

Сверхвысокая зарядка пылевых частиц в неравновесной плазме

А. В. Филиппов¹⁾, М. Н. Васильев⁺, А. В. Гавриков*, А. Ф. Паль, О. Ф. Петров*, А. Н. Старостин, В. Е. Фортон*

Государственный научный центр РФ “Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований”,
142190 Троицк, Московская обл., Россия

⁺Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700 Долгопрудный, Московская обл., Россия

*Институт теплофизики экстремальных состояний ОИВТ РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2007 г.

После переработки 30 мая 2007 г.

Изучена зарядка пылевых частиц в плазме с двухтемпературным распределением электронов по энергии. Обнаружено, что в плазме с холодными ионами с ростом температуры электронов приведенный (к температуре электронов) потенциал пылевой частицы падает. Это приводит к тому, что потенциал поверхности пылинки с температурой электронов растет медленнее, чем по линейному закону и при $T_e > 5.5$ эВ в водороде, $T_e > 240$ эВ в аргоне оказывается меньше температуры электронов (деленной на элементарный заряд). Установлено соотношение на долю электронов быстрой группы, после превышения которой они начинают давать вклад в заряд пылевых частиц. Показано, что заряд частиц микронного размера может достигать до 10^6 зарядов электрона. Изучено влияние полевой и автотермоэлектронной эмиссии на заряд пылевых частиц. Экспериментально продемонстрирована возможность получения сверхвысоких зарядов (до 10^7 элементарных зарядов) на пылевых частицах радиусом 50–100 мкм при воздействии на них пучком электронов с энергией 25 кэВ и током 1 мА.

PACS: 52.27.Lw

Введение. Сегодня в физике пылевой плазмы, в основном, изучаются процессы зарядки макрочастиц в плазме широко распространенных типов разряда – в тлеющем разряде постоянного тока, в ВЧ разряде, в термической плазме, в несамостоятельном разряде и т.д. [1–4]. В таких типах разряда температура электронов не превышает нескольких электронвольт. В настоящей работе рассмотрено формирование заряда уединенной пылевой частицы в плазме с двухтемпературным распределением электронов по энергии.

При высоких зарядах частиц конденсированной дисперсной фазы ионы в их электростатическом поле будут ускоряться до высоких энергий. Это открывает перспективы использования высоко заряженных частиц: 1) для глубокой имплантации ионов с целью получения материалов с новыми поверхностными свойствами; 2) для каталитического ускорения скорости реакций с высоким энергетическим барьером; 3) в ионных двигателях для ускорения космических объектов; 4) в ракетных двигателях для создания высокопроводящей плазмы с целью защиты сопла в самогенерируемом магнитном поле, аналогично и в МГД генераторах; 5) для реализации пылевого кристалла в ядерной батарее на основе радиоактивной пылевой плазмы [5]. Эти исследования также

представляют интерес для физики реакторов управляемого термоядерного синтеза в свете того, что пылевые частицы экспериментально наблюдались в рабочем объеме этих реакторов.

В неравновесной плазме газовых разрядов низкого давления, несмотря на высокую температуру электронов (2–3 эВ), ионы и атомы остаются “холодными”. В отсутствие процессов эмиссии с поверхности макрочастицы ее заряд оказывается отрицательным вследствие более высокой подвижности электронов, чем ионов. Связанный с зарядом стационарный потенциал поверхности пылевой частицы определяется отношением температуры электронов в энергетических единицах к заряду электрона. В условиях газовых разрядов низкого давления заряд частиц может достигать значений 10^3 – 10^4 элементарных зарядов для частиц микронных размеров.

