

## Фотозарядка пыли в условиях протопланетных дисков

Т. И. Морозова,<sup>1,\*</sup> И. А. Кузнецов<sup>1,†</sup>

<sup>1</sup>Институт космических исследований РАН

Россия, 117997, Москва, ул. Профсоюзная, д. 84/32

(Поступила в редакцию 27.10.2022; после доработки 01.12.2022; принята к публикации 14.12.2022)

Рассмотрен процесс ионизации–рекомбинации газа и зарядки частиц пыли под действием рентгеновского излучения в условиях космической плазмы. Найдены условия когда в результате воздействия излучения, частицы пыли в протопланетном диске могут приобретать положительный заряд даже при низкой ионизации газа.

PACS: 52.27.Lw, 52.65.-y. УДК: 533.9.

Ключевые слова: протопланетные диски, пылевые частицы, разрушение пыли, кулоновский взрыв, зарядка пылевых частиц.

DOI: [10.55959/MSU0579-9392.78.2330802](https://doi.org/10.55959/MSU0579-9392.78.2330802)

### ВВЕДЕНИЕ

Пылевая плазма встречается повсеместно в таких космических системах, как ионосфера Земли [1, 2], приповерхностный слой Луны и других безатмосферных тел (спутников и астероидов) [3, 4], кольца Сатурна [5], хвосты комет [4] и метеороидов [6], астрофизические системы (остатки сверхновых, активные ядра галактик, протопланетные диски) [7–9]. Одним из наиболее интересных процессов, происходящих в условиях газопылевой плазмы, является разрушение частиц пыли кулоновским взрывом в результате приобретения ими аномально высокого положительного заряда. Это может реализоваться в условиях сильного облучения среды высокоэнергичным излучением от какого-либо источника [10]. Такие процессы происходят как в лабораторных условиях, так и в космической плазме. Наиболее интересными природными объектами, в которых потенциально могут возникнуть условия для кулоновского взрыва, являются окрестности активных ядер галактик и внешние области протопланетных дисков [11, 12]. Отметим, что обычно частицы пыли в плазме приобретают отрицательный заряд за счет большей подвижности электронов. Однако при наличии мощного источника излучения ситуация меняется, так как за счет фотоэффекта частицы пыли начинают эффективно терять электроны.

Считается, что частицы пыли в протопланетных дисках имеют пористую структуру и характерные размеры в несколько микрон с включениями мелких частиц размером  $r_d \sim 10 - 150$  нм [13, 14]. Мелкие пылевые частицы могут иметь однородную кристаллическую структуру или представлять собой железное или силикатное ядро, покрытое углеродной и ледяной оболочками. При-

чем ядро имеет размеры порядка 0.05 мкм, а ледяная оболочка 0.1 мкм [4]. При аккреции межзвездной пыли в протооблаке происходит слипание частиц, изначально покрытых ледяными оболочками. Когда они подходят ближе к звезде, чем линии льда, то ледяные оболочки испаряются и образуются субмикронные частицы (ядра). Однако в дальнейшем при аккреции вещества силикатные и графитовые частицы также могут слипаться и образовывать фракталы. При этом фрактальная размерность таких агрегатов довольно мала и может быть ниже 2 [15]. Такая структура определяет довольно низкую прочность образующихся частиц пыли [16]. Именно для них стоит ожидать наиболее сильного влияния процессов зарядки на их динамику.

Стандартная для протопланетных дисков ситуация, в которой заряд пылинок определяется балансом токов электронов и ионов, была рассмотрена в работе [17]. В данной работе результаты [17] расширены с учетом влияния фототока на заряд пылевых частиц. На основе полученной теории выведены условия, при которых фототок, действующий на пылинки, сильно влияет на их заряды.

### 1. ЗАРЯДКА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ

Рассмотрим реакции ионизации–рекомбинации в газопылевой среде, состоящей из электронов, ионов, нейтральных атомов и частиц пыли. В частности, разберем ситуацию, когда основным процессом, приводящим к ионизации газа и зарядке пылевых частиц, является взаимодействие с высокоэнергичным излучением от некоторого источника. Мы предполагаем, что ионы и электроны быстро термализуются и имеют одинаковую температуру (справедливость этого предположения детально обсуждается в [17]). Ионы рекомбинируют со свободными электронами в газовой фазе. Обозначим коэффициент скорости ионной рекомбинации через  $\beta$ . Кроме

\* E-mail: [timoroz@yandex.ru](mailto:timoroz@yandex.ru)

† E-mail: [kia@iki.rssi.ru](mailto:kia@iki.rssi.ru)

