

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЗАРЯДА ПЫЛЕВЫХ ЧАСТИЦ ПО ШТАРКОВСКОМУ УШИРЕНИЮ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ АТОМОВ ВОДОРОДА

А. Ф. Паль, Д. В. Сивохин, А. Н. Старостин, А. В. Филиппов
ГНЦ РФ Троицкий институт инновационных и термоядерных исследований

1. Введение

Эффект штарковского уширения спектральных линий давно и эффективно используется для диагностики плазмы [1]. В данной работе проведено исследование возможности применения этого эффекта для измерения заряда пылевых частиц. Задача экспериментального измерения заряда пылевых частиц является одной из центральных в физике пылевой плазмы, так как эта величина определяет многие уникальные свойства пылевой плазмы. Зарядом в немалой степени определяется энергия взаимодействия пылевых частиц друг с другом и с другими заряженными частицами плазмы. Эта энергия в сравнении с тепловой позволяет судить о степени неидеальности пылевой плазмы. Сегодня в физике пылевой плазмы используется ряд методов измерения заряда пылевых частиц. Кратко рассмотрим наиболее широко используемые.

II. Экспериментальные методы определения заряда пылевых частиц

Самым простым методом определения заряда малых дисперсных частиц является метод, впервые использованный Р. Э. Милликеном в экспериментах с масляными каплями и частицами из других материалов по определению дискретности заряда. В данном методе заряд малых частиц определяется из баланса всех сил, действующих на пылевую частицу, главными из которых являются электростатическая сила, сила тяжести и трения. Такой же метод для определения заряда использовался, например, в работах [2, 3, 4]. Но данный метод при больших концентрациях пыли в плазме оказывается достаточно сложным для практического применения, т. к. требует определения значения самосогласованного электрического поля плазмы в точке нахождения пылевой частицы, что представляет весьма сложную проблему. В определенных условиях также требуется учет поляризации заряда пылевой частицы, что приводит к появлению дипольного и более высоких моментов электрического поля пылевой частицы. Помимо электрических и гравитационных сил в баланс сил могут давать вклад и другие силы, такие как термофоретическая сила, сила увлечения потоком нейтральных частиц газа и ионным потоком и т. д. [5].

В [2] электрическое поле в приэлектродном слое ВЧ-разряда, обедненного электронами, определялось из решения уравнения Пуассона. Для этого концентрация ионов в слое полагалась постоянной и равной концентрации ионов в квазинейтральной области, где она измерялась СВЧ-интерферометром Маха–Цендера. В этом случае решение уравнения Пуассона приводит к линейной зависимости электрического поля от расстояния до поверхности нижнего электрода. Похожее поведение электрического поля наблюдается в катодном слое обычного тлеющего разряда. Этот метод оказался трудоемким, к тому же имел невысокую точность, что является следствием необходимости измерения вертикального положения тел, имеющих малые размеры. Поэтому авторы [2] в последующих работах [6–9] этим методом не пользовались. В экспериментах [2, 6–9] заряд пылевых частиц был достаточно велик, нагрев газа мал, потоки газа отсутствовали, поэтому, как полагают авторы, основными силами были гравитационная и электрическая силы. Это упростило определение заряда из баланса сил.

В работе [10] заряд пылевых частиц определялся методом, в котором пылевые частицы, пролетая плазменную зону, приобретали заряд и попадали на зарядоизмерительный датчик, который был снабжен сеткой с регулируемым задерживающим потенциалом. Из-

меряя суммарный заряд пролетевших сетку пылевых частиц при разных значениях задерживающего потенциала, в [10] определяли заряд пылевых частиц разного размера. Надо отметить, что данный метод не всегда применим, особенно в экспериментах, целью которых является наблюдение и изучение упорядоченных структур пылевых частиц. Также на результаты измерений может оказать влияние разрядка пылевой частицы при выходе из разрядной зоны.

В работе [11] заряд пылевых частиц определялся из условия квазинейтральности плазмы, причем концентрации электронов и ионов определялись из зондовых измерений. Данный метод будет иметь низкую точность в случае, когда отрицательный заряд плазмы содержится, в основном, в электронной компоненте. В этом случае малы как точность определения заряда, потому что суммарный заряд пылевой компоненты определяется как разность двух близких друг другу величин заряда ионной и электронной компонент, так и точность определения концентрации электронов из-за их неоднородного распределения вокруг пылевых частиц. Поэтому этот метод применим только в тех условиях, где суммарный заряд ионной и пылевой компонент сравнимы друг с другом.