Известно, что при воздействии электронного пучка на газ создается высокотемпературная плазма за счет развития плазменно-пучковой неустойчивости (разогрев электронов происходит в процессе, обратном затуханию Ландау). В таком плазменно-пучковом разряде достигаются температуры электронов ядра функции распределения по энергии до нескольких сотен электрон-вольт и плотности плазмы до 10^{14} см⁻³. В работе [6] сообщалось, что при прохождении пучка электронов постоянного тока с

¹⁾e-mail: fav@triniti.ru

энергией 5 кэВ в дейтерии наблюдались электроны с энергией до 250 кэВ, ускоренные за счет плазменно-пучкового взаимодействия. Определенная из полного потока фотонов в рентгеновской области и их распределения, температура электронов оказалась равной 32 кэВ, а концентрация – $4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

В работе [7] исследовался импульсный электронно-циклотронный разряд в аргоне. Исследования рентгеновского излучения плазмы в диапазоне 2–10 кэВ показали, что электронная компонента состоит из двух групп: первая группа имеет температуру 300–400 эВ при концентрации 10^{14} см^{-3} , а вторая – 7–10 кэВ и концентрацию порядка 10^{10} см^{-3} . Поэтому особый интерес представляет изучение зарядки макрочастиц в таких разрядах, имеющих уникальные параметры: горячую группу электронов с температурой до 10 кэВ и ионы с комнатной температурой. В таких условиях можно ожидать получения экстремально высоких (на 2–3 порядка выше обычных) зарядов пылевых частиц.

1. Приближение ограниченных орбит в плазме с двухтемпературным распределением электронов и холодными ионами. Рассмотрим зарядку пылевых частиц в плазме, в которой функция распределения электронов по энергии является суммой двух максвелловских функций с разными температурами, а распределение ионов описывается максвелловской функцией с третьей температурой:

$$f_{\sigma}(v) = \left(\frac{m_{\sigma}}{2\pi T_{\sigma}} \right)^{3/2} \exp \left(-\frac{m_{\sigma} v^2}{2T_{\sigma}} \right), \quad (1)$$

где $\sigma = e1$ для “холодной” группы электронов, $\sigma = e2$ – для “горячей” и $\sigma = i$ – для ионов, m_{σ} , T_{σ} – масса частиц и температура σ -компоненты плазмы, соответственно.

Интенсивность стока плазменных частиц на пылевую частицу определяется сечением поглощения $\sigma_{\sigma}(v)$. При выполнении условий

$$l_{\sigma} \gg r_0, \quad \sigma = e1, e2, i$$

можно положить, что сечения поглощения определяются выражениями, известными из теории ограниченных орбит [8, 9] (учтем, что заряд макрочастиц в рассматриваемом нами случае отрицателен вследствие большей подвижности электронов):

$$\sigma_e(v) = \pi r_0^2 \times \begin{cases} 1 + \frac{2qe^2}{r_0 m_e v^2}, & v^2 > -\frac{2qe^2}{m_e r_0} \\ 0, & v^2 \leq -\frac{2qe^2}{m_e r_0} \end{cases}, \quad (2)$$

$$\sigma_i(v) = \pi r_0^2 \left(1 - \frac{2qee_i}{r_0 m_i v^2} \right), \quad (3)$$

где r_0 – радиус макрочастицы, l_{σ} – длина пробега и $v_{\sigma,th} = \sqrt{8T_{\sigma}/\pi m_{\sigma}}$ – тепловая скорость σ -компоненты плазмы, q – заряд частицы в элементарных зарядах, e – абсолютное значение заряда электрона, e_i – заряд ионов.

Плотности потоков плазменных частиц на пылевую частицу определяются соотношением

$$j_{\sigma} = 2\pi \int_0^{\infty} f_{\sigma}(v) \sigma_{\sigma}(v) v^3 dv, \quad (4)$$

v – абсолютное значение скорости плазменной частицы. Выполнив интегрирование (4) с максвелловскими функциями распределения (1) и сечениями (2), (3), для плотностей потока электронов и ионов на макрочастицу получим выражения

$$j_{e\alpha} = \frac{1}{4} n_{e\alpha} v_{e\alpha,th} \exp \left(\frac{e\phi_0}{T_{e\alpha}} \right), \quad \alpha = 1, 2; \quad (5)$$

$$j_i = \frac{1}{4} n_{i0} v_{i,th} \left(1 - \frac{e_i \phi_0}{T_i} \right),$$

где $\phi_0 = \phi(r = r_0)$ – потенциал поверхности пылевой частицы, n_{e1} , n_{e2} , n_{i0} – концентрации электронов и ионов в невозмущенной плазме, которые связаны условием квазинейтральности:

$$n_{e1} + n_{e2} = z_i n_{i0}, \quad (6)$$

где $z_i = e_i/e$. В стационарном состоянии потоки электронов и ионов на макрочастицы равны друг другу, что дает уравнение для определения потенциала макрочастицы:

$$\sum_{\alpha=1,2} \delta_{e\alpha} v_{e\alpha,th} \exp \left(\frac{e\phi_0}{T_{e\alpha}} \right) = v_{i,th} \left(\frac{1}{z_i} - \frac{e\phi_0}{T_i} \right), \quad (7)$$

где $\delta_{e1} = n_{e1}/n_{i0}$, $\delta_{e2} = n_{e2}/n_{i0} = (1 - \delta_{e1})$. Трансцендентное уравнение (7) при $\delta_{e2} = 0$ и $z_i = 1$ переходит в широкоизвестное уравнение приближения ограниченных орбит [3, 8]:

$$\exp \left(\frac{e\phi_0}{T_e} \right) = \sqrt{\frac{m_e T_i}{m_i T_e}} \left(1 - \frac{e\phi_0}{T_i} \right). \quad (8)$$

Обычно $T_{e2} \gg T_{e1}$, а $n_{e2} \ll n_{e1}$, поэтому из уравнения (7) можно получить условие на долю электронов горячей группы, когда их вклад в зарядку макрочастиц сравняется с вкладом холодной группы:

$$\delta_{e2} \approx \sqrt{\frac{m_e}{m_i}} \frac{a T_{e1}}{\sqrt{T_i T_{e2}}}, \quad (9)$$

где $a = e\phi_0/T_{e1}$ – величина, слабо зависящая от температуры электронов холодной группы (в аргоне меняется от четырех при $T_{e1} = 0.026$ эВ до единицы при $T_{e1} \approx 300$ эВ, см. рис.1).

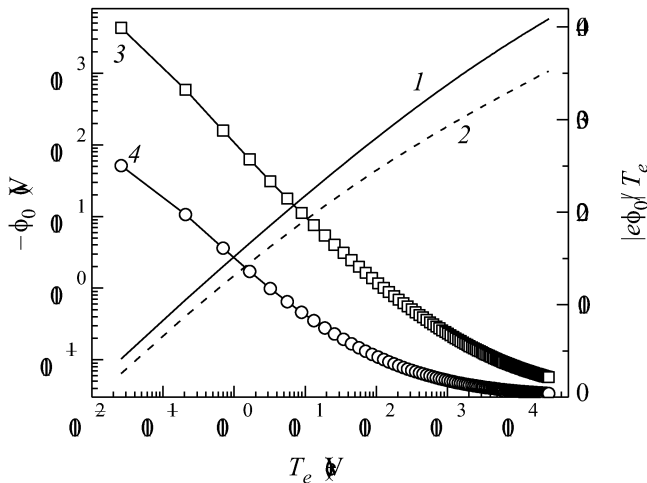


Рис.1. Зависимость потенциала поверхности ϕ_0 пылевой частицы от температуры электронов при $T_i = 0.026$ эВ: 1 – в плазме аргона; 2 – в водородной плазме; 3 – приведенный потенциал $e\phi_0/T_e$ (правая шкала) в аргоне и 4 – в водороде

2. Расчет заряда макрочастиц. На основе полученных соотношений проведем расчет заряда макрочастиц в плазме аргона и водорода с ионами комнатной температуры $T_i = 0.026$ эВ и при $z_i = 1$. На рис.1 приведены графики зависимости потенциала ϕ_0 частицы от температуры электронов в случае плазмы с однотемпературной электронной компонентой. Видно, что с ростом температуры электронов потенциал частицы растет, причем в аргоне потенциал оказывается выше, чем в водороде. Это связано с тем, что при переходе от водорода к аргону правая часть уравнения (8) уменьшается более чем в шесть раз, что приводит к увеличению по абсолютной величине отрицательного показателя экспоненты в левой части и, соответственно, потенциала частицы.

