

УДК 533.9

## СИЛА РЕКОМБИНАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПЫЛИНОК В ПЛАЗМЕ

С. А. Майоров

*Рассмотрена задача определения силы взаимодействия пылевых частиц в двухтемпературной плазме. Показано, что связанные вокруг пылинки ионы, при их перезарядке на атомах холодного буферного газа, формируют радиальный поток быстрых атомов, который, в свою очередь, оказывает давление на другие пылевые частицы. Таким образом, возникает эффективная сила, отталкивающая пылинки друг от друга и спадающая обратно пропорционально квадрату расстояния между частицами.*

В типичных условиях газового разряда низкого давления хорошо работает приближение бесстолкновительной плазмы. Но даже редкие столкновения ионов с атомами газа приводят к значительному изменению характеристик экранирования заряда пылинки. В работе [1] было обнаружено, что число связанных ионов, находящихся на финитных орбитах вокруг пылинки, практически не зависит от частоты столкновений ионов с атомами, в результате которых они образуются. Поэтому даже сколь угодно редкие столкновения приводят к накоплению большого числа связанных ионов, движущихся вокруг пылинки. Это облако из связанных ионов оказывает существенное влияние на экранирование заряда пылинки и формирование ее среднего заряда [2 – 6].

При исследовании влияния редких столкновений потока ионов с атомами газа вблизи пылинки обнаружен новый эффект – появление реактивной силы, ускоряющей пылинку против ионного потока [6, 7]. Эта сила обусловлена столкновениями ионов потока с атомами буферного газа и передачей импульса от потока дополнительно ускоренных в поле пылинки ионов атомам буферного газа (при перезарядке ионов на атомах буферного газа). В результате атомами (которые до перезарядки были ионами) из системы “ионы

+ пылинка” выносится больший импульс, чем вносился ими, что и создает реактивную силу, направленную против потока (отрицательная сила трения).

В настоящей работе рассматривается еще один эффект аналогичной природы (редкие столкновения ионов с атомами газа). Он проявляется в виде дальнедействующей силы отталкивания между пылинками в неподвижной двухтемпературной плазме. Вкратце, суть его такова.

Кинетическая энергия связанных ионов вблизи пылинки имеет величину порядка электронной температуры, поэтому после их перезарядки на атомах буферного газа они формируют на большом расстоянии от пылинки радиальный поток быстрых атомов. Здесь и далее под словами быстрый атом будем понимать атом, скорость которого значительно превышает тепловую скорость атомов буферного газа. Этот поток, в свою очередь, может оказывать давление на другие пылевые частицы. Таким образом, возникает эффективная сила, отталкивающая пылинки друг от друга и спадающая обратно пропорционально квадрату расстояния между частицами.

*Общее рассмотрение.* Пылинка, как и зонд в плазме, поглощает все заряженные частицы, достигающие ее поверхности. Более точно, ион не поглощается, а рекомбинирует и покидает поверхность в виде нейтрального атома. В газоразрядной плазме температура поверхности пылинки обычно равна температуре атомов буферного газа из-за хорошего теплообмена. Поэтому атомарный поток с поверхности не приводит к появлению дополнительных сил, действующих на пылинку. Но в случае неоднородно нагретой поверхности пылинки, при наличии градиента температуры в газе, на пылинку действует направленная сила [10]. Здесь же впервые анализируется поток быстрых атомов, формирующийся при перезарядке ионов вблизи пылинки.

Рассмотрим плазму, состоящую из однократно заряженных ионов с положительным зарядом  $e$ , массой  $M$ , и электронов с массой  $m$ , зарядом  $-e$ . Пусть в плазме также имеется неподвижная, отрицательно заряженная сфера радиуса  $a$ , имеющая заряд  $Q = -eZ < 0$ . Будем считать, что радиус пылинки, длина экранирования и средняя длина свободного пробега иона до перезарядки удовлетворяют условиям

$$a \ll \lambda_D \ll \lambda_{st}, \quad (1)$$

а температуры электронов, ионов и атомов – условиям

$$T_e \gg T_i \approx T_a. \quad (2)$$

Обычно пылинка заряжается так, чтобы ее заряд создавал значительный кулоновский барьер для электронов, при котором средние по времени потоки ионов и электронов на поверхность пылинки равны друг другу.

