в трубке было направлено вниз. Между катодом и областью наблюдения в разряде была устроена неоднородность, вызванная сужением трубки с  $r = 3$  мм, которая стабилизировала разряд.

В работе использовались частицы абразивных порошков малых размеров, дополнительно отфильтрованные по разному времени оседания в сосуде с водой. Отобранные частицы имели неправильную форму и характерные размеры 5–10 мкм. Контейнер с частицами имел сетку с шагом около 30 мкм и встряхивался электромагнитом.

Исследования проводились преимущественно в Ag и частично в Ne.

Пылевые структуры образовывались около суженной части трубки в виде кольца и в стратах над ней. Первая страта над сужением имела вид воронки, следующие – более правильную форму.

Частицы подсвечивались лучом гелий-неонового лазера и наблюдались визуально или с помощью видеокамеры, связанной с компьютером. При этом структура и ее движение наблюдалось на мониторе. Видеокамера располагалась в горизонтальной плоскости или под небольшим углом к ней.

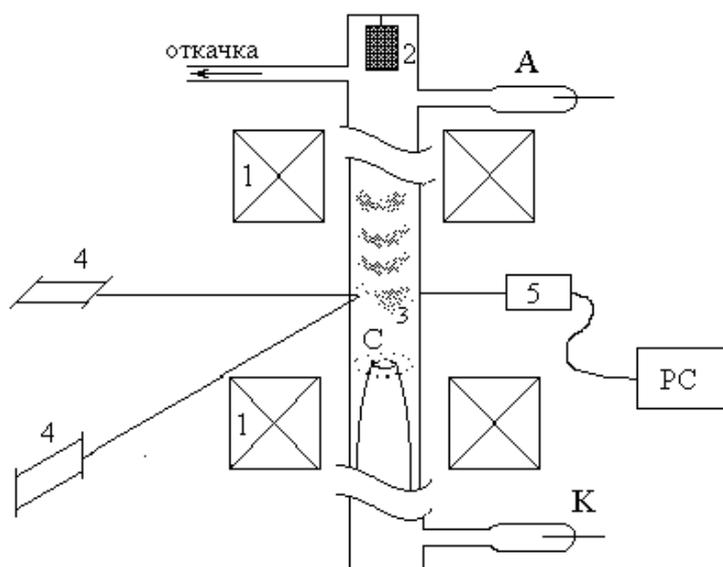


Рис. 11

1-соленоиды; 2-контейнер с порошком; 3-страты;  
4-лазер ; 5- видеокамера

Ниже описаны наблюдения за пылевыми структурами, проведенные преимущественно в Ag при разрядных токах 1–6 мА, давлениях 0.1–0.6 Торр и магнитных полях до 400 Гс.

В области разряда, где помещается узкая часть трубки, образуется электростатическая ловушка. Структура из пылевых частиц, зависающих в этой области, представляет собой кольцеобразное облако. Эта структура была заснята на видеокамеру. При наложении внешнего магнитного поля наблюдалось вращательное движение частиц.

При изменении направления магнитного поля направление вращения меняется. Вращательный момент импульса совпадает по направлению с магнитным полем  $\vec{B} \uparrow \uparrow \vec{M}$ . Диаметр кольцевого облака порядка 1.5 см, его высота около 2 мм. Наложение магнитного поля изменяет его положение и скорость вращения частиц. Облако оттесняется к стенке трубки и одновременно опускается. Наибольшая скорость вращения наблюдается в полях 100–200 Гс. Увеличение поля приводит к торможению вращения.

Видеозапись позволяет определить скорость вращения частиц в магнитном поле, ее величина от 2 до 3 см/с.

Наблюдения пылевой структуры в стратах показали следующие закономерности. Пылевая структура имеет каплеобразную форму, определяемую формой страты. Размер этого образования меньше, чем размер страты, порядка 0.5 см. Включение и, затем, увеличение магнитного поля приводит к изменению положения страты. В поле порядка 100–200 Гс первая страта от сужения трубки сдвигается в сторону анода на 5–6 см и становится асимметричной. Пылевое образование смещается от оси трубки и приходит во вращение. Частицы не висят спокойно, а совершают вертикальные колебания, что затрудняет наблюдение вращения. Скорость вращения частиц в этих условиях около 1 см/с, а момент импульса направлен против магнитного поля. В более симметричных стратах, расположенных ближе к верхнему соленоиду, пылевая структура образует вращающееся кольцо, ограниченное по радиусу светящейся областью страты. Скорость частиц тем больше, чем выше расположена страта. Направление вращения совпадает с тем, которое наблюдалось в ловушке над узкой частью трубки. Эти измерения были выполнены при разрядном токе 5 мА; при уменьшении тока вращение замедляется.