Для измерения заряда пылевых частиц в ряде работ использовался метод генерации вынужденных колебаний пылевых частиц как в вертикальном, так и в горизонтальном направлениях. Для возбуждения колебаний использовались различные методы: прикладывание дополнительного гармонического потенциала низкой частоты к ВЧ-электроду [2, 6] или к тонкой проволоке из вольфрама [7, 8, 12, 13], освещение пылевых частиц или отдельной пылевой частицы модулированным лазерным излучением [9]. Рассмотрим более подробно метод с генерацией вынужденных вертикальных колебаний пылевых частиц.

Уравнение движения пылевой частицы в приэлектродном слое плазмы при генерации вертикальных колебаний имеет вид [2]:

$$m_d \frac{d^2 x}{dt^2} = eqE(x) - m_d g - \beta \frac{dx}{dt} + F_{ext}(t), \quad (1)$$

где x – расстояние пылевой частицы массой m_d и зарядом q до нижнего электрода (ось x направлена вверх), e – абсолютное значение заряда электрона, $E(x)$ – среднее за период ВЧ-поле, g – ускорение свободного падения, β – коэффициент лобового сопротивления пылевой частицы, F_{ext} – внешняя сила, обусловленная модуляцией потенциала электрода. В случае, когда длина пробега частиц газа много меньше размера пылевой частицы, сила сопротивления определяется формулой Стокса. В общем случае, можно ввести поправку Каннингема на конечность длины пробега атомов:

$$\beta = \frac{6\pi\eta r_0}{1 + l_g/r_0 \cdot (1.257 + 0.4 \exp\{-1.1 r_0/l_g\})}, \quad (2)$$

где l_g – длина свободного пробега частиц газа, r_0 – радиус пылевых частиц, η – вязкость газа.

Среднее за период электрическое поле определялось из уравнения Пуассона и имело, как отмечалось выше, линейную зависимость:

$$E(x) = 4\pi n_+ (x - x_s), \quad (3)$$

где n_+ – концентрация ионов, x_s – граница слоя, где поле равно нулю. Внешняя сила получается модуляцией границы слоя с частотой ω относительно невозмущенного положения x_{s0} :

$$x_s = x_{s0} + \Delta x_s \sin(\omega t) \quad (4)$$

В итоге получается следующее уравнение движения пылевой частицы [2]:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \frac{4\pi e^2 q n_+}{m_d} (x - x_{s0}) = -g + \frac{4\pi e^2 q n_+}{m_d} \Delta x_s \sin(\omega t), \quad (5)$$

где введено обозначение $\gamma = \beta/m_d$. Асимптотическое решение этого дифференциального уравнения имеет вид:

$$x = x_0 + AR(\omega) \sin(\omega t + \varphi), \quad (6)$$

где $x_0 = x_{s0} - m_d g / 4\pi e^2 q n_+ = x_{s0} - g / \omega_0^2$ – равновесное положение пылевой частицы;
 $\varphi = \arctan[\gamma\omega / (\omega_0^2 - \omega^2)]$ $\omega_0 = \sqrt{4\pi q e^2 n_+ / m_d}$ – резонансная частота;
 $A = 4\pi q e^2 n_+ \Delta x_s / m_d = \omega_0^2 \Delta x_s$ – амплитудный фактор колебаний;
 $R(\omega) = 1 / \sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2}$ – функция отклика. Видно, что информация о заряде пылевой частицы содержится как в амплитуде, так и в резонансной частоте колебаний пылевых частиц, правда, в комбинации с концентрацией ионов. Отметим, что в данном методе определяется неэкранированный, «истинный» заряд пылевых частиц. А в методе определения заряда из баланса гравитационных и электрических сил, о котором упоминалось выше, нужно установить верхнюю границу слоя невозмущенной плазмы x_{s0} , что является весьма непростой задачей.

Рассмотрим еще один метод определения заряда, в котором вынужденные колебания возбуждаются в горизонтальной плоскости. Этот метод содержит многие характерные особенности и метода со столкновением пылевых частиц. В этих методах узловым местом является предположение о том, что потенциал взаимодействия пылевых частиц является дебаевским:

$$\phi = \frac{eq}{r} \exp\left(-\frac{r}{R_d}\right), \quad (7)$$

где R_d – дебаевский радиус экранирования, который в пылевой плазме не определяется классическим выражением линеаризированной теории Дебая–Гюккеля, а должен устанавливаться экспериментально. В [6] рассматривалась линейная цепочка пылевых частиц, находящихся в яме с гармоническим потенциалом

$$V = \frac{1}{2} \lambda x^2 \quad (8)$$

на расстоянии b друг от друга. Здесь ось x направлена вдоль цепочки пылевых частиц. Для малых смещений ξ – возвращающая сила, действующая со стороны соседней частицы, определяется линейным членом в разложении силы взаимодействия в ряд Тейлора [6]:

$$F = -k\xi = -\frac{2e^2 q_{\text{eff}}^2}{b^3} \xi, \quad (9)$$

где введен эффективный экранированный заряд

$$q_{\text{eff}} = q \cdot \exp(-b/2R_d). \quad (10)$$

Для n -ой пылевой частицы, находящейся в потенциальной яме гармонического осциллятора, при учете вклада только соседних частиц получается уравнение движения [6]:

$$m_d \frac{d^2 \xi^{(n)}}{dt^2} = k[\xi^{(n+1)} + \xi^{(n-1)} - 2\xi^{(n)}] - \lambda \xi^{(n)}. \quad (11)$$