того, ионы и свободные электроны сталкиваются с пылинками и адсорбируются на их поверхности. Обозначим сечение столкновения пылинки и иона (электрона) как  $\sigma_{di(de)}$  соответственно. Эти сечения обычно включают эффект электростатического взаимодействия, а также вероятность прилипания заряженной частицы к пылинке. Каждая пылевая частица может иметь отличающуюся внутреннюю структуру и заряд  $Z$  от другой. Представим набор параметров, описывающих структуру пылинки (например, массу, радиус), как  $I = I_1, I_2, \dots$ . В этом разделе мы предполагаем, что указанные реакции протекают быстрее, чем взаимное столкновение пылевых частиц, и трактуем их как постоянные параметры.

Обозначим концентрации ионов, свободных электронов и пылевых агрегатов как  $n_i, n_e$  и  $n_d(I, Z)$  соответственно. Тогда кинетические уравнения выглядят следующим образом. Уравнение баланса для ионов описывает ионизацию нейтрального газа, рекомбинацию ионов на пылинках и электрон-ионную рекомбинацию [5]:

$$\dot{n}_i = \zeta n_g - u_i n_i \int dI \sum_Z \sigma_{di}(I, Z) n_d(I, Z) - \beta n_i n_e; \quad (1)$$

здесь  $u_i$  — средняя тепловая скорость ионов,  $n_g$  — плотность нейтральных частиц газа,  $\zeta$  — коэффициент ионизации.

В уравнении баланса электронов добавлен член  $\varpi n_d$ , соответствующий темпу зарядки пылинок от излучения:

$$\dot{n}_e = \zeta n_g - u_e n_e \int dI \sum_Z \sigma_{de}(I, Z) n_d(I, Z) - \beta n_e n_i + \varpi n_d. \quad (2)$$

Темп зарядки выражается следующим образом через спектральную плотность потока фотонов  $j_{ph}$  [6]:

$$\varpi = \pi a_d^2 \int_{\omega_R + e^2 Z_d / (\hbar a_d)}^{\infty} \lambda_{\omega} j_{ph} d\omega, \quad (3)$$

где  $\lambda_{\omega}$  — коэффициент, характеризующий вероятность выбить электрон фотоном с поверхности пылевой частицы,  $a_d$  — радиус пылинки,  $\hbar \omega_R$  — работа выхода. Нижний предел интегрирования в формуле для фототока написан из соображений о красной границе фотоэффекта. В рассматриваемом случае заряженной частицы фотоэффект будет осуществляться, когда энергия фотона превосходит сумму работы выхода и электростатического потенциала. Всюду в расчетах в данной работе принята для определенности  $\hbar \omega_R = 8 \text{ эВ}$ , что соответствует силикатным частицам. В общем случае в коэффициент  $\lambda_{\omega}$  необходимо включать как электроны, возникшие в результате первичной и вторичной (внутри пылевой частицы) фотоэмиссии, так и электроны, возникшие из-за оже-эффекта ([18]). Результирующая зависимость от частоты и размера частицы при этом оказывается весьма сложна и не до

конца изучена. В этой работе для расчетов использовалось выражение, представленное в [12].

Для согласованности необходимо также добавить уравнение электронейтральности

$$n_i - n_e + \int dI \sum_Z Z n_d(I, Z) = 0. \quad (4)$$

Найдем стационарное решение  $\dot{n}_{i,e,d} = 0$  полученных уравнений. Для этого сначала введем полную плотность частиц пыли:

$$n_d = \sum_Z \int n_d(I, Z) dI$$

и средние величины сечений рассеяния:

$$\langle \sigma_{de(di)} \rangle = \frac{1}{n_d} \sum_Z \int n_d(I, Z) \sigma_{de(di)}(I, Z) dI.$$

Тогда формальное решение выглядит следующим образом:

$$n_e = \frac{1}{2 \langle \sigma_{de} \rangle u_e} \left( \frac{n_d}{\Lambda} - \varpi \right) \times \left[ -1 + \sqrt{1 + \frac{4\Lambda(\zeta n_g + \varpi n_d)}{(n_d - \varpi \Lambda)^2}} \right], \quad (5)$$

$$n_i = \frac{1}{2 \langle \sigma_{di} \rangle u_i} \left( \frac{n_d}{\Lambda} + \varpi \right) \times \left[ -1 + \sqrt{1 + \frac{4\Lambda \zeta n_g}{(n_d + \varpi \Lambda)^2}} \right], \quad (6)$$

где

$$\Lambda = \frac{\beta}{u_e u_i \langle \sigma_{de} \rangle \langle \sigma_{di} \rangle}.$$