Определение ионного потока, поглощаемого пылинкой, является довольно сложной задачей, которая хорошо исследована для различных приложений (теория зондов, лабораторная и космическая плазма) [8, 9].

Часть ионов достигает поверхности пылинки, налетая из бесконечности с положительной полной энергией. Для них хорошо применимо приближение ограниченных орбит OML (orbital motion limited) [8]. Поток ионов на пылинку в модели OML совпадает со значением потока, получаемого по простой модели Ленгмюра и Мотта-Смита

$$J_{iOML}(a) = \pi a^2 n_{i0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} (1 - e\varphi/T_i), \quad (3)$$

поток электронов на пылинку определяется из распределения Больцмана:

$$J_e(a) = \pi a^2 n_{e0} \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} e^{e\varphi(a)/T_e}. \quad (4)$$

Из равенства потоков (3) и (4) при выполнении условий (1), (2) следует, что поверхностный потенциал пылинки в основном определяется температурой электронов и имеет характерное значение

$$e|\varphi(a)| \sim (2 - 4)T_e. \quad (5)$$

Другая часть поглощаемых пылинкой ионов испытывает одно или несколько столкновений с атомами. Несмотря на то, что столкновения с атомами обычно маловероятны, этот канал зарядки пылинок оказывается часто определяющим. Характеристики же экранирования во всех случаях (даже в случае бесконечно малой частоты столкновений) в существенной мере зависят от столкновительной релаксации. Этот вопрос в настоящее время достаточно хорошо исследован для задач определения среднего заряда пылинки и экранирования с учетом связанных ионов [3 - 9].

Рассмотрим столкновения ионов, налетающих из бесконечности с положительной полной энергией, с атомами буферного газа вблизи пылинки. После перезарядки кинетическая энергия образовавшегося иона определяется распределением Максвелла с температурой газа, следовательно, при столкновениях вблизи пылинки ион в среднем теряет кинетическую энергию. При  $T_e \gg T_a$  вблизи пылинки существует некий объем  $V_0$ , такой, что образовавшийся при перезарядке из атома ион оказывается захваченным

в потенциальной яме пылинки. В этом случае ион будет находиться на Кеплеровой орбите до тех пор, пока в ходе дальнейших столкновений этого иона с атомами он не достигнет поверхности пылинки, после чего рекомбинирует на ней. По теореме вириала для связанного иона (находящегося на Кеплеровой орбите вокруг пылинки) модуль потенциальной энергии равен кинетической энергии (в среднем по времени). Поэтому при столкновениях на орбите вблизи пылинки кинетическая энергия связанных ионов примерно равна по порядку величины глубине потенциальной ямы (5), т.е. электронной температуре. Соответственно, образующиеся из иона при перезарядке атомы имеют среднюю кинетическую энергию  $K_a \leq 3T_e$  и распределение по скоростям, определяемое распределением ионов по скоростям на Кеплеровой орбите.

Таким образом, из-за рекомбинации связанных ионов из близкой окрестности пылинки излучается поток быстрых атомов, имеющих кинетическую энергию порядка электронной температуры. Длина свободного пробега для атомов обычно велика по сравнению со всеми характерными длинами задачи, поэтому этот поток может оказывать воздействие на рядом расположенные пылевые частицы, т.е. возникает сила расталкивания между частицами.

*Оценка характеристик рекомбинационного потока атомов.* На большом расстоянии от пылинки  $r \gg a$  рассматриваемый поток быстрых атомов становится близок к радиальному потоку из-за геометрического фактора. Поток импульса атомов в радиальном направлении через единичную площадку, ортогональную радиусу, равен:

$$P_{rec} \approx \frac{\Delta p_1 J_{rec}}{4\pi r^2}, \quad (6)$$

где  $\Delta p_1$  – средний импульс, уносимый атомами (которые до перезарядки были ионами) в расчете на один рекомбинировавший ион;  $J_{rec}$  – рекомбинационный поток ионов на пылинку.