Подставив $\xi^{(n)} = \xi_0 \exp[i(npb - \omega t)]$ – соотношение для плоской волны с волновым вектором p и частотой ω в уравнения (11), получим уравнения для нахождения собственных частот колебаний пылевых частиц. В [6] приведены собственные частоты для линейной цепочки из 4-х пылевых частиц одинаковой массы и с одинаковыми зарядами:

$$\omega_0 = \sqrt{\lambda/m_d}; \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{\lambda + (2 - \sqrt{2})k}{m_d}}; \quad \omega_2 = \sqrt{\frac{\lambda + 2k}{m_d}}; \quad \omega_3 = \sqrt{\frac{\lambda + (2 + \sqrt{2})k}{m_d}}. \quad (12)$$

Основная мода определяет колебание всей цепочки как целой системы в потенциальной яме, первая мода – симметричные колебания пылевых частиц около одного центра (левая пара движется в одном направлении, правая – в противоположном), вторая мода – асимметричные колебания (2-я и 3-я – в одном направлении, 1-я и 4-я – в противоположном), третья мода – снова симметричные колебания, но около двух центров (каждая частица движется в противоположном направлении, чем соседняя). Как видно из (12), частот основной и первой мод достаточно для определения эффективного заряда пылевых частиц [6], но для установления истинного заряда пылевой частицы по эффективному нужно знать радиус экранирования. Также необходимо отметить, что применение данного метода весьма затруднено в случае полидисперсных пылевых частиц. В [6] путем сравнения «истинного» заряда, определенного из опытов с генерацией вертикальных колебаний, с эффективным зарядом из опытов с генерацией горизонтальных колебаний, используя соотношение (10), вычисляли дебаевский радиус. При этом были получены значения, сравнимые с электронным дебаевским радиусом.

В работе [14] для определения заряда пылевых частиц предлагался метод, в котором измерялись траектории двух сталкивающихся частиц и заряд извлекался с дебаевским потенциалом. В [15] этот метод получил дальнейшее развитие, где в рассмотрение была включена сила трения и учтена форма потенциала внешнего электрического поля. Отметим крайне низкую точность этого метода, который позволил определить заряд пылевой частицы только с точностью до коэффициента 2 (см. [14, 15]). С целью понять достоинства и недостатки этого метода, рассмотрим его более внимательно.

В [14, 15]) исследовалась пылевая плазма ВЧ-разряда в аргоне при давлении 2.7 Па. Использовались пылевые частицы с небольшой дисперсией их радиуса, равного 8.9 ± 0.1 мкм. Уравнение движения одиночной пылевой частицы, помещенной в потенциальную яму $V(x)$ имеет вид:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \gamma \frac{dx}{dt} + \frac{1}{m_d} \frac{dV}{dx} = 0, \quad (13)$$

где снова $\gamma = \beta/m_d$. Решение уравнения (13) через координату x_k и скорость пылевой частицы v_k в момент времени $t = t_k$, выражающее закон сохранения энергии, есть [15]:

$$V(x_k) = V_0 - \frac{m_d v_k^2}{2} - \beta \int_{t_0}^{t_k} [v(\tau)]^2 d\tau, \quad (14)$$

где V_0 – значение потенциала в точке x_0 , в которой частица находилась в момент t_0 . По траектории движения одиночной частицы в [15] определяли коэффициент трения β и параметры потенциала $V(x)$, форма которого была близка к параболической (8). Теперь можно записать уравнение движения j -й частицы из двух сталкивающихся с межчастичным расстоянием $b = x_2 - x_1$:

$$m_d \frac{d^2 x_j}{dt^2} = (-1)^{j+1} \frac{dW(b)}{db} - 2\lambda x_j - \beta \frac{dx_j}{dt}, \quad (15)$$

где $j = 1, 2$; W – потенциал взаимодействия пылевых частиц, который в [15] представлялся в виде:

$$W = eq_{\text{eff}} \phi_{\text{eff}} = \frac{(eq_{\text{eff}})^2}{b} \exp\left(-\frac{b}{R_d}\right). \quad (16)$$