Из сказанного можно заключить следующее.

Результаты наблюдения за пылевыми структурами в магнитном поле выявляют некоторые особенности их поведения, которые характерны для магнитомеханического эффекта [1–4]. При наложении магнитного поля пылевое облако приходит во вращение, его скорость увеличивается с ростом разрядного тока и зависит от величины магнитного поля. Направление вращения меняется с изменением направления магнитного поля. Однако связь этого эффекта с магнитомеханическим пока не ясна. Следует заметить, что как в наших экспериментах, так и в [15, 16] вращение пылевых частиц наблюдается в областях разрядного объема, где плотность электрического тока имеет отличную от нуля радиальную компоненту, а значит действует объемная сила Ампера, придающая газу вращательное движение. Все попытки теоретического описания магнитомеханического эффекта предполагали отсутствие радиальных токов [1–5, 20, 21]. Возможно, что природу магнитомеханического эффекта следует искать в появлении радиальных составляющих тока вблизи подвеса в плазменном столбе.

### Литература:

1. Грановский В. Л., Уразаков Э. И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 38. Вып. 4. С. 1354–1355.
2. Уразаков Э. И. // ЖЭТФ. 1963. Т. 44. Вып. 1. С. 41–44.
3. Захарова В. М., Каган Ю. М., Перель В. И. // Опт. и спектр. 1961. Т. 11. Вып. 6. С. 777–779.
4. Захарова В. М., Каган Ю. М. // Опт. и спектр. 1965. Т. 19. Вып. 6. С. 140–141.
5. Захарова В. М., Каган Ю. М. // Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л.: Наука, 1970. С. 291–318.
6. Карасев В. Ю., Семенов Р. И., Чайка М. П., Эйхвальд А. И. // Опт. и спектр. 1998. Т. 84. Вып. 6. С. 910–912.
7. Дзиева Е. С., Карасев В. Ю., Чайка М. П., Эйхвальд А. И. // Мат. конф. ФНТП-2001. Петрозаводск, 2001. Ч. 1. С. 226–227.
8. Карасев В. Ю., Чайка М. П., Эйхвальд А. И., Цзинь Щего // Опт. и спектр. 2001. Т. 91. Вып. 1. С. 34–36.

9. Дзлиева Е. С., Карасев В. Ю., Чайка М. П., Эйхвальд А. И. // Мат. конф. ФНТП-2001. Петрозаводск, 2001. Ч. 2. С. 117–2119.
10. Dzlieva E. S., Karasev V. Yu., Chaika M. P., Eichvald A. I. // Intern. conf. PPPT-3. Minsk, 2000. V. 1. P. 334–335.
11. Дзлиева Е. С., Карасев В. Ю., Эйхвальд А. И. // Опт. и спектр. 2002. Т. 92. № 6. С. 1018–1023.
12. Ринкевичюс Б. С. Лазерная диагностика потоков. М.: Изд-во МЭИ, 1990. 288 с.
13. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник // М.: Энергоатомиздат, 1991. 1232 с.
14. Нефедов А. П., Петров О. Ф., Фортов В. Е. // УФН. 1997. Т. 167. № 11. С. 1215–1226.
15. Uchida G., Ozaki R., Iizuka S., Sato N. // Proc. 15<sup>th</sup> Symp. on Plasma Processing. Namamatsu, Japan, 21–23 Jan. 1998. P. 152.
16. Konopka U., Samsonov D., Ivlev A. V., Goree J., Steinberg V., Morfill G. E. // Phys. Rev. 2000. V. 61. № 2. P. 1890–1898.
17. Fukagawa K., Uchida G., Iizuka S., Sato N. // XXV IC PIG. Nagoya, Japan, 2001. V. 3. P. 37–38.
18. Shimizu S., Uchida G., Kaneko T., Iizuka S., Sato N. // XXV IC PIG. Nagoya, Japan, 2001. V. 3. P. 39–40.
19. Дзлиева Е. С., Карасев В. Ю., Чайка М. П., Эйхвальд А. И. Магнитомеханический эффект в пылевой плазме // Мат. конф. ФНТП-2001. Петрозаводск, 2001. Ч. 2. С. 115–117.
20. Чайка М. П. // Опт. и спектр. 1998. Т. 85. № 1. С. 38–40.
21. Чайка М. П., Цзинь Щего // Опт. и спектр. 2000. Т. 89. № 4. С. 643–646.