Как видно из рис.1, приведенный к температуре электронов потенциал с ростом температуры электронов падает. Поэтому при $T_e > 5.5$ эВ в водороде и $T_e > 240$ эВ в аргоне потенциал оказывается меньше, чем температура электронов (деленная на элементарный заряд). Такое поведение приведенного потенциала становится более понятным, если с учетом условия $T_e \gg T_i$ преобразовать уравнение (8) к виду

$$\varphi^{-1} \exp(-\varphi) \approx \sqrt{\frac{m_e T_e}{m_i T_i}}, \quad (10)$$

где $\varphi = -e\phi_0/T_e$ – приведенный потенциал частицы. Функция $\varphi^{-1} \exp(-\varphi)$ в области положительных значений аргумента является монотонно убывающей функцией, поэтому увеличение температуры электронов при неизменной температуре ионов приводит к увеличению правой части уравнения (10) и, соответственно, к уменьшению приведенного потенциала. Следовательно, при одинаковой температуре электронов в плазме с холодными ионами заряд макрочастиц будет меньше, чем в изотермической. Это обусловлено тем, что сечение поглощения ионов, как видно из (3), с ростом скорости последних падает, по этой причине холодные ионы эффективнее собираются заряженной макрочастицей, чем горячие.

На рис.2 приведены зависимости потенциала макрочастиц от доли горячих электронов. Как в экспери-

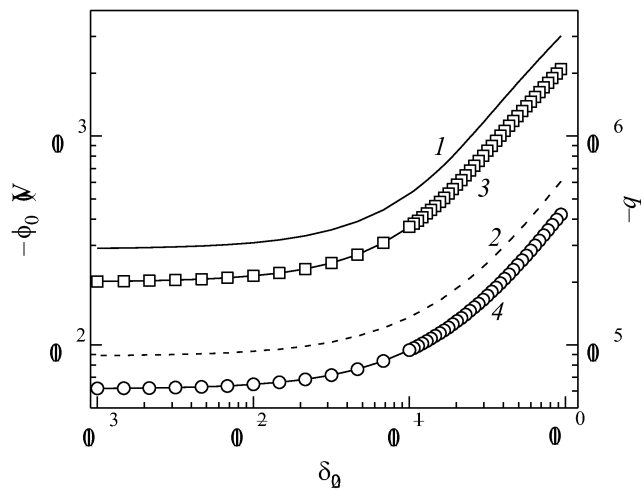


Рис.2. Зависимость потенциала поверхности ϕ_0 (кривые 1,2) и заряда q (кривые 3,4, правая шкала) частицы радиусом $r_0 = 1$ мкм от доли горячей группы электронов с температурой 10^4 эВ при температуре холодной группы 300 эВ ($T_i = 0.026$ эВ): 1,3 – в плазме аргона; 2,4 – в водородной плазме

менте [7], положено что температура холодной группы равна 300 эВ, а горячей – 10 кэВ. Расчеты проведены для аргона и водорода. По вычисленным значениям потенциала определен заряд частиц в предположении вакуумной связи. Из рисунка видно, что заряд начинает заметно расти при $\delta_{e2} > 10^{-2}$, в полном согласии с оценкой (9), и может достигать миллиона заряда электрона на частице радиусом 1 мкм. Отметим, что с ростом радиуса заряд макрочастиц в приближении ограниченных орбит растет линейно.

3. Влияние автотермоэлектронной эмиссии на заряд пылевых частиц. При больших значениях заряда пылевой частицы напряженность электрического поля становится достаточно высокой, что

приводит к появлению потока электронов автоэлектронной или полевой эмиссии с поверхности сильнозаряженной пылевой частицы. Также вследствие больших потоков электронов и ионов на макрочастицу температура ее поверхности будет расти, что приведет к появлению термоэлектронной эмиссии при малых зарядах и термоавтоэлектронной эмиссии при больших. Поэтому в балансе потоков учтем автоэлектронную эмиссию. Положим, что пылевая частица сделана из металла. Плотность потока автоэлектронной эмиссии будем определять согласно [10]. При температурах, меньше 1000 К, зависимость от напряженности внешнего поля плотности тока эмиссии, вычисленной согласно [10], совпадала с зависимостью Нордгейма-Фаулера, а при температуре выше 1000 К и малых полях переходила в зависимость Ричардсона-Дэшмена.