Наиболее интересный для космической плазмы случай, когда  $\Lambda \rightarrow 0$ , т.е. электрон-ионная рекомбинация очень слаба, тогда

$$n_e \approx \frac{\zeta n_g}{\langle \sigma_{de} \rangle u_e n_d} \left( 1 + \frac{\varpi n_d}{\zeta n_g} \right),$$

$$n_i \approx \frac{\zeta n_g}{\langle \sigma_{di} \rangle u_i n_d}.$$

Отсюда получаем условие, когда ионизация пыли излучением существенно влияет на число электронов в плазме:

$$\frac{\varpi n_d}{\zeta n_g} \gtrsim 1.$$

Это условие соответствует тому, что в стационарном случае ток электронов на пылинку уравновешивается фототоком.

Вообще такое условие выполнимо в нескольких случаях. Первый случай, когда нейтрального газа в среде мало и основная масса сосредоточена

в пылевых частицах. Такой случай довольно обычен для условий лабораторной плазмы и исследован, например, в [6]. Другой случай, когда интенсивность излучения настолько велика, что весь газ полностью ионизован. Здесь также  $n_g \rightarrow 0$  и пылевые частицы могут приобретать экстремальные положительные заряды. Такая ситуация может быть характерна для окрестностей АЯГ [19] и в верхних слоях атмосфер протопланетных дисков [11].

Заметим, что из-за того, что химический состав газа и пыли заметно различается, сечение рассеяния фотонов на пыли (в расчете на один атом) может заметно превосходить сечение рассеяния на частицах нейтрального газа. Отношение концентрации пылинок и частиц нейтрального газа можно оценить как  $n_d/n_g \sim f_d(a_d/a_0)^D$ , где  $f_d$  – массовая доля пыли, для условий протопланетных дисков принято считать, что  $f_d \approx 0.01 - 0.02$ ,  $a_d$  – типичный радиус пылинки, варьируемый от 0.01 мкм до нескольких микрон,  $a_0 \sim 10^{-10}$  м – типичный размер газовых частиц,  $D$  – фрактальная размерность пылинки, характеризующая степень ее наполненности частицами. Для плотных твердых частиц  $D = 3$ , для рыхлых частиц  $D = 1.9$  [4]. Отношение  $\varpi/\zeta$  сильно зависит от спектрального состава излучения и от химического состава частиц [19, 20]. Для графитных и силикатных частиц, водородно-гелиевой газовой смеси (где доля гелия составляет 8%) и излучения с  $T = 3 - 10$  кэВ такое отношение находится в пределах  $\varpi/\zeta \sim 10 - 10^4 (a_d/a_0)^2$ . При этом условие важности ионизации излучением в таких условиях можно записать в виде:

$$\frac{\varpi n_d}{\zeta n_g} \sim 0.1 - 100 \left( \frac{a_d}{a_0} \right)^{2-D} \gtrsim 1,$$

которое, очевидно, может быть выполнено только для рыхлых пылевых частиц с  $D \lesssim 2$ .

Одной из наиболее интересных областей может являться область, где фототок на пылевую частицу уравнивает ток электронов при нулевом заряде пылевой частицы. В этом случае из уравнения электронейтральности следует, что  $n_e = n_i$ , и тогда

$$\frac{\varpi n_d}{\zeta n_g} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}.$$

Такое соотношение может быть выполнено, с одной стороны, при обилии рыхлых частиц в среде, с другой стороны – при большой температуре излучения от источника. Интересно отметить, что рассматриваемое соотношение в области слабой ионизации  $n_i \ll n_g$  слабо зависит от самой интенсивности излучения.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При помощи анализа упрощенных уравнений баланса ионизации–рекомбинации в газопылевой среде получены критерии важности эффектов фотозарядки частиц пыли. Для простейшей модели протопланетных дисков определены области, в которых такая зарядка оказывает существенное влияние на динамику пыли. Результаты показывают важность учета данного процесса во внешних слоях протопланетных дисков, особенно для рыхлых пылевых частиц и высокой температуре излучения. Получено условие, когда ионизация пыли излучением влияет на число электронов в плазме. Показано, что условие важности ионизации излучением достигается для рыхлых пылевых частиц со значениями фрактальной размерности пылевых частиц  $D \lesssim 2$ , а также посчитано, что наилучшие  $D$  достигаются для пылинок с размерами 0.1–1 мкм. Найдены условия для областей, где фототок на пылевую частицу уравнивает ток электронов при нулевом заряде пылевой частицы.

Несмотря на то, что фотозарядка, по-видимому, не влияет на процессы слипания и разрушения пыли во внутренних областях дисков, где происходит образование больших конгломератов и, далее, планетезималей, в атмосферах дисков данный процесс может играть большую роль в формировании распределения пыли по размерам. Поскольку наблюдательные данные в основном приходят из внешних, оптически тонких слоев протопланетных дисков, данные процессы необходимо учитывать для правильной трактовки таких наблюдений.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации МК-2001.2021.6.

- [1] Morozova T. I., Kopnin S. I., Popel S. I. // *Plasma Phys. Rep.* **41**, N 2. 188. (2015).
- [2] Клунов Б.А., Морфилл Г.Е., Попель С.И. // *ЖЭТФ.* **127**, № 1. 171. (2005). (Klunov B.A., Morfill G.E., Popel S.I. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics* **100**, 152. (2005)).
- [3] Morozova T.I., Popel S.I. // *Plasma Phys. Rep.* **41**, N 10. 867. (2015).
- [4] Попель С.И. Лекции по физике пылевой плазмы. М.: МФТИ, 2012.
- [5] Howard J.L., Horanyi M. // *Geophys. Res. Lett.* **28**, N 10w. 1907. (2001).
- [6] Morozova T.I., Popel S. I. // *Plasma Phys. Rep.* **46**, 1075. (2020).
- [7] Matthews L.S., Land V., Hyde T.W. // *Astrophys. Journal.* **744**, 8. (2012).
- [8] Czerny B., Zajaček M., Naddaf M., Sniegowska M., Panda S., Różanska A., Adhikari T., Pandey A., Jaiswal V., Karas V., Borkar A., Martínez-Aldama M., Prince R. // *arXiv:2211.11022* (2022).
- [9] Brodin G., Marklund M., Shukla P.K. // *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters.* **81**, 135. (2005).
- [10] Морозова Т.И., Копнин С.И., Попель С.И. // *Труды МФТИ.* **5**, 120. (2013).
- [11] Морозова Т.И., Гарасев М.А., Кузнецов И.А. //

- Изв. вузов. Радиофизика. **65**, № 1. 1. (2022).  
(*T.I. Morozova, M.A. Garasev, I.A. Kuznetsov.* // Radiophysics and Quantum Electronics. **65**. N 1. 1. (2022).)
- [12] *Tazaki R., Ichikawa K.* // *Astrophys. J.* **892**, N 2. 149. (2020).
- [13] *Jessberger E.K., Stephan T., Rost D.* et al. // *Interplanetary Dust.* 253. (2001).
- [14] *Альвен Х., Аррениус Г.* // Эволюция Солнечной Системы. М.: Мир, 1979. С. 512.
- [15] *Meakin P.* // *Reviews of Geophysics.* **29**, N 3. 317. (1991).
- [16] *Kimura H., Wada K., Yoshida F.* // *MNRAS.* **496**, 1667. (2020).
- [17] *Okuzumi S.* // *Astrophys. J.* **698**, N 2. 1122. (2009).
- [18] *Weingartner J.C., Draine B.T., Barr D.K.* // *Astrophys. J.* **645**, N 2. 1188. (2006).
- [19] *Tazaki R., Ichikawa K., Kokubo M.* // *Astrophys. J.* **892**, N 2. 84. (2020).
- [20] *Morrison R., McCammon D.* // *Astrophys. J.* **270**. 119. (1983).

## Photoelectric Charging of Dust in Protoplanetary Disks

**T.I. Morozova<sup>a</sup>, I.A. Kuznetsov**

*Space Research Institute of the Russian Academy of Sciences*

*Moscow, 117997 Russia*

*E-mail: <sup>a</sup>timoroz@yandex.ru*

The process of gas ionization-recombination and dust particle charging under the effect of X-ray radiation in the conditions of space plasma has been investigated. Conditions have been found under which, as a result of radiation exposure, dust particles in a protoplanetary disk can acquire a positive charge even under low gas ionization.

PACS: 52.27.Lw, 52.65.-y.

*Keywords:* protoplanetary disks, dust particles, destruction of dust particles, Coulomb explosion, dust particles charging.

*Received 27 October 2022.*

English version: *Moscow University Physics Bulletin.* 2023. **78**, No. 3. Pp. 388–391.

### Сведения об авторах

1. Морозова Татьяна Игоревна — канд. физ.-мат. наук, науч. сотрудник; e-mail: [timoroz@yandex.ru](mailto:timoroz@yandex.ru).
2. Кузнецов Илья Александрович — мл. науч. сотрудник; e-mail: [kia@iki.rssi.ru](mailto:kia@iki.rssi.ru).