

01;03;04;10

## **Рекомбинация ионов на пылинках в плазме плотного газа, возбуждаемого жестким ионизатором**

© С.И. Яковленко

Институт общей физики РАН, Москва

Поступило в Редакцию 27 июня 2000 г.

Предложена теоретическая модель, описывающая основные кинетические механизмы в пылевой плазме, образованной за счет объемной ионизации плотного газа жестким источником. Получено выражение для распределения плотности ионов вокруг заряженной пылинки. Показано, что ионы плазмы рекомбинируют с заряженными пылинками в соответствии с механизмом Ланжевена. Получено условие, при котором пылинки несут весь отрицательный заряд плазмы, компенсируемый зарядом ионных облаков. Указан новый критерий проявления коллективных свойств в пылевой плазме.

### **1. Введение**

В недавней работе [1] наблюдались коллективные явления в пылевой плазме, образованной за счет ионизации плотного газа ядерными осколками. Данная работа посвящена рассмотрению рекомбинации ионов на пылинках и условий проявления коллективных эффектов в такой плазме. О теории термоэмиссионной плазмы см. работы [2–5].

Обсуждается следующая картина явлений. Жесткий ионизатор [6] (т.е. электронный или ионный пучок, или осколки ядерных реакций) ионизует плотный газ, в котором находится во взвешенном состоянии пыль. В образовавшейся плазме пылинки заряжаются отрицательно за счет разной средней скорости ионов и электронов. Если плотность пылинок достаточно велика, то при специально подобранной частоте ионизации электроны и ионы рекомбинируют в основном на пылинках. Механизм рекомбинации определяется диффузией и дрейфом ионов в поле заряда пылинки.

Как показано в [4], при взаимодействии заряженных центров, окруженных облаками зарядов другого знака, за счет поляризационных сил возникает их притяжение. Это и обуславливает коллективные явления.

## 2. Рекомбинация ионов и распределение зарядов вокруг пылинки

**Основные уравнения.** Рассмотрим сначала процесс нейтрализации ионов на пылинке с заданным зарядом  $eZ_p$ , где  $e$  — модуль заряда электронов. Будем исходить из того, что ионы, образующиеся в объеме за счет внешней жесткой ионизации, диффундируют за счет столкновений с нейтралами и дрейфуют по направлению к пылинке за счет электрического поля, создаваемого зарядом пылинки. Поле пылинки может частично экранироваться зарядом ионов, дрейфующих к пылинке. Эти процессы описываются уравнением переноса импульса ионов, уравнением непрерывности и уравнением Пуассона. Соответственно исходная система уравнений имеет вид [6,7]:

$$\mathbf{u}_i = eb_i\mathbf{E} - (D/N_i) \cdot \text{grad}(N_i); \quad \text{div}(N_i\mathbf{u}_i) = G; \quad \text{div}(\mathbf{E}) = 4\pi eN_i. \quad (1)$$

Здесь  $\mathbf{u}_i$  — средняя скорость ионов;  $b_i$  — подвижность ионов;  $D$  — коэффициент диффузии (при этом  $D = b_iT$ , где  $T$  — температура газа);  $N_i$  — плотность ионов;  $\mathbf{E}$  — напряженность электрического поля;  $G$  — частота ионизации газа в единице объема внешним жестким источником.

Будем считать пылинку шаром радиуса  $r_0$ . Выбирая  $r_0$  в качестве единицы длины, перейдя к сферическим координатам и рассматривая вместо радиальной напряженности поля  $E(r)$  полный электрический заряд  $E(r)r^2$  внутри сферы радиуса  $r$ , получаем следующие безразмерные уравнения для плотности электронов и полного заряда, находящегося внутри сферы:

$$\frac{dn_i(x)}{dx} = -\frac{n_i(x) \cdot z(x)}{x^2} + g\frac{1 - n_p x^3}{x^2}; \quad \frac{dz(x)}{dx} = -d \cdot n_i(x) \cdot x^2. \quad (2)$$

Здесь  $n_i(x) = N_i(r)r_0^3$  — безразмерная плотность ионов;  $x = r/r_0$  — радиальная координата, измеренная в единицах  $r_0$ ;  $z(x) = (er_0/T) \cdot E(r) \cdot r^2$  — безразмерный заряд внутри сферы радиуса  $r$ ;  $g = (Gr_0^2/4\pi b_iT)$  — безразмерная средняя плотность ионизации;

$n_p = (4\pi/3) \cdot N_p \cdot r_0^3$  — безразмерная средняя плотность пылевых частиц,  $N_p$  — плотность пылинок;  $d = (4\pi e^2/Tr_0)$  — отношение кулоновского прицельного параметра к радиусу пылинки.