Рекомбинационный поток ионов на пылинку определяется числом столкновений в некотором объеме  $V_0$  вблизи пылинки, после которых ион оказывается захваченным в ее потенциальной яме. Такой ион в ходе дальнейших столкновений с большей вероятностью будет терять полную энергию и достигнет поверхности пылинки. Поэтому с хорошей точностью можно положить, что  $J_{rec}$  определяется числом захваченных ионов в единицу времени. Полагая, что объем  $V_0$  ограничен сферой радиуса  $r_0 \gg a$ , потенциал внутри которой меняется по закону Кулона  $\varphi(r) = \frac{-eZ}{r}$ , оценим величину радиуса  $r_0$  из условия равенства потенциальной энергии в поле пылинки и температуры атомов. Полагая в (5)  $e|\varphi(a)| \sim 3T_e$ , находим

$$r_0 = \frac{e|\varphi(a)|}{T_a} \sim 3a \frac{T_e}{T_a}. \quad (7)$$

В малом объеме  $\Delta V$  (вблизи точки с расстоянием до центра пылинки  $r$ ) за промежуток времени  $\Delta t$  произойдет  $\Delta N_{st}(r) = n_i v \Delta V \Delta t / \lambda_{st}$  столкновений, где  $n_i$  – плотность свободных ионов,  $v$  – их скорость. Полагая, что значения плотности и скорости  $n_i(r) \approx n_{i0}$ ,  $v(r) \approx v_0$ , где  $v_0 = \sqrt{\frac{8T_a}{\pi M}}$  – тепловая скорость атомов, получаем:

$$J_{rec} = \int_a^{r_0} \frac{n_i v}{\lambda_{st}} 4\pi r^2 dr \approx \frac{4\pi r_0^3 n_{i0} v_0}{3\lambda_{st}}. \quad (8)$$

Наибольший вклад в интеграл (8) дают столкновения на больших расстояниях от пылинки, поэтому оценка (8) является весьма грубой оценкой величины рекомбинационного потока. Следует иметь в виду, что эффекты экранирования, недебаевский характер поведения потенциала на больших расстояниях, наличие внешнего поля, ионная фокусировка – все эти факторы могут значительно усложнить задачу определения объема  $V_0$ . Например, сильная экранировка может привести к тому, что  $r_0 \sim \lambda_D$ . Следует также иметь в виду, что ионы могут иметь неизотропную функцию распределения по скоростям (т.е. может иметь место поляризация ионной оболочки пылинки). Этот фактор может быть очень важен в формировании пылевых структур.

Импульс  $\Delta p_1$ , выносимый в радиальном направлении атомами в расчете на один рекомбинировавший ион, складывается из суммы изменений импульса в нескольких актах перезарядки. В каждом акте перезарядки нужно учитывать результирующее изменение импульса атомов, которое определяется разницей между импульсом атома до перезарядки и импульсом иона, из которого образуется атом. Для получения наиболее простой оценки значения  $\Delta p_1$  в процессе столкновительной рекомбинации можно выделить одно столкновение с наибольшей передачей импульса, которое произойдет в точке вблизи поверхности пылинки  $r_s \leq 3a$ . Пренебрегая для этого столкновения импульсом атома газа до столкновения, получаем

$$\Delta p_{1s} = \sqrt{2MK(r_s)} - Mv_0 \sim |2e\varphi(r_s)M|^{1/2}. \quad (9)$$

Итак, для среднего импульса  $\Delta p_1$ , который уносится атомами в радиальном направлении в расчете на один рекомбинировавший ион, получаем

$$\Delta p_1 \sim \sqrt{2MT_e}. \quad (10)$$

Поток импульса в радиальном направлении равен:

$$P_{rec} \approx \frac{9a^3 n_{i0} T_a}{\lambda_{st} r^2} \left( \frac{T_e}{T_a} \right)^{7/2}. \quad (11)$$

*Взаимодействие пылинок (сравнение с силой Кулона).* Сила давления рекомбинационного потока атомов на сферу радиуса  $a$  равна  $F_{rec} = \pi a^2 P_{rec} \propto a^5$ . Сравним ее с силой Кулона  $F_{coul}(r) = \frac{e^2 Z^2}{r^2} \propto a^2$ :

$$\frac{F_{rec}}{F_{coul}} \sim 3\pi a^3 n_{i0} \frac{a}{Z \lambda_{st}} \left( \frac{T_e}{T_a} \right)^{5/2}. \quad (12)$$

В качестве примера рассмотрим пылинку с радиусом 2 мкм, помещенную в двухтемпературную неподвижную плазму аргона с  $z = 1$ , с температурой ионов  $T_i = 0.025$  эВ и электронов  $T_e = 1$  эВ и плотностью ионов  $n_i = 10^9$  см<sup>-3</sup>. При длине свободного пробега ионов  $\lambda_{st} = 0.05$  см, пылинка имеет средний заряд  $Z = 3000$  [6], соответственно, при этих параметрах  $F_{rec}/F_{coul} \sim 10^{-3}$ . При  $\lambda_{st} = 0.01$  см,  $Z = 2000$  [6] и  $F_{rec}/F_{coul} \sim 10^{-2}$ . Интересной особенностью является то, что сила рекомбинационного давления оказывается чрезвычайно сильно зависящей от размера пылинки  $F_{rec} \propto a^5$ . Для пылинки в два раза большего размера значение отношения  $F_{rec}$  к силе Кулона увеличивается почти на порядок.

Итак, связанные ионы, при их перезарядке на атомах буферного газа, формируют радиальный поток быстрых атомов, который, в свою очередь, оказывает давление на другие пылевые частицы. Таким образом, возникает эффективная сила, отталкивающая пылинки друг от друга и спадающая обратно пропорционально квадрату расстояния между частицами. Эта сила может давать решающий вклад в формирование пылевых структур, поскольку она имеет дальнедействующий характер. Выполненная оценка величины этой силы показывает, что в наибольшей мере она проявляется для частиц большого размера.

Автор благодарит Российский фонд фундаментальных исследований (проекты 02-02-16439 и 04-02-89004а) и Нидерландское научное общество NWO (проект 047.016.020) за финансовую поддержку работы, а также А.М. Игнатова и В.Н. Цытовича за полезные обсуждения проблем пылевой плазмы.

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] G o r e e J. Phys. Rev. Lett., **69**, 277 (1992).
- [2] Швейгерт В. А., Швейгерт И. В., Беданов В. М. и др. ЖЭТФ, **115**, 877 (1999).
- [3] Зобнин А. В., Нефедов А. П., Синельщиков В. А., Фортов В. Е. ЖЭТФ, **118**, 554 (2000).
- [4] L a m p r e M., G a v r i s h c h a k a V., G a n d u l i G., and J o u s e G. Phys. Rev. Lett., **86**, 5278 (2001).
- [5] Вустренко Т., Загородню А. Phys. Lett., **A299**, 383 (2002).
- [6] Майоров С. А. Физика плазмы, **24**, N 7 (2005) (в печати).
- [7] Майоров С. А. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 8, 37 (2004); Письма в ЖЭТФ, (2005), в печати.
- [8] L a f r a m b o i s e J. G. and P a r k e r L. W. Phys. Fluids, **16**, 629 (1973).
- [9] Фортов В. Е., Храпак А. Г., Храпак С. А. и др. УФН, **174**, 495 (2004).
- [10] Игнатов А. М. Физика плазмы, **28**, N 10, 919 (2002).

Институт общей физики  
им. А.М. Прохорова РАН

Поступила в редакцию 12 октября 2004 г.