Обращаем внимание на то, что эффективный заряд в (16) имеет совсем иной смысл, чем в (10). При записи уравнений (15) полагалось, что начало координат выбрано в точке минимума потенциала V . Разность уравнений (15) для $j=2$ и $j=1$ дает:

$$\frac{d^2 b}{dt^2} + \gamma \frac{db}{dt} + \frac{2\lambda}{m_d} b + \frac{2}{m_d} \frac{dW(b)}{db} = 0. \quad (17)$$

Аналогично случаю одиночной частицы по траекториям двух сталкивающихся частиц в [15] определяли потенциал взаимодействия пылевых частиц:

$$W(b_k) = W_0 - \frac{m_d w_k^2}{4} - \frac{\lambda}{2} b^2 - \frac{\beta}{2} \int_{t_0}^{t_k} [w(\tau)]^2 d\tau. \quad (18)$$

где w – скорость движения центра масс.

В [15] коэффициент трения β и параметр λ потенциальной ямы определяли не только по траектории движения одиночной частицы, но и следующим образом. Для центра масс $c = (x_2 + x_1)/2$ из (15) можно получить уравнение:

$$\frac{d^2 c}{dt^2} + \gamma \frac{dc}{dt} + \frac{2\lambda}{m_d} c = 0, \quad (19)$$

которое имеет решение:

$$c(t) = A \exp(-\gamma t/2) \cos(\omega t + \varphi), \quad (20)$$

где $\omega = \sqrt{2\lambda/m_d - \gamma^2/4}$. Из условия наилучшего совпадения траектории центра в эксперименте и в расчете в [15] определяли β и λ , необходимые для вычисления потенциала взаимодействия двух частиц. Были определены потенциалы взаимодействия для расстояний от одного до трех радиусов Дебая и установлено, что они с точностью до 10 % совпадают с дебаевским. Но, как уже отмечалось выше, точность восстановления заряда из этих измерений была достаточно низкой. Это связано как с необходимостью применения процедуры численного дифференцирования для нахождения скорости пылевых частиц в каждый момент времени, поэтому ошибки в фазе замедленного движения пылевых частиц при больших межчастичных расстояниях сильно вырастают, так и сложностью вычленения вклада двух параметров из измеренного потенциала взаимодействия.

Из вышеизложенного очевидна необходимость развития новых методов диагностики заряда пылевых частиц. Поэтому далее рассмотрим влияние электрического поля заряженной пылевой частицы на спектр атомов водорода и оценим возможность измерения заряда путем измерения контура спектральных линий.

III. Механизмы уширения спектральных линий

Простейшим для теоретического анализа объектом, с точки зрения изучения влияния различных уширяющих механизмов на контур линии, является линия H_β водорода, испытывающая линейный штарковский эффект. Уширение спектральной линии происходит в результате действия следующих механизмов [16, 17]:

- уширение электрическим полем ионов;
- уширение электронами;
- доплеровское уширение;
- уширение силами Ван-дер-Ваальса;
- уширение электрическим полем пылевых частиц;
- резонансное уширение.

Оценим вклад каждого из перечисленных механизмов в уширение линии H_β .

Рассмотрим уширение электрическим полем ионов. Теория возмущений приводит к следующей зависимости ширины линии от возмущающего поля для линейного эффекта Штарка [1]:

$$\Delta\omega_{if} = C_{if}E, \quad (21)$$

где

$$C_{if} \approx \left(\frac{3\hbar}{2emZ} \right) (n_i^2 - n_f^2),$$

E – напряженность электрического поля, n_i , n_f – главные квантовые числа исходного и конечного состояний, \hbar – постоянная Планка, e – элементарный заряд, m – масса электрона, Z – заряд ядра.

В пылевых экспериментах объектом исследования обычно является слабоионизированная плазма, в которой концентрации ионов и электронов не превышают 10^{11} см^{-3} . Поэтому микрополе, создаваемое возмущающими частицами в месте дислокации излучающей частицы, очень слабое и вызываемое им уширение оказывается меньше доплеровского. Среднее значение ионного поля, согласно теории Хольцмарка [1], определяется выражением:

$$\langle E \rangle \approx 8.8en_+^{2/3}, \quad (22)$$

где n_+ – концентрация ионов. При $n_+ = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ из (22) получаем $\langle E \rangle \approx 27 \text{ В/см}$. Это приводит к значениям $\Delta\omega_{if}$ порядка 10^8 с^{-1} , что, как мы увидим далее, примерно на два порядка меньше вклада доплеровского уширения.

Уширение электронами описывается ударным приближением. Такой вывод можно сделать, оценив параметр [16]:

$$h_e = n_e (C_2/v_e)^3, \quad (23)$$

где $v_e = \sqrt{2kT_e/m_e}$ – средняя скорость электронов, C_2 – константа линейного эффекта Штарка, n_e – концентрация электронов. Для уровня с главным квантовым числом n константа C_2 по порядку величины равна

$$C_2 \sim Zn(n-1) \cdot e^2 a_0 / \hbar \approx Zn(n-1) \text{ см}^2/\text{с}.$$

Поэтому при характерных для экспериментов с пылевой плазмой значениях $n_e \leq 10^{11} \text{ см}^{-3}$ и $T_e \sim 1 \text{ эВ}$ получаем, что $h_e \ll 1$. Следовательно, ширину линии, обусловленную вкладом электронов, можно оценить из соотношения [16]:

$$\gamma_e = \frac{32}{3} n_e \langle v_e \rangle^{-1} \frac{\hbar^2}{m_e^2} \left(\ln \frac{R_D}{r_0} + 0.125 \right) \cdot I(n, n'), \quad (24)$$

где $r_0 = \frac{2}{3} (e^2 / \hbar v_e) \cdot I(n, n') a_0^2$ – радиус Вейскопфа, a_0 – боровский радиус, R_D – дебаевский радиус экранирования, для линии H_β матричный коэффициент перехода $I(n, n') = 291$. Оценка для γ_e с характерными для пылевых экспериментов параметрами плазмы дает величину порядка 10^7 с^{-1} . Поэтому видно, что вклад электронов в уширение линии H_β оказывается меньше ионного.

Допплеровскую ширину линии можно вычислить по формуле

$$\Delta\omega_D = (v_0/c) \cdot \omega_0 \quad (25)$$

где v_0 – скорость движения излучающего атома, c – скорость света, ω_0 – частота излучения. Используя максвелловское распределение по скоростям, после интегрирования по скоростям из (25) получаем:

$$\Delta\omega_D = \left(\frac{2kT}{mc^2} \right)^{1/2} \frac{Z^2 e^2}{2\hbar a_0} \left(\frac{1}{n_f^2} - \frac{1}{n_i^2} \right), \quad (26)$$

где T – температура излучающих атомов. Оценка для линии H_β при комнатной температуре для $\Delta\omega_D$ дает величину порядка 10^{10} с^{-1} , что превышает на два порядка вклад ионов и на три порядка вклад электронов в уширение линии H_β .

Уширение силами Ван-дер-Ваальса происходит за счет взаимодействия излучающих частиц с нейтральными атомами основного газа. В области не очень высоких давлений (около атмосферного и ниже) основную роль играет ударный механизм уширения [16]. Его вклад может быть оценен по формуле

$$\gamma = 8.16 \cdot C_6^{2/5} v^{3/5} N T, \quad (27)$$

где $C_6 \approx 10^{-30} \text{ н}^4$; v, N – скорость и концентрация молекул нейтрального газа соответственно. Уширение по этому механизму сильно зависит от давления и может быть уменьшено до требуемых значений путем снижения давления. Так при атмосферном давлении $\gamma \approx 1.5 \cdot 10^{12} \text{ с}^{-1}$, а при давлении 10 Па – $\gamma \approx 1.5 \cdot 10^8 \text{ с}^{-1}$.

Резонансным уширением линии H_β можно пренебречь, так как излучательный переход идет не на основное, а возбужденное состояние с очень коротким временем жизни.

Отметим, что как доплеровское, так и ударные механизмы уширения приводят к слабой зависимости от температуры газа, но для наших оценок эта зависимость не принципиальна.

IV. Влияние электрического поля заряженной пылевой частицы на контур линии

Рассмотрим уширение линии H_β , вызванное электрическим полем пылевой частицы. Уровни атома водорода испытывают штарковское расщепление, пропорциональное

первой степени напряженности электрического поля. Формула, описывающая поправки к уровням энергии, обусловленные линейным эффектом Штарка, имеет вид [1, 16]:

$$\Delta E^{(1)} = \frac{3}{2} E n (n_1 - n_2) \frac{\hbar}{m e}, \quad (28)$$

где n_1, n_2 – параболические квантовые числа [16]. Расщепление спектральной линии, соответствующей переходу $n' \rightarrow n$, характеризуется возможными значениями разности

$$\Delta = n(n_1 - n_2) - n'(n'_1 - n'_2). \quad (29)$$

Для линии H_β эта разность может принимать следующие значения

$$j = \pm 2k, \quad k = \overline{0,7}. \quad (30)$$

Таким образом, в результате линейного эффекта Штарка линия H_β расщепится на пятнадцать компонент, сдвинутых относительно центра на величину

$$\Delta \omega_{H_\beta}^j = \frac{3}{2} j \frac{\hbar}{e m} E. \quad (31)$$

Каждая компонента будет испытывать доплеровское уширение, и ее контур будет описываться выражением

$$I_D^j(\omega) = \frac{1}{\sqrt{\pi} \Delta \omega_D} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0^{H_\beta} - \Delta \omega_{H_\beta}^j}{\Delta \omega_D} \right)^2 \right] d\omega. \quad (32)$$

Общий контур испытывавшей расщепление линии можно получить, просуммировав вклады всех компонент:

$$I_D(\omega) = \sum_j I_D^j(\omega). \quad (33)$$

В нашем случае сдвиг частоты зависит от поля, меняющегося в пространстве. Поэтому чтобы получить контур линии излучения совокупности атомов, нужно умножить выражение, стоящее в (33) под знаком суммы, на вероятность появления данного сдвига $\Delta \omega_{H_\beta}^j$ и просуммировать по всем атомам. Подставляя в (31) кулоновское поле пылинки, получаем следующую зависимость:

$$\Delta \omega_{H_\beta}^j = C_{H_\beta}^j \frac{e q}{r^2}, \quad (34)$$

где $C_{H_\beta}^j = \frac{3}{2} j \frac{\hbar}{e m}$. Число атомов в сферическом слое дается формулой

$$I(r) = 4\pi r^2 N_H dr. \quad (35)$$

Используя (32)–(35) и проведя усреднение по объему, получим выражение, описывающее контур линии, уширенной за счет одновременного действия доплеровского механизма и расщепления в электрическом поле заряженной пылевой частицы:

$$I(\omega)d\omega = \frac{3}{\sqrt{\pi}\Delta\omega_D(r_{\max}^2 - r_0^2)} \sum_j \int_{r_0}^{r_{\max}} \exp \left[- \left(\frac{\omega - \omega_0^{H_\beta} - C_{H_\beta}^j \frac{eq}{r^2}}{\Delta\omega_D} \right)^2 \right] r^2 dr d\omega. \quad (36)$$

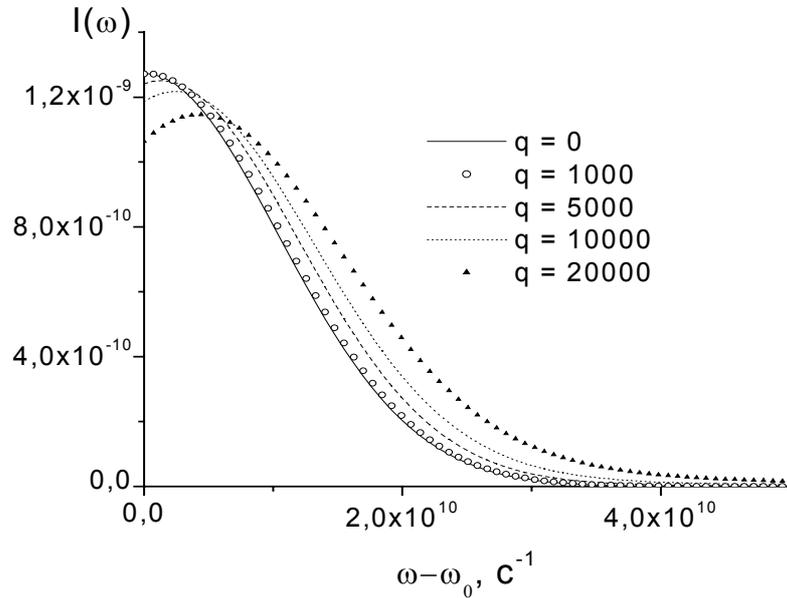


Рис. 1. Расчетный контур линии H_β в пылевой плазме без учета эффектов экранирования при разных значениях заряда пылевых частиц q при криогенной температуре. Заряд пылевых частиц q в элементарных зарядах, радиус пылевых частиц $r_0 = 10$ мкм, концентрация $n_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$, температура газа $T = 77$ К, давление $p = 3$ Па.

Интегрирование проводится по объему, приходящемуся на одну пылевую частицу, т. е. от r_0 – радиуса пылевой частицы до r_{\max} – среднего расстояния между ними.

Результаты расчетов контура линии H_β в пылевой плазме для частиц радиусом $r_0 = 10$ мкм и их концентрации $n_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$ приведены на рис. 1. Хорошо видно, что при заряде пылевых частиц в 5000 зарядов электрона контур линии H_β заметно меняется. Этот эффект особенно хорошо виден на рис.2. Переход в (14) от кулоновского поля к дебаевскому не внес существенных изменений, что видно из рис. 3, на котором приведены расчеты контура линии с учетом экранирования электрического поля пылевой частицы. Расчеты проведены при $T_e = 4000$ К, $T_i = 77$ К, $p = 3$ Па. На рис. 4 показаны результаты расчетов, аналогичных приведенным на рис. 2, но при комнатной температуре. Повышение температуры ведет к общему уширению линии, что обусловлено увеличением вклада, в первую очередь, доплеровского механизма уширения, но вклад эффекта Штарка все еще остается значительным.