Граничное условие для плотности ионов определим из того, что ион, попавший на пылинку, пропадает. Приравнивая поток ионов на поверхность пылинок  $4\pi r_0^2 \cdot N_i(r_0) \cdot u_i$  к частоте ионизаций в единице объема  $G$ , получаем условие для плотности ионов на поверхности сферы:

$$n_i(x=1) \equiv n_{i0} = Gr_0(4\pi u_i), \quad (3)$$

где  $m_i$  — масса иона;  $u_i = (T/4\pi m_i)^{1/2}$  — средняя проекция скорости ионов на ось, перпендикулярную поверхности стенки при максвелловском распределении.

Граничное условие для безразмерного заряда имеет вид:

$$z(x=1) \equiv z_0 = Z_p(e^2/r_0T). \quad (4)$$

**Приближенное решение.** Учтем, что радиус пылинок много меньше расстояния между ними, так что  $n_p \ll 1$ . Кроме того, заряд пылинки  $eZ_p$  будем считать достаточно большим, чтобы можно было пренебречь его экранировкой на расстояниях порядка  $r_0$  и положить  $z(x) \approx z_0$  (условия см. ниже). Тогда удастся получить решение уравнения диффузии в аналитическом виде:

$$n_i(x) = \frac{g}{z_0} \left\{ 1 - \left( 1 - \frac{n_{i0}z_0}{g} \right) \exp \left[ -z_0 \cdot \left( 1 - \frac{1}{x} \right) \right] \right\}. \quad (5)$$

Это решение соответствует скорости рекомбинации ионов по Ланжевону [8,9]. Действительно, при  $x \rightarrow \infty$ , в случае достаточно больших  $z_0$ , когда

$$(1 - n_{i0}z_0/g) \exp(-z_0) \ll 1, \quad (6)$$

имеем  $n_i(\infty) = g/z_0$  или

$$G = (4\pi Z_p e^2 b_i) \cdot N_i(\infty). \quad (7)$$

Иначе говоря, число образываемых в единице объема ионов равно числу ионов, прорекомбинировавших на пылевых частицах, при этом величина  $\alpha_L \equiv 4\pi Z_p e^2 b_i$  есть известный коэффициент рекомбинации Ланжевона [8,9].

Отметим, что величина  $n_{i0}z_0/g = 4\pi Z_p e^2 b_i / (4\pi r_0^2 u_i)$ , фигурирующая в выражении для  $n_i(x)$ , есть отношение коэффициента рекомбинации по Ланжевону к тому коэффициенту рекомбинации, который определялся бы потоком ионов на поверхность шара, если бы плотность ионов не зависела от расстояния до пылинки. При этом как в случае, когда преобладает ланжевеновский коэффициент рекомбинации  $n_{i0}z_0/g \gg 1$ , так и в противоположном предельном случае, когда  $n_{i0}z_0/g \ll 1$ , результирующий рекомбинационный поток  $G = \alpha_L \cdot N_i(\infty)$  определяется именно ланжевеновским механизмом. В этих предельных случаях отличается лишь отношение плотности ионов на сфере и на периферии:  $n_{i0}/n_i(\infty) = n_{i0}z_0/g$ .

Использованное выше условие (6) выполняется при больших  $z_0 = Z_p(e^2/r_0T)$ , т.е. либо за счет малых  $r_0$ , как это имеет место при обычной ион-ионной рекомбинации по Ланжевону, либо при больших  $z_p$ , как это имеет место здесь при рассмотрении пылинок.