Отметим, что плавающий потенциал пылевых частиц с учетом термоэмиссии определялся в работе [11] в приближении бесконечно тонкого слоя объемного заряда. Ток термоэмиссии рассчитывался по формуле Ричардсона-Дэшмена с учетом снижения работы выхода во внешнем поле, так называемого эффекта Шоттки. В сильных полях такой подход приводит к большим ошибкам, поэтому поток автоэлектронной эмиссии в нашей работе рассчитывался по полной модели, описанной в [10].

На рис.3 приведены зависимости от температуры электронов заряда пылевых частиц радиусом 1 мкм

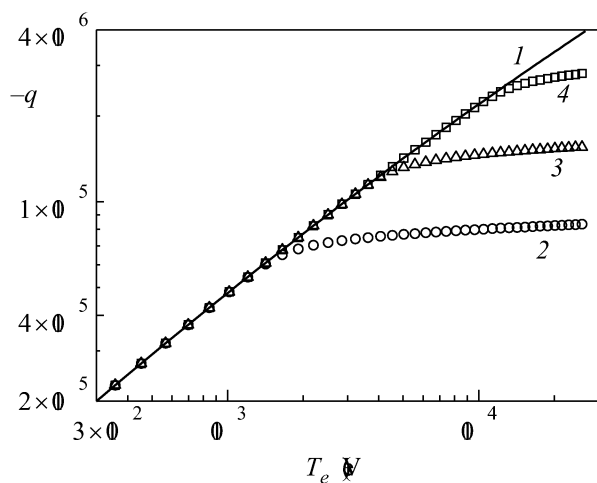


Рис.3. Зависимость заряда пылевой частицы радиусом $r_0 = 1$ мкм от температуры электронов в аргоне: 1 – без учета автоэлектронной эмиссии; 2–4 – с учетом автоэлектронной эмиссии при работе выхода 2 эВ (2), 3 эВ (3) и 4.54 эВ (4)

из материалов с различной работой выхода. Напряженность электрического поля определялась как

$E_0 = \phi_0/r_0$. Заряд определялся в предположении вакуумной связи с потенциалом как решение уравнения

$$j_e(\phi_0, T_e) - j_f(E_0, T) = j_i(\phi_0, T_i),$$

j_f – плотность потока электронов автоэлектронной эмиссии, T – температура поверхности пылевой частицы. Концентрация электронов и ионов в невозмущенной плазме задавалась как в эксперименте [7]: $n_{e0} = z_i n_{i0} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $z_i = 6$. Видно, что для “холодных” частиц с низкой работой выхода в аргоне заряд насыщается на уровне $8 \cdot 10^5$ зарядов электрона, а с ростом работы выхода заряд насыщения растет. В водородной плазме влияние автоэлектронной эмиссии в указанном диапазоне температуры электронов было пренебрежимо мало. Нужно отметить, что с уменьшением размера частиц влияние автоэлектронной эмиссии будет возрастать.

На рис.4 показаны зависимости приведенного заряда пылевой частицы радиусом $r_0 = 1$ мкм от тем-

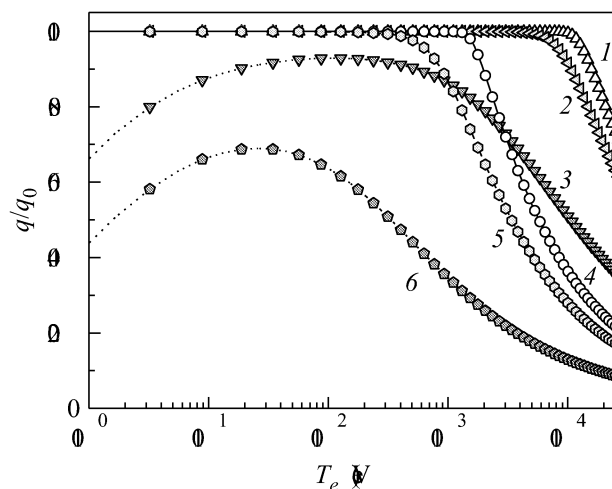


Рис.4. Зависимость приведенного заряда пылевой частицы радиусом $r_0 = 1$ мкм от температуры электронов в аргоне с учетом автоэлектронной эмиссии при $n_{e0} = z_i n_{i0} = 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $z_i = 6$: 1–3 – работа выхода 4.54 эВ, 4–6 – 2.0 эВ, 1 – температура частицы 300 К; 2 – 2000 К; 3 – 3000 К; 4 – 300 К; 5 – 1000 К; 6 – 1500 К (q_0 – заряд без учета автоэлектронной эмиссии)

пературы электронов в аргоне с учетом автоэлектронной эмиссии. Расчеты сделаны для частиц из вольфрама с работой выхода 4.54 эВ и из гексаборида лантана с работой выхода около 2 эВ. Видно, что эмиссия электронов в аргоне в случае частиц из вольфрама играет небольшую роль до температуры 2000 К, а при 3000 К приводит к снижению заряда до трех раз. В случае частиц с более низкой работой выхода влияние автоэлектронной эмиссии

заметно уже при 1000 К, а при 1500 К приводит к снижению заряда на порядок. При малых температурах электронов влияние термоэмиссии возрастает и даже происходит смена знака заряда пылевой частицы. Отметим, что влияние автотермоэлектронной эмиссии в водороде было значительно меньше, чем в аргоне.

4. Дополнительные факторы, влияющие на заряд пылевых частиц. Вообще говоря, использование вакуумной связи заряда и потенциала

$$\phi|_{r=r_0} = eq/r_0 \quad (11)$$

оправдано только в случае плазмы низкой плотности при выполнении условия $r_0 \ll R_d$, где R_d – дебаевский радиус экранирования. В общем случае эта связь зависит от распределения объемного заряда. Например, если предположить, что распределение объемного заряда определяется линеаризированной теорией Дебая–Хюккеля и что поверхностный заряд пылинки и объемный заряд плазмы не зависят от углов в сферической системе координат с началом в центре пылевой частицы, эта связь дается формулой

$$\phi|_{r=r_0} = \frac{eq}{r_0} \frac{1}{1 + r_0/R_d}. \quad (12)$$

Для параметров плазмы, определенных в [7], $R_d \approx 0.12$ мкм, поэтому для пылинок радиусом $r_0 < 0.1$ мкм можно пользоваться формулой (11), а для частиц радиусом 1 мкм заряд будет на порядок больше приведенных на рис.2. Здесь нужно отметить, что вопрос о поведении потенциала в окрестности пылевой частицы в плазме при низких давлениях сегодня активно обсуждается. В работе [12] было показано, что вблизи частицы ход потенциала в бесстолкновительном режиме описывается дебаевской зависимостью, но с отличной от дебаевской постоянной экранирования.

Связь заряда с потенциалом определяется емкостью, которая для сферической частицы равна ее радиусу (см. (11)). В экспериментах наблюдались пылевые частицы с развитой фрактальной поверхностью типа цветной капусты [3]. Для таких частиц электрическое поле будет иметь особенности вблизи точек резкого изменения формы поверхности, но вычисление энергии электрического поля показало, что эти особенности являются интегрируемыми и не вносят заметного вклада в энергию. В то же время, электрическая энергия пылевой частицы равна половине произведения емкости на квадрат потенциала. Поэтому развитая поверхность не приводит к заметному изменению емкости пылевой частицы, следовательно, мы можем сделать вывод, что изменением формы

пылевой частицы нельзя сильно увеличить величину заряда при заданном потенциале ее поверхности.

Каталитические свойства пылевой частицы, то есть вероятность прилипания электронов к ее поверхности могут зависеть от энергии налетающих электронов, но данный вопрос в научной литературе не исследовался. Для электронов с энергией 10 кэВ их пробег в алюминии составляет 0.55 мкм [13]. Поэтому такие высокоэнергетические электроны могут пролететь сквозь частицы меньшего размера и для них, скорее всего, эффективность прилипания будет низкой. Но заряд, в основном, определяется электронами, энергия которых только незначительно превышает $e\phi_0$ и сечение (2) для которых максимально. Такие электроны подходят к поверхности пылевой частицы с небольшой энергией и вероятность прилипания для них должна быть высокой, мы полагаем, близкой к единице. Следовательно, изменение каталитических свойств поверхности по мере увеличения заряда не должно сильно влиять на саму величину заряда. По этой же причине (малости сечения (2) для электронов с энергией в диапазоне максимальных коэффициентов) мало влияние вторичной электронной эмиссии.

Заряд пылевой частицы ограничен ее прочностными свойствами. Частично вопрос о предельно достижимых значениях заряда исследовался в работе [14]. На единицу площади заряженной частицы действует пондеромоторная сила $f = E^2/8\pi \approx e^2 q^2/8\pi r_0^4$. Реальная прочность твердого тела определяется уравнением Гриффитса [15]

$$P_r = (4\sigma_T E_Y / \pi l)^{1/2},$$

где σ_T – удельная свободная поверхностная энергия твердого тела, E_Y – модуль Юнга, l – длина зародышевой трещины. Положим для оценок, что $l \approx r_0$, тогда для определения предельного значения заряда, приравняв f и P_r , получим соотношение

$$q_{\max} \simeq \frac{r_0}{e} (256\pi r_0^3 \sigma_T E_Y)^{1/4}.$$

Например, для алюминия $\sigma_T = 1.14$ Дж/м² при $t = 140$ °С, $E_Y \approx 70$ ГПа [13], и для частиц радиусом 1 мкм имеем $q_{\max} = 5.9 \cdot 10^6$, что меньше представленных на рис.2,3 значений заряда. Для расплавленной капли устойчивость относительно больших деформаций определяется условием Рэлея [16]

$$e^2 q^2 < 16\pi r_0^3 \alpha \left(\frac{2^{1/3} - 1}{2 - 2^{1/3}} \right) \simeq 17.65 r_0^3 \alpha,$$

где α – поверхностное натяжение. При температуре 660 °С для алюминия $\alpha = 0.915$ Н/м и для $r_0 =$

= 1 мкм получим, что относительно больших деформаций устойчивы частицы с зарядом, не превышающим $2.6 \cdot 10^5$.

Теперь рассмотрим тепловой баланс пылевой частицы. На незаряженную пылевую частицу поток ионов мал, поэтому тепловой поток на частицу на начальном этапе зарядки определяется электронами. Характерное время зарядки определяется потоком электронов на незаряженную частицу:

$$\tau_{ch} \approx \frac{q}{\pi r_0^2 n_{e,0} v_{e,th}} \approx \frac{T_e}{\pi e^2 r_0 n_{e,0} v_{e,th}}.$$

При $T_e = 300$ эВ, $r_0 = 1$ мкм, $n_{e0} = 10^{14}$ см⁻³ характерное время зарядки составит 57 пс. За это время на частицу поступит около q электронов со средней энергией порядка T_e , что в случае алюминиевой частицы радиусом 1 мкм и $T_e = 300$ эВ приведет к ее нагреву в аргоне на 0.9 К, а в водороде – на 0.3 К. Поэтому мы можем сделать вывод, что микронные частицы в условиях экспериментов [7] успеют зарядиться. В стационаре нагрев пылевых частиц определяется ионами [17, 18] с учетом их ускорения в притягивающем поле частицы. Время полного испарения частицы из алюминия в этом случае в пренебрежении охлаждением нейтральным газом и уносом тепла электронами автотермоэлектронной эмиссии при плотности ионов $z_i n_{i,0} = 10^{14}$ см⁻³ составит около 2 мкс в аргоне и около 1 мкс в водороде. Эти времена сравнимы со временем удержания плазмы в экспериментах [7] (см. [19]). Время существования конденсированной дисперсной фазы в плазме может быть существенно увеличено при изготовлении пылевых частиц из тугоплавкого материала, например, из вольфрама. В этом случае твердое состояние пылевых частиц стабилизируется интенсивным лучистым охлаждением.

5. Эксперименты по сверхвысокой зарядке пылевых частиц. Нами были проведены эксперименты по сверхвысокой зарядке пылевых частиц из Al_2O_3 с характерным диаметром от 100 до 200 мкм с использованием пучка электронов с энергией 25 кэВ и током 1 мА. Радиус электронного пучка в области вброса пылевых частиц составлял 0.3 см. В качестве буферного газа использовался воздух при давлении 0.1 торр. По снятым с помощью цифровой видеокамеры картинам движения макрочастиц была определена их скорость, из которой на основе анализа уравнений движения была проведена оценка значения заряда. В результате было получено, что заряд, приобретаемый пылевой частицей диаметром около 100 мкм, за счет поглощения высокоэнергетичных электронов пучка достигает 10^7 зарядов электрона, что соответ-

ствует удельному заряду $2 \cdot 10^5$ зарядов электрона на микрон. Это подтверждает возможность сверхвысокой зарядки пылевых частиц.

Закключение. Проведенные исследования зарядки пылевых частиц показали, что заряд частиц микронного размера может достигать сверхвысоких значений до 10^6 зарядов электрона, что на 2–3 порядка превышает заряд частиц такого же размера в широко исследуемых типах разряда. Показано, что автотермоэлектронная эмиссия приводит к насыщению заряда пылевых частиц с ростом температуры электронов. Экспериментально подтверждена возможность сверхвысокой зарядки пылевых частиц.

Авторы выражают благодарность Ю. П. Севергину за инициирование интереса к данной проблеме. Настоящая работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 06-02-08230.офи.

1. В. Е. Фортон, А. Г. Храпак, С. А. Храпак и др., УФН **174**, 495 (2004).
2. A. Piel and A. Melzer, Plasma Phys. Control. Fusion **44**, R1 (2002).
3. В. Н. Цытович, УФН **167**, 57 (1997).
4. А. В. Филиппов, В. Н. Бабичев, Н. А. Дятко и др., ЖЭТФ **119**, 386 (2006).
5. В. Ю. Баранов, А. Ф. Паль, А. А. Пустовалов и др., т. 2, *Изотопы: свойства, получение, применение*, Под ред. Баранова В. Ю., М.: Физматлит, 2005, с. 259.
6. I. Alexeff, R. V. Neidigh, W. F. Peed et al., Phys. Rev. Lett. **10**, 273 (1963).
7. А. И. Водопьянов, С. В. Голубев, В. Г. Зорин и др., Письма в ЖТФ **25**, № 14, 90 (1999).
8. M. S. Barnes, J. H. Keller, J. C. Forster et al., Phys. Rev. Lett. **68**, 313 (1992).
9. А. М. Игнатов, Физика плазмы **31**, 52 (2005).
10. E. L. Murphy and R. H. Good, Phys. Rev. **102**, 1464 (1956).
11. А. В. Козырев, А. Н. Шишков, Письма в ЖТФ **28**, № 12, 33 (2002).
12. S. Ratynskaia, U. de Angelis, S. Khrapak et al., Phys. Plasmas, **13**, 104508 (2006).
13. *Физические величины*, справочник, под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова, М.: Энергоатомиздат, 1991.
14. В. М. Smirnov, Письма в ЖЭТФ **81**, 8 (2005).
15. С. П. Тимошенко, Дж. Гудьер, *Теория упругости*, М.: Наука, 1975, с. 264.
16. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, М.: Наука, 1982, с. 55.
17. G. H. P. M. Swinkels, H. Kersten, H. Deutsch, and G. M. W. Kroesen, J. Appl. Phys. **88**, 1747 (2000).
18. А. М. Игнатов, Физика плазмы, **28**, 919 (2002).
19. А. И. Водопьянов, С. В. Голубев, Д. А. Мансфельд и др., ЖТФ **75**, № 9, 101 (2005).