

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(27 сентября 2000 г.)

27 сентября 2000 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. **Игнатов А.М.** (Институт общей физики РАН, Москва). *Квазигравитация в пылевой плазме.*

2. **Гуляев Р.А.** (Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, Троицк, Московская обл.), **Щеглов П.В.** (Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Москва). *Наблюдения резонансного свечения атомов в областях сублимации твердого вещества в ближнем околоземном пространстве.*

Краткие содержания докладов публикуются ниже.

PACS number: 52.90.+z

Квазигравитация в пылевой плазме

А.М. Игнатов

1. Введение

В данном докладе будут кратко обсуждены различные процессы, приводящие к притяжению одноименно заряженных макрочастиц в пылевой плазме.

Низкотемпературная плазма часто содержит некоторое количество твердых макрочастиц или пылинок, характерные размеры которых могут изменяться в очень широких пределах — от десятков ангстрем в установках плазменной обработки до десятков сантиметров в кольцах Сатурна. Отдельно взятая пылинка ведет себя подобно плавающему лангмюровскому зонду, т.е. благодаря большей подвижности электронов она оказывается отрицательно заряженной, причем величина заряда, которая может достигать $10^3 - 10^4$ зарядов электрона, зависит от состояния окружающей плазмы. Поэтому сравнительно небольшой концентрации пыли может быть достаточно для того, чтобы изменить свойства плазмы. Эта своеобразная среда, состоящая из нескольких сортов заряженных частиц (электронов и ионов с постоянным зарядом и пылинок с переменным), а также нейтральных атомов, получила

название пылевой плазмы. Следует отметить, что на зарядку пылинок иногда влияют различные дополнительные факторы, например, термоэмиссия или радиоактивность вещества пылинок, которые могут изменить знак заряда.

Хотя первые лабораторные наблюдения аэрозолей в газовом разряде относятся к 1924 г. [1], систематическое изучение пылевой плазмы началось лишь около 20-ти лет назад. Многие аспекты физики пылевой плазмы обсуждаются в сборнике [2], на страницах журнала "Успехи физических наук" было также опубликовано несколько достаточно обстоятельных обзоров [3, 4].

Помимо пылевой плазмы в последнее время интенсивно изучается во многом на нее похожая коллоидная плазма [5], которая представляет собой естественную (биологические жидкости) или искусственно приготовленную суспензию макрочастиц в растворителе, обычно в воде. Заряд макрочастиц, называемых также макроионами, обусловлен соответствующими электрохимическими реакциями. Существенно, что в отличие от пылевой плазмы, коллоидные суспензии термодинамически равновесны. Хотя абсолютные величины зарядов макроионов, как правило, меньше, чем у пылинок в плазме, коллоидные суспензии могут быть более нелинейными системами. В действительности, определяющую роль играет не заряд, а безразмерное отношение $\eta = e\phi/T$, где ϕ — потенциал макрочастицы, а T — температура растворителя или электронного компонента плазмы. В коллоидных растворах эта величина может достигать нескольких десятков, тогда как в пылевой плазме $\eta \leq 6$.

Поскольку отдельные пылинки заряжены одинаково, на первый взгляд, они должны отталкиваться друг от друга. В то же время существуют убедительные экспериментальные данные, свидетельствующие о формировании различных структур, в частности, пылевых кластеров, для чего необходимо притяжение между макрочастицами. Аналогичная ситуация сложилась и в физике коллоидной плазмы. Поэтому одной из интересных проблем в теории пылевой плазмы и коллоидных суспензий был поиск механизмов взаимодействия пылинок между собой. Теоретически было предсказано довольно много процессов, могущих обеспечить притяжение. Некоторые из них, которые, по-видимому, наблюдаются в природе, обсуждаются далее.

2. Электростатика равновесной плазмы

Рассмотрим сначала на предельно идеализированной модели чисто электростатическое взаимодействие. Здесь основной вопрос заключается в принципиальной возможности того, что нелинейное экранирование поля в плазме может привести к притяжению одинаковых зарядов. В литературе можно найти довольно много работ, в которых в рамках одной и той же модели получается как притяжение, так и отталкивание. Не имея возможности подробно их обсуждать, отмечу лишь, что во всех случаях используются те или иные разложения и приближенные решения уравнения Пуассона. Имеет смысл поэтому подробно обсудить постановку проблемы и, не решая ее, — вряд ли это можно сделать аналитически — попытаться на качественном уровне понять характер решения.

Пусть две одинаковых сферических частицы радиуса a с зарядом Q помещены в равновесную плазму. Предположим для простоты, что частицы представляют собой идеальные проводники, а плазма бесстолкновительна. В этих условиях плазма описывается уравнением Власова

$$\frac{\partial f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_\alpha} \frac{\partial f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})}{\partial \mathbf{r}} + e_\alpha \mathbf{E}(\mathbf{r}) \frac{\partial f_\alpha(t, \mathbf{r}, \mathbf{p})}{\partial \mathbf{p}} = 0, \quad (1)$$

где индекс α служит для обозначения различных компонентов плазмы. Уравнение Пуассона для потенциала ϕ записывается в виде

$$\Delta \phi = -4\pi \left[\sum_\alpha e_\alpha n_\alpha(\phi) - \rho_b \right], \quad (2)$$

где введена плотность заряда нейтрализующего фона ρ_b , а

$$n_\alpha(\phi) = \int d\mathbf{p} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (3)$$

Граничное условие для уравнения (2), соответствующее постоянному заряду на частицах, имеет вид

$$\oint_{\Sigma_{1,2}} ds \nabla \phi = -4\pi Q, \quad (4)$$

$$\phi|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \quad (5)$$

и интеграл берется по поверхности обеих сфер $\Sigma_{1,2}$.

Предположим, что частицы плазмы зеркально отражаются от поверхности пылинок. Граничное условие для уравнения Власова (1) в этом случае имеет вид:

$$f_\alpha|_{\Sigma_{1,2}, p_n > 0} = f_\alpha|_{\Sigma_{1,2}, p_n < 0}, \quad (6)$$

где p_n обозначает нормальную к поверхности сфер компоненту импульса частицы плазмы. Функции распределения на бесконечности считаются максвелловскими с невозмущенными плотностями $n_{0\alpha}$ и температурами T_α :

$$f_\alpha|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow f_{0\alpha} = n_{0\alpha} (2\pi m_\alpha T_\alpha)^{-3/2} \exp\left(-\frac{p^2}{2m_\alpha T_\alpha}\right).$$

Уравнения (1), (2) обеспечивают сохранение полного импульса, что в стационарной плазме можно записать

как $\nabla_j \Pi_{ij} = 0$, при этом тензор натяжений имеет вид:

$$\Pi_{ij} = \Pi_{ij}^{(f)} + \Pi_{ij}^{(p)},$$

$$\Pi_{ij}^{(f)} = \delta_{ij} \phi \rho_b + \delta_{ij} \frac{(\nabla \phi)^2}{8\pi} - \frac{\nabla_i \phi \nabla_j \phi}{4\pi}, \quad (7)$$

$$\Pi_{ij}^{(p)} = \sum_\alpha \int d\mathbf{p} \frac{p_i p_j}{m_\alpha} f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}). \quad (8)$$

Сила, действующая на пылинку, равна, по определению, потоку импульса через ее поверхность. При вычислении потока импульса, приходящегося, например, на верхнюю пылинку, удобно разбить поверхность интегрирования на верхнюю полусферу достаточно большого радиуса R_0 и круг того же радиуса в плоскости $z = 0$ (рис. 1). После этого результирующая сила, которая, очевидно, параллельна оси z , записывается в виде

$$F_z = \int_{\sqrt{x^2+y^2} < R_0} dx dy \Pi_{zz}|_{z=0} - R_0^2 \int_{z>0} d\Omega \Pi_{rz}|_{r=R_0}. \quad (9)$$

Следует отметить, что сила (9), вообще говоря, не пропорциональна производной полной энергии по расстоянию между центрами сфер.

Стационарное уравнение Власова с граничными условиями (6) легко решается:

$$f_\alpha(\mathbf{r}, \mathbf{p}) = f_{0\alpha}(\mathbf{r}, \mathbf{p}) \exp\left(-\frac{e_\alpha \phi}{T_\alpha}\right), \quad (10)$$

и тензор натяжений (8) диагонален

$$\Pi_{ij}^{(p)} = \delta_{ij} \sum_\alpha n_{0\alpha} T_\alpha \exp\left(-\frac{e_\alpha \phi}{T_\alpha}\right). \quad (11)$$

Поскольку в силу очевидной симметрии задачи $E_z(z=0) = 0$, в пределе $R_0 \rightarrow \infty$ выражение для силы (9)

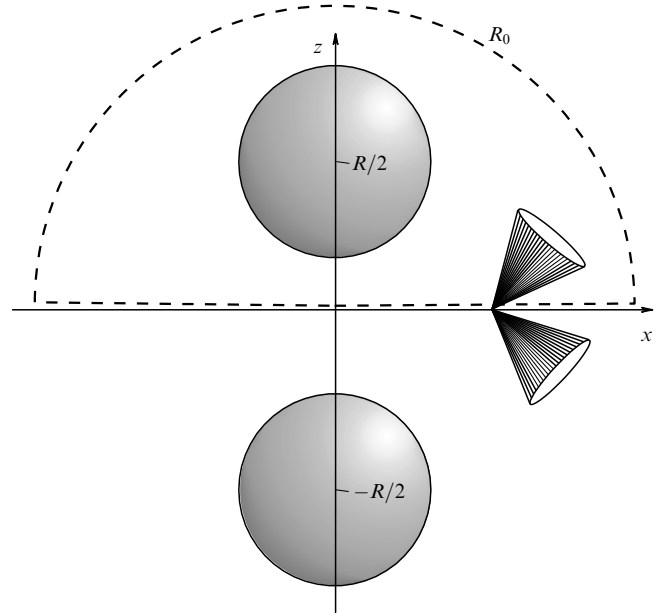


Рис. 1. К вычислению силы притяжения между двумя пылинками. Функция распределения для импульсов, принадлежащих заштрихованным конусам, равна нулю.

приводится к виду

$$F_z = 2\pi \int_0^\infty \rho d\rho \left\{ \phi(\rho, 0) \rho_b + \sum_\alpha n_{0\alpha} T_\alpha \times \right. \\ \left. \times \left[\exp\left(-\frac{e_\alpha \phi(\rho, 0)}{T_\alpha}\right) - 1 \right] + \frac{1}{8\pi} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \rho}\right)^2 \right\}. \quad (12)$$

Для совместности граничного условия (5) с уравнением Пуассона (2) плазма на бесконечности должна быть нейтральной, т.е. $\rho_b = \sum_\alpha e_\alpha n_{0\alpha}$. Как легко убедиться, при учете этого ограничения подынтегральное выражение в (12) неотрицательно. Таким образом, из закона сохранения импульса с необходимостью следует, что электростатическое взаимодействие между двумя одинаковыми макрочастицами в плазме всегда соответствует отталкиванию.

Какие эффекты могут изменить характер взаимодействия? Во-первых, к притяжению может привести дисперсия по размерам частиц — одноименно заряженные сферы разных размеров при определенных условиях притягиваются даже в вакууме [6].

Кроме того, при достаточно большой концентрации пыли плотности электронов и ионов в окружающей плазме не равны. В более реалистичной модели для описания взаимодействия следует использовать уравнения (1), (2) с $\rho_b = 0$, причем зарядовая нейтральность обеспечивается остальными пылинками. Граничное условие (5) теперь неприменимо и переходить к пределу $R_0 \rightarrow \infty$ в уравнении (9) нельзя. Хотя вычислить силу (9) при этом не удастся, она может стать отрицательной. По-видимому, этот механизм обеспечивает эффективное притяжение между макроионами в коллоидной плазме [7], однако необходимая величина потенциала макрочастицы довольно велика и вряд ли достижима в пылевой плазме.

3. Сила Лесажа

Еще одна идеализация, заложенная в обсуждавшуюся выше модель, — это предположение о зеркальном отражении частиц плазмы от поверхности макрочастицы (6). Реальная картина намного сложнее. В стационарном состоянии заряд макрочастицы определяется равенством электронного и ионного токов на ее поверхность. На каждый ион, попавший на поверхность пылинки, приходится ровно один электрон. В результате заряд пылинки не меняется, но может измениться ее масса, что происходит, например, в процессе плазменного синтеза макрочастиц. С другой стороны, во многих экспериментах заранее приготовленные пылинки взаимодействуют с плазмой инертных газов. При этом происходит реакция перезарядки, нейтральный атом покидает поверхность пылинки и ее масса не увеличивается. В любом случае на поверхности макрочастицы плазма поглощается. Каким образом это влияет на взаимодействие пылинок, можно понять, рассмотрев другую идеализацию.

Допустим, что влиянием электрического поля пылинок на частицы плазмы можно пренебречь. В определенной степени это допущение можно оправдать, предположив, что размер пылинок больше дебаевского радиуса. Если пылинки поглощают все, что попадает на их поверхность, то вместо (6) при решении уравнения Власова (1) следует использовать граничное

условие

$$f_z|_{\Sigma_{1,2}, p_n > 0} = 0. \quad (13)$$

Естественно, что при наложении этих условий решением уравнения (1) уже не будет распределение Максвелла. Функция распределения оказывается анизотропной. Например, в плоскости $z = 0$ существуют два конуса в пространстве скоростей, изображенные на рис. 1, внутри которых функция распределения равна нулю. Кроме того, при $R_0 \rightarrow \infty$ возникает анизотропная добавка к распределению Максвелла, пропорциональная $1/R_0^2$. Анизотропен также тензор потока импульса (8). В результате довольно громоздких вычислений, подробности которых можно найти в [8], сила (9) оказывается притягивающей и равной

$$F_z = -\frac{3}{4} \pi n_{0i} T_i \frac{a^4}{R^2}, \quad (14)$$

где R — расстояние между центрами пылинок. Следует подчеркнуть, что при полном поглощении (13) стационарное состояние плазмы возможно лишь при условии ее непрерывного создания. Здесь предполагается, что источники плазмы расположены достаточно далеко от пылинок. В противном случае необходимо явно вводить источники в уравнение (1).

Физический смысл силы (14) вполне прозрачен. Поскольку плазма поглощается пылинками, газокINETическое давление на поверхности, например, верхней пылинки (см. рис. 1) снизу меньше, чем сверху. Очевидно, что уменьшение давления пропорционально телесному углу, под которым одна пылинка видна с поверхности другой, что и отражено в (14).

Более двухсот лет назад Ж.Л. Лесажем [9, 10] была предложена похожая теория всемирного тяготения. Лесаж предположил, что атомы эфира, взаимодействуя с массивными телами, теряют некоторую часть своей живой силы, и получил отсюда притяжение, пропорциональное $1/R^2$. Поскольку выше речь шла о том же эффекте (с точностью до несущественного различия в терминах), в настоящее время для обозначения силы (14) в ряде работ применяется термин "сила Лесажа". Кроме того, в качестве синонимов используются слова "бомбардировочная сила" (bombardment force), а также немного отдающий мистикой термин "теньевая сила" (shadow force).

В противоположном пределе пылинок с размерами меньшими дебаевского радиуса ситуация существенно усложняется, поскольку траектории частиц плазмы отличаются от прямых уже на значительном удалении от пылинки. Тем не менее асимптотическое выражение для силы Лесажа для расстояний, превосходящих дебаевский радиус, можно получить другим способом, который заодно позволяет взглянуть на физику процесса с несколько иной точки зрения. Поскольку каждая пылинка поглощает плазму, в ее окрестности формируется сферически сходящийся поток. В силу уравнения непрерывности на больших расстояниях скорость потока меняется как $1/R^2$. На любой объект, находящийся в потоке плазмы, в частности, на другую пылинку, действует сила увлечения, которая пропорциональна скорости потока. Таким образом, используя известное выражение для силы увлечения, можно оценить возникающую силу

притяжения [11], которая оказывается равной (14) с точностью до коэффициента порядка единицы.

Граничное условие (13) приводит к тому, что электрический потенциал поглощающего тела в плазме на больших расстояниях ведет себя как $1/R^2$, а электрическое поле как $1/R^3$, можно ожидать, что результирующая сила между двумя пылинками на малых расстояниях обусловлена кулоновским отталкиванием, а на больших доминирует притяжение Лесажа. Хотя аналитическая теория, самосогласованным образом учитывающая кулоновское взаимодействие, отсутствует, численное моделирование подтверждает такой характер зависимости силы от расстояния [12].

Притяжение Лесажа носит вполне универсальный характер и может быть обусловлено не только потоками вещества, но и любой другой сохраняющейся величины. Так, если по каким-либо причинам температура поверхности пылинки меньше температуры окружающей плазмы, например, из-за радиационного охлаждения, то в окрестности каждой пылинки формируется сходящийся поток тепла, и в результате термофореза возникает притяжение [13].

Легко проверить, что в случае полного поглощения (13) полный поток импульса через поверхность, окружающую обе частицы, равен нулю. Иными словами, в этом случае третий закон Ньютона выполняется. В общем же случае это уже не так. Если притяжение обусловлено тепловыми потоками, а температура пылинок разная, то на разные пылинки действуют неравные силы. Полный поток импульса со стороны плазмы на систему макрочастиц может быть отличен от нуля — это аналог хорошо известного радиометрического эффекта.

Еще одно отличие гравитации Лесажа от обычных взаимодействий заключается в его непарности. Так, например, если под нижней пылинкой на рис. 1 поместить еще одну, то сила, действующая на верхнюю пылинку, не изменится. Кроме того, сила Лесажа определяется формой поверхности макрочастицы. Все это означает, что несмотря на формальную схожесть с гравитационным взаимодействием, концепция поля к силе Лесажа неприменима.

Недавно были проведены эксперименты по прямому измерению сил между двумя макроскопическими телами в низкотемпературной плазме [14]. При этом использовалась конструкция типа электроскопа, помещенная в тлеющий разряд. Оказалось, что в определенном диапазоне параметров плазмы листочки электроскопа притягиваются несмотря на одинаковый знак заряда на них. Хотя полный теоретический анализ этого эксперимента отсутствует, на сегодняшний день сила Лесажа является единственным объяснением наблюдавшегося взаимодействия.

4. Ансамбль макрочастиц

Статистическое описание открытой системы — ансамбля макрочастиц, обменивающихся веществом и зарядом с окружающей плазмой, представляет собой достаточно сложную проблему. Хотя кинетическое описание пылевой плазмы используется довольно давно (например, [15, 16]), систематический вывод кинетических уравнений на основе цепочки Боголюбова был опубликован лишь в этом году [17]. Существенной чертой кинетического описания пылевого компонента является увеличение

размерности фазового пространства. Поскольку заряд пылинки является величиной переменной, определяемой окружающей плазмой, необходимо учитывать зависимость функций распределения пыли не только от координат и импульсов, но и от заряда.

Поглощение плазмы пылью и процессы динамической зарядки приводят к ряду интересных кинетических эффектов, например, возникает специфическое затухание низкочастотных волн [3]. Кроме того, в стационарном состоянии поступательная температура пыли, т.е. кинетическая энергия броуновского движения оказывается выше, чем температура окружающей плазмы [17]. В некоторых случаях необходимо учитывать в кинетическом описании рост массы макрочастиц, что, наоборот, приводит к уменьшению температуры [18].

Гравитация Лесажа может привести к развитию неустойчивости однородного состояния типа неустойчивости Джинса и формированию диссипативных структур. В частности, ансамбль из большого, но конечного числа пылинок стремится принять форму сферического облака. Не вдаваясь в детали кинетического описания этого процесса, отмечу одну интересную особенность — в пренебрежении тепловыми флуктуациями пылевое облако является не диффузным объектом, а имеет резкую границу [16].

5. Взаимодействие в плазме с потоками частиц

До сих пор речь шла о взаимодействии макрочастиц в квазиравновесной плазме без макроскопических потоков частиц. Многие эксперименты проводятся с пылинками, которые левитируют над специально введенным в газоразрядную камеру электродом. При этом электрод оказывается отрицательно заряженным, и отталкивающее пылинки электрическое поле вблизи его поверхности уравнивает силу тяжести. Плазма в приэлектродном слое существенно неравновесна и это приводит к многим интересным эффектам.

Если электроны в приэлектродном слое распределены по Больцману (обычно $T_e \gg T_i$), то ионы ускоряются электрическим полем. В области, где удерживаются пылинки, направленная скорость ионов оказывается сравнимой или превосходящей скорость ионного звука. Естественно, что в такой среде статическая диэлектрическая проницаемость может быть отрицательной. В линейном приближении распределение электрического поля, создаваемого заряженной макрочастицей, напоминает картину корабельных волн [19]. Вниз по течению от пылинки формируется конус Маха, внутри которого потенциал осциллирует, вверх же по течению потенциал спадает экспоненциально. В компьютерных экспериментах [20] также наблюдались осцилляции потенциала. Кроме того, ниже по течению формируется область с избыточной плотностью ионов, поэтому этот эффект называют ионной фокусировкой.

Если в потоке расположены две макрочастицы, и одна из них оказалась в конусе Маха другой, то благодаря ионной фокусировке нижняя частица стремится расположиться на определенном расстоянии строго под верхней. При этом сила действия со стороны верхней макрочастицы на нижнюю существенно больше, чем сила противодействия. Ансамбль же из большого числа макрочастиц самоорганизуется в двумерную гексагональную

кристаллическую структуру, состоящую из вертикальных цепочек пылинок. Значительная часть современных экспериментальных и теоретических работ по пылевой плазме посвящена изучению свойств этого пылевого кристалла.

В заключение отмечу, что за последнее время физика пылевой плазмы стала в значительной степени междисциплинарной наукой. Если еще несколько лет назад считалось допустимым рассматривать пылевую плазму как многокомпонентную с дополнительным сортом частиц, в настоящее время понятно, что существенную роль играют эффекты, которые традиционно изучались физикой аэрозолей и физической химией. Кроме того, в лабораторных условиях аномально большую роль, по сравнению с традиционной плазмой, играет гравитационное поле Земли. В этом отношении богатый урожай данных можно ожидать от планируемых на борту Международной космической станции экспериментов с пылевой плазмой, а также от приближающегося к Сатурну аппарата "Кассини".

Список литературы

1. Langmuir I, Found G, Ditter A *Science* **60** 392 (1924)
2. *Dusty and Dirty Plasmas, Noise, and Chaos in Space and in the Laboratory* (Ed. H Kikuchi) (New York: Plenum Press, 1994)
3. Цытович В Н *УФН* **167** 57 (1997)
4. Нефедов А П, Петров О Ф, Фортон В Е *УФН* **167** 1215 (1997)
5. Löwen H *Phys. Rep.* **237** 249 (1994)
6. Саранин В А *УФН* **169** 453 (1999)
7. Schram P P J M, Trigger S A *Contrib. Plasma Phys.* **37** 251 (1997)
8. Игнатов А М *Физика плазмы* **22** 648 (1996)
9. LeSage G L *Neuveaux Mémoires de l'Académie Royale* (Berlin) 404 (1782)
10. Розенбергер Ф *История физики* Ч. 3, Вып. 1 (М.-Л.: ГТТИ техн. изд-во НКТП СССР, 1935)
11. Игнатов А М *Краткие сообщ. физ.* (1–2) 58 (1995)
12. Ходатаев Я К и др. *Физика плазмы* **22** 1028 (1996)
13. Tsytoich V N et al. *Comm. Plasma Phys.* **18** 281 (1998)
14. Дубинов А Е и др. *Письма ЖТФ* **25** (13) 73 (1999)
15. Vladimirov S V *Phys. Plasmas* **1** 2762 (1994)
16. Игнатов А М *Физика плазмы* **24** 731 (1998)
17. Schram P P J M et al. *Phys. Rev. E* **63** 016403 (2001)
18. Ignatov A M, Trