

УДК 533.9

ПРИТЯЖЕНИЕ ОДНОИМЕННО ЗАРЯЖЕННЫХ ПЫЛИНОК В ПЛАЗМЕ

А. М. Игнатов

Показано, что одноименно заряженные пылевые частицы в плазме на достаточно больших расстояниях притягиваются. Приведены оценки характерных величин.

В последнее время большое внимание уделяется исследованию свойств плазмы, содержащей некоторое количество пыли. Подобная плазма весьма распространена – помимо того, что она встречается в космосе, практически в любом газоразрядном устройстве распыление электродов приводит к переносу в объем плазмы инородных частиц. В пылевой плазме обнаружено много разнообразных эффектов, и наиболее интересными и необычными являются формирование пылевых кластеров и кристаллизация пыли.

Неизвестно, может ли пылевой кристалл существовать при нулевом внешнем давлении – любые лабораторные эксперименты ограничены внешними стенками. Для формирования кластера или кристалла в отсутствие внешнего давления, то есть имеющего свободную границу, необходимо, но не достаточно, чтобы межчастичное взаимодействие на каких-то расстояниях было притягивающим. Отметим, что часто упоминаемая модель вигнеровского кристалла, состоящего из зарядов одного знака на нейтрализующем фоне, приводит к кристаллизации только в ограниченном объеме или при постоянной плотности, поддерживаемой каким-либо другим способом.

Отдельно взятая пылинка в плазме фактически представляет собой плавающий ленгмюровский зонд с отрицательным электрическим зарядом, то есть, на первый взгляд, пылинки всегда друг от друга отталкиваются. Учет влияния других пылинок на зарядку некоторой выделенной не влияет, по крайней мере качественно, на характер взаимодействия – все заряды по-прежнему имеют один знак. В принципе, на малых расстояниях притяжение одноименных пробных зарядов в изотропной плазме может обеспечить сильно нелинейная дебаевская экранировка. Так, если посередине между двумя одноименными зарядами в вакууме, которые, естественно, отталкиваются, поместить третий той же величины, но противоположного знака, то полученный

трехчастичный комплекс оказывается связанным в том смысле, что его энергия взаимодействия отрицательна. Этот пример можно рассматривать как предельный случай дебаевской экранировки, где роль третьей частицы играют частицы плазмы.

В настоящей заметке обсуждается процесс, который может обеспечить притяжение одноименных зарядов, но на расстоянии много большем дебаевского радиуса, когда электрическим взаимодействием можно пренебречь. Прежде чем приступить к описанию механизма притяжения и оценке его величины, необходимо вспомнить, почему пылинки оказываются заряженными. Обычно считается, что любая заряженная частица плазмы, сталкивающаяся с пылинкой, ею поглощается и тем самым передает некоторый заряд. Если по отношению к потенциалу плазмы потенциал пылинки составляет ϕ_0 , то, как хорошо известно из простейшей теории ленгмюровского зонда, плотность электронного тока равна

$$j_e = -en_0 \sqrt{\frac{T_e}{2\pi m}} \exp\left(\frac{e\phi_0}{T_e}\right), \quad (1)$$

где n_0 – равновесная плотность плазмы, e – абсолютная величина заряда электрона, а все прочие обозначения стандартны. Поскольку ионы притягиваются к пылинке, для них функция распределения оказывается более сложной, однако если характерный размер пылинки a мал по сравнению с дебаевским радиусом λ_D , что и будет в дальнейшем предполагаться, то по порядку величины плотность ионного тока равна

$$j_i = en_0 \sqrt{\frac{T_i}{2\pi M}} \left(1 - \frac{e\phi_0}{T_i}\right). \quad (2)$$

Стационарная величина потенциала обычно определяется из условия равенства нулю полного электрического тока. Существенно, что установление стационарного значения потенциала в данном случае отнюдь не означает переход к термодинамическому равновесию – хотя электрический ток отсутствует, поток каждого сорта частиц по отдельности нулю не равен, и происходит перенос вещества и энергии из объема плазмы на пылинку. В этой ситуации говорить о стационарном состоянии можно, только если есть какой-то внешний источник плазмы или на временах, меньших характерного времени изменения плотности.

Для определенности рассмотрим пылинку сферической формы, тогда плотности токов каждого компонента плазмы по абсолютной величине равны друг другу и, в свою очередь, $|j_r(r)| = (a_1^2/r^2)|j^0|$, где a_1 – радиус пылинки, расстояние r отсчитывается от центра сферы, а плотности токов на пылинке j^0 определяются одним из выражений (1),

(2). Поскольку на достаточно большом расстоянии среда квазинейтральна, направленная к центру скорость потока плазмы имеет вид

$$u(r) = \frac{a_1^2 |j^0|}{r^2 e n_0}. \quad (3)$$

Если величина $e\phi_0/T$ не слишком велика, то, как следует из уравнения (2), в качестве разумной оценки можно принять, что по порядку величины $u(r) = (a_1^2/r^2)V_{T_i}$, где V_{T_i} — тепловая скорость ионов.

На любой объект, находящийся в потоке плазмы, действует сила увлечения, которая в данном случае направлена в сторону пылинки. Естественно предположить, что эта сила пропорциональна скорости, и, таким образом, возникающая эффективная сила притяжения пропорциональна $1/r^2$. В частности, притягиваемым объектом может быть и другая пылинка¹. Поскольку кулоновское отталкивание одноименно заряженных пылинок экранируется, а рассматриваемое кинетическое притяжение нет, на больших расстояниях полное эффективное взаимодействие должно быть притягивающим.

Сила увлечения, действующая на пылинку в потоке плазмы, была вычислена в работе [1], где рассматривались два процесса: столкновение ионов с пылинкой и их рассеяние на экранированном кулоновском потенциале. При достаточно малой скорости потока u_0 ($u_0 \ll V_{T_i}$) первый процесс оказывается более существенным и по порядку величины сила увлечения равна $n_0 V_{T_i} M u_0 \pi a_2^2$, где a_2 — радиус второй пылинки. Если расстояние между пылинками велико ($a_{1,2} \ll r$), то сферической сходимостью потока можно пренебречь и отождествить u_0 с $u(r)$ (3). Таким образом, в пренебрежении всеми коэффициентами порядка единицы силу, действующую со стороны первой пылинки на вторую, можно записать в виде

$$F = -\frac{Q_1 Q_2}{r^2}, \quad (4)$$

где введенные эффективные заряды (или гравитационные массы) равны $Q_{1,2} = |q_{1,2}| a_{1,2} / \lambda_D$, а настоящие электрические заряды пылинок примерно равны $q_{1,2} = -a_{1,2} T / e$.

Зависимость силы от расстояния в выражении (4) определяется только уравнением непрерывности и поэтому не может изменяться за счет каких-либо других процессов. Из

¹Легко проверить экспериментально, что два пылесоса при определенной их ориентации притягиваются.

сравнения (4) с экранированной силой электрического взаимодействия зарядов следует, что на расстоянии порядка $r \simeq \ln(\lambda_D/a)$ полное эффективное взаимодействие становится притягивающим. Следует отметить, что хотя выражение (2) приведено для случая $a \ll \lambda_D$, в противоположном пределе порядок величины ионного тока не изменяется, и приведенные выше оценки по-прежнему применимы.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Barnes M. S., Keller J. H., O'Neil J. A., Coultas D. H., Phys. Rev. Lett., **68**, 313 (1992).

Поступила в редакцию 16 января 1995 г.