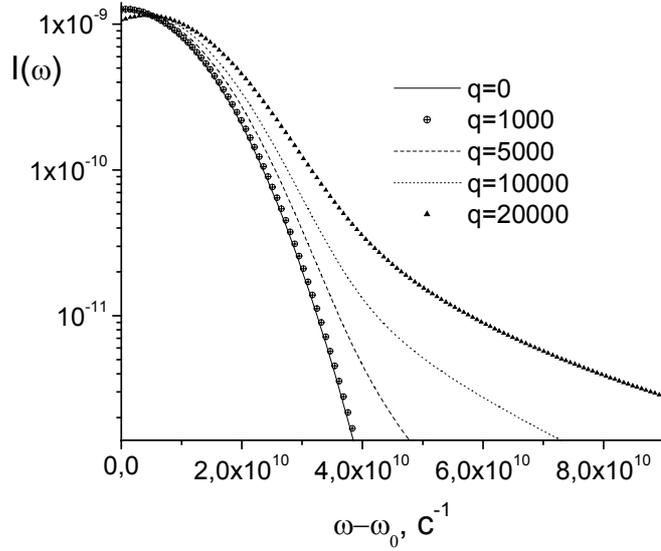


Рис. 2. Расчетный контур линии H_{β} в пылевой плазме без учета эффектов экранирования. $r_0 = 10$ мкм, $n_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T = 77 \text{ К}$, $p = 3 \text{ Па}$.

Для анализа полученных численным интегрированием кривых удобно перейти от переменной r к переменной $\Delta\omega_{H_{\beta}}^j$. Это можно сделать, используя выражение (34):

$$dr = -\frac{r^3}{2C_{H_{\beta}}^j eq} d(\omega_{H_{\beta}}^j), \quad r = \sqrt{\frac{C_{H_{\beta}}^j eq}{\Delta\omega_{H_{\beta}}^j}}.$$

Из (35) получим соотношение

$$W(\Delta\omega_{H_{\beta}}^j) = 2\pi(C_{H_{\beta}}^j eq)^{3/2} N_H \frac{d(\Delta\omega_{H_{\beta}}^j)}{(\Delta\omega_{H_{\beta}}^j)^{5/2}}, \quad (37)$$

описывающее число атомов, линии которых испытали в поле пылинки сдвиг, на величину, равную $\Delta\omega_{H_{\beta}}^j$. Эта зависимость спадает гораздо медленнее гауссиана. На больших частотах, где величина штарковского расщепления значительно больше доплеровской полуширины, степенная зависимость становится определяющей, что хорошо заметно на рис. 2.

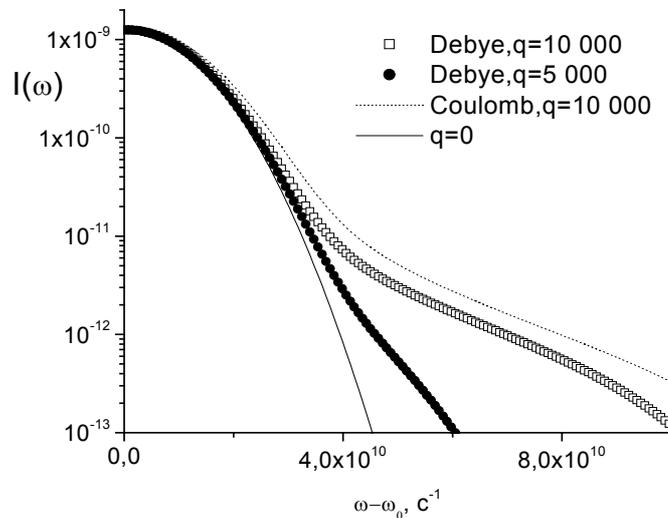


Рис. 3. Расчетный контур линии H_{β} в пылевой плазме с учетом эффектов экранирования. $r_0 = 10$ мкм, $n_d = 10^6 \text{ см}^{-3}$, $T_e = 4000 \text{ К}$, $T = T_i = 77 \text{ К}$, $p = 3 \text{ Па}$, $R_d = 20 \text{ мкм}$.

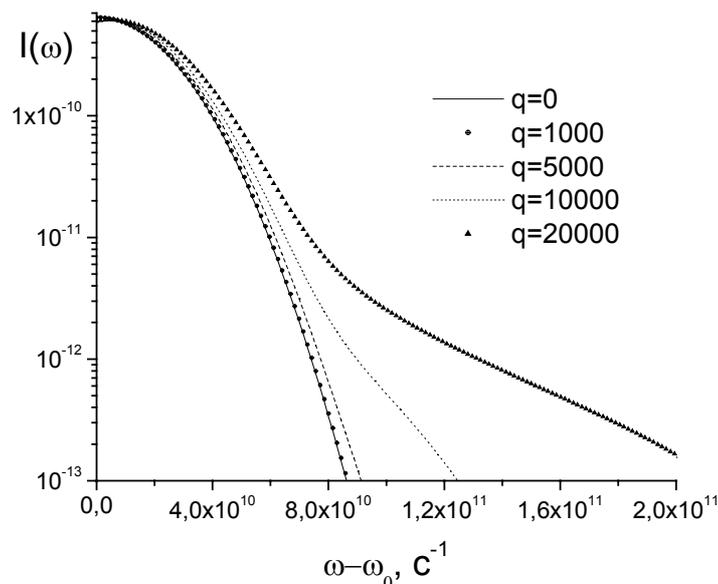


Рис. 4. Расчетный контур линии H_{β} в пылевой плазме без учета эффектов экранирования.
 $r_0 = 10$ мкм, $n_d = 10^6$ см $^{-3}$, $T = 300$ К, $p = 3$ Па

IV. Заключение

Проведенные в настоящей работе исследования показали, что при заряде пылевой частицы в несколько тысяч зарядов электрона изменения в контуре линии H_{β} значительны и могут быть зафиксированы экспериментально. При интенсивности в крыле линии всего на порядок меньшей, чем в максимуме, значения интенсивности у невозмущенной и возмущенной линии отличаются более, чем в два раза. Этот факт позволяет сделать вывод, что предложенный метод измерения заряда пылинки может оказаться весьма эффективным. Расчеты также показали, что наиболее заметный вклад электрическое поле пылевых частиц дает в крылья линии H_{β} , что обусловлено резким падением электрического поля как в чисто кулоновском случае, так и случае дебаевского экранирования. Вклад в крылья дают возбужденные атомы, находящиеся вблизи пылевой частицы в достаточно узкой области сильного электрического поля. В этой области поле слабо меняется при переходе от кулоновского случая к экранированному, поэтому контур линии меняется незначительно при таком переходе. Это позволяет высказать предположение, что предлагаемый метод позволит определять истинный заряд пылевых частиц.

Литература:

1. Грим Г. Уширение спектральных линий в плазме. М.: Мир, 1978.
2. Melzer A., Trottenberg T., Piel A. // Phys. Lett. A. 1994. V. 191. P. 301–308.
3. Фортгов В. Е., Владимиров В. И., Депутатова Л. В. и др. // ДАН. 1999. Т. 366. № 2. С. 184–187.
4. Fortov V. E., Nefedov A. P., Vladimirov V. I., et al. // Phys. Letters A. 1999. V. 258. P. 305–311.
5. Daugherty J. E., Graves D. B. // J. Appl. Phys. 1995. V. 78. № 4. P. 2279–2287.
6. Melzer A., Homann A., Piel A. // Phys. Rev. E. 1996. V. 53. № 3. P. 2757–2766.
7. Peters S., Homann A., Melzer A., Piel A. // Phys. Lett. A. 1996. V. 223. P. 389–393.
8. Homann A., Melzer A., Peters S., Piel A. // Phys. Rev. E. 1997. V. 56. № 6. P. 7138–7141.
9. Homann A., Melzer A., Piel A. // Phys. Rev. E. 1999. V. 59. № 4. P. R3835–R3838.
10. Hazelton R. C., Yadlowsky E. J. // IEEE Trans. on Plasma Science. 1994. V. 22. № 2, P. 91–96.
11. Barkan A., D'Angelo N., Merlino R. L. // Phys. Rev. Lett. 1994. V. 73. № 23. P. 3093–3096.
12. Zuzic M., Thomas H. M., Mortill G. E. // J. Vac. Sci. Technol. A. 1996. V. 14(2). P. 496–500.

13. Pieper J. B., Goree J. // Phys. Rev. Lett. 1996. V. 77. № 15. P. 3137–3140.
14. Конопка U., Ratke L., Thomas M. // Phys. Rev. Lett. 1997. V. 79. № 7. P. 1269–1272.
15. Конопка U., Morfill G. E., Ratke L. // Phys. Rev. Lett. 2000. V. 84. P. 891.
16. Вайнштейн Л. А., Собельман И. И., Юков Е. А. Возбуждение атомов и уширение спектральных линий. М.: Наука, 1979.
17. Луизова Л. А. Оптические методы диагностики низкотемпературной плазмы.