### 3. Ионизационно-рекомбинационный баланс

**Заряжение пылинок.** Обратимся теперь к рассмотрению характеристик пылевой плазмы. Отрицательный заряд на поверхности пылинок может возникать за счет разной средней скорости электронов и ионов. Этот эффект хорошо известен в физической электронике (см., например, [10, с. 43]). Приравнивая поток ионов  $N_i u_i$  к потоку электронов  $N_e u_e \exp(-e\varphi/T_e)$  на поверхность пылинки при максвелловском распределении скоростей имеем:

$$\varphi_0 = (T_e/2e) \cdot \ln(N_i m_i T / N_e m_e T_e) \approx \ln(m_i/m_e).$$

Здесь  $\varphi_0$  — потенциал пылинки;  $u_i = (T/4\pi m_i)^{1/2}$ ,  $u_e = (T_e/4\pi m_e)^{1/2}$  — средние проекции скорости ионов и электронов на ось, перпендикулярную поверхности стенки;  $T_e, T$  — электронная и газовая температуры. Из значения потенциала пылинки следует ее заряд:

$$Z_p = r_0 \varphi_0 / e = (r_0 T_e / 2e^2) \cdot \ln(N_i m_i T / N_e m_e T_e). \quad (8)$$

Эта оценка неплохо работает в газоразрядной плазме, однако в плазме, накачиваемой жестким ионизатором, она может давать существенную погрешность (см. ниже).

**Кинетика зарядового состава.** Плотность ионов  $N_i = N(\infty)$  и электронов  $N_e$  плазмы описывается уравнением баланса и условием квазилинейности. В рассматриваемых условиях они имеют вид:

$$dN_i/dt = G - \alpha_d \cdot N_i N_e - \alpha_L \cdot N_i \cdot N_p, \quad N_e = N_i - Z_p N_p.$$

Здесь  $\alpha_d$  — коэффициент диссоциативной рекомбинации;  $\alpha_L$  — коэффициент рекомбинации по Ланжевону, как и выше. Эта простая модель обычно применима для плотного идеального газа.

В квазистационарных условиях ( $dN_i/dt = 0$ ), решая квадратное уравнение, можно представить отношение плотности ионов  $N_i$  к плотности заряда на пылинках  $Z_p N_p$  в виде:

$$\beta \equiv \frac{N_i}{Z_p N_p} = \sqrt{\left(\frac{a-1}{2}\right)^2 + a\tilde{g}} - \frac{a-1}{2} \\ = \begin{cases} a\tilde{g}/(a-1), & 4a\tilde{g}/(a-1) \ll 1, \\ \sqrt{a\tilde{g}}, & 4a\tilde{g}/(a-1) \gg 1. \end{cases} \quad (9)$$

Здесь  $a = \alpha_L/(Z_p \alpha_d)$  — параметр, характеризующий отношение скоростей ланжевеновской и диссоциативной рекомбинации (при  $a \gg 1$  преобладает рекомбинация на пылинках);  $\tilde{g} = G/(\alpha_L Z_p N_p)$  — приведенная частота внешней ионизации.

Отметим важное обстоятельство. При частотах ионизации, удовлетворяющих условию  $\tilde{g} = 1$  или

$$G = \alpha_L Z_p \cdot N_p, \quad (10)$$

весь отрицательный заряд сосредоточен на пылинках ( $N_e = 0$ ,  $N_i = Z_p N_p$ ), а в плазме содержатся лишь положительные ионы.

#### 4. Эксперименты с ядерно-возбуждаемой пылевой плазмой

**Экспериментальные результаты.** Применим изложенную выше теорию к рассмотрению характеристик пылевой плазмы в экспериментах, где пылевая плазма возбуждалась осколками ядерных реакций [1]. В одном случае плазма возбуждалась осколками деления калифорния-252,

в другом — бета-распадами церия-141. Будем ориентироваться на опыты с радиоактивным церием.

Использовались пылинки  $\text{CeO}_2$  со средним радиусом  $r_0 = 0.5 \mu\text{m}$ . Для того чтобы компенсировать гравитационную силу, прикладывалось внешнее электрическое поле напряженностью  $10 \text{ V/cm}$ . Наблюдались обширные зоны с частицами, левитирующими в течение нескольких минут и имеющими ближний порядок в пространственной структуре.

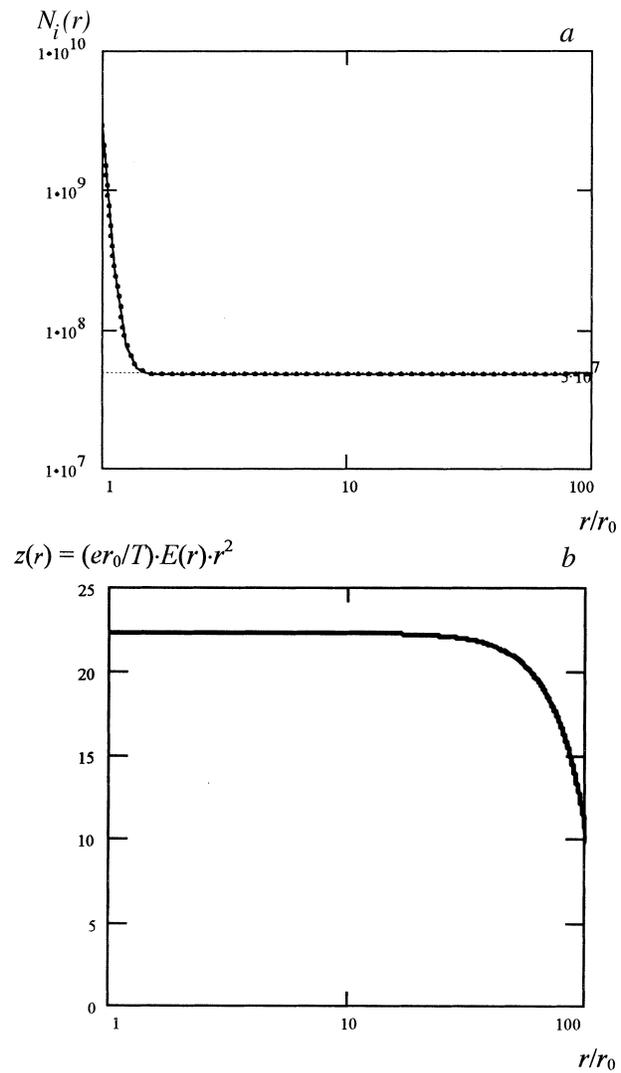
Согласно измерениям по оцифрованному видеоизображению структур, плотность пылинок в плоскости толщиной  $150 \mu\text{m}$  составляет  $10^{-7} \mu\text{m}^{-2}$ . Соответственно объемная плотность пылинок  $N_p \sim 6 \cdot 10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Средний заряд пылинок, измеренный из баланса силы гравитации и электрической силы, составлял величину  $Z_p \approx 400$ . При этом плотность заряда пылинок в единице объема составляет  $Z_p N_p \sim 2.4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Плотность ионов, определенная по току между электродами и известным скоростям дрейфа, составила величину  $N_i \sim 10^8 \text{ cm}^{-3}$ .

**О заряде пылинки.** Если использовать формулу (8) и положить температуру электронов, равной комнатной  $T_e = T \approx 300 \text{ K} = 0.026 \text{ eV}$ , получим  $Z_p \approx 100$ . Это в 4 раза меньше экспериментально измеренной величины  $Z_p \approx 400$ . По-видимому, дело в том, что родившиеся в результате жесткой ионизации вторичные электроны не успевают охладиться до комнатной температуры. О функции распределения электронов при жесткой ионизации см., например, [6]. Действительно, если оценить длину пробега, на которой электрон охлаждается до комнатной температуры за счет упругих столкновений  $l_T \sim (10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot 3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3} \cdot 2m_i/m_e)^{-1}$ , то она оказывается много больше расстояния между пылинками  $l_T \sim 10 \text{ cm} \sim 350N_i$ . Разумеется, в молекулярном газе охлаждение электронов за счет возбуждения колебательных и вращательных степеней свободы преобладает примерно на порядок по сравнению с охлаждением за счет упругих столкновений. Тем не менее ясно, что средняя энергия электронов может в несколько раз превышать комнатную температуру.

**Средняя плотность ионов.** В обсуждаемых экспериментах радиоактивный источник обеспечивал  $\sim 10^9$  актов  $\beta$ -распада в секунду в объеме  $20 \text{ cm}^3$ . Полагая, что на каждый акт  $\beta$ -распада выделяется энергия  $E_f = 138 \text{ eV}$ , для частоты ионизации в единице объема получаем оценку:

$$G \sim (10^9 \text{ s}^{-1} / 20 \text{ cm}^3) \cdot (E_f / E_{pr}) \cdot N_p \sim 3 \cdot 10^6 \text{ s} \cdot N_p \sim 2 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}.$$

Здесь  $E_{pr} = 36 \text{ eV}$  — энергия рождения пары ионов в воздухе.



Зависимость плотности ионов (*a*) и приведенного суммарного заряда внутри сферы (*b*) от расстояния до пылинки. *a*: сплошная кривая — численный расчет. Пунктир — формула (5).  $r_0 = 0.5 \mu\text{m}$ ;  $z_0 = Z_p(e^2/r_0T) = 22.3$ .

Для коэффициента рекомбинации ионов на пылинках имеем  $\alpha_L = 4\pi Z_p e^2 b_i \sim 0.064 \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ . Здесь для подвижности ионов использованы соотношения:  $b_i = 2/(m_i N \cdot k_{ia})$ , где  $k_{ia} = (4/3) \cdot 4 \times 10^{-16} \text{ cm}^2 \cdot (8T/\pi \cdot m_i)^{1/2} \sim 2.5 \cdot 10^{-11} \text{ cm}^3/\text{s}$  — скорость столкновений ионов с молекулами воздуха. Молекулы считаются твердыми шариками с сечением  $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^2$ .

При таком значении подвижности ионов накачка  $\alpha_L \cdot Z_p \times N_p \sim 10^{11} \text{ s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$  (см. (10)), соответствующая преобладанию отрицательного заряда на пылинках (малому содержанию отрицательных ионов в плазме) по порядку величины совпадает с той, которая имела место в экспериментах.

Плотность ионов оценим, полагая для коэффициента диссоциативной рекомбинации  $\alpha_d \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s}$ . При этом существенно преобладает рекомбинация на пылинках  $a = \alpha_L/(Z_p \alpha_d) \sim 530$ , а плотность ионов, согласно (9), всего в  $\beta = 2$  раза превосходит плотность заряда пылинок в единице объема  $Z_p N_p \sim 2.4 \cdot 10^7 \text{ cm}^{-3}$ . Соответственно для плотности ионов имеем  $N_i \sim 0.5 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-3}$ . Это также согласуется с результатами экспериментов.

**Распределение заряда вокруг пылинки.** Были произведены расчеты плотности ионов и распределения заряда вокруг пылинки на основе численного решения уравнений (2) с граничными условиями (3), (4). Расчеты плотности (см. рисунок, *a*) хорошо согласуются с приближенным решением (5). Это связано с тем, что экранировка заряда (см. рисунок, *b*) становится существенной лишь на больших расстояниях, соответствующих половине среднего расстояния между пылинками (до которого велось численное интегрирование). Средняя по радиусу плотность ионов совпадает с тем значением, которое дает формула (9).

## 5. Заключение

Итак, предложенная теория пылевой плазмы, накачиваемой жестким ионизатором, находится в хорошем соответствии с экспериментальными данными. Более того, она позволяет указать одну из основных причин проявления коллективных свойств в пылевой плазме. Для проявления коллективных явлений необходимо, чтобы существенная доля зарядов одного знака находилась на пылинках. Тогда заряды другого знака образуют вокруг пылинок электронные облака, обуславливающие силы

притяжения между пылинками [4]. В термоэмиссионной пылевой плазме пылинки несут положительный заряд, компенсируемый термоэмиссионными электронами [3–5]. В пылевой плазме, накачиваемой жестким ионизатором, необходим специальный подбор плотности пылинок и частоты ионизации (10), чтобы эти условия реализовались. Аналогичное требование (чтобы основной заряд несли пылинки) необходимо, по видимому, и для проявления коллективных свойств в газоразрядной пылевой плазме.

## Список литературы

- [1] Фортос В.Е., Владимиров В.И., Депутатова Л.В., Молотков В.И., Нефедов А.П., Рыков В.А., Торчинский В.М., Худяков А.В. // ДАН. 1999. Т. 336. № 2. С. 184–187.
- [2] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // ЖТФ. 1999. Т. 69. В. 1. С. 53–57.
- [3] Ткачев А.Н., Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 1. С. 52–55.
- [4] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 1999. Т. 25. В. 16. С. 83–89.
- [5] Яковленко С.И. // Письма в ЖТФ. 2000. Т. 26. В. 8. С. 47–55.
- [6] Гудзенко Л.И., Яковленко С.И. Плазменные лазеры. М.: Атомиздат, 1978. 256 с.
- [7] Брагинский С.И. // Вопросы теории плазмы. В. 1 / Под ред. М.А. Леонтовича. М.: Госатомиздат, 1963. С. 183–234.
- [8] Хастед Дж. Физика атомных столкновений. М.: Мир, 1965. 710 с.
- [9] Мак-Даниель И. Процессы столкновений в ионизованных газах. М.: Мир, 1967. 832 с.
- [10] Грановский В.Л. Электрический ток в газе. Т. 1. М.: ГИТТЛ, 1952. 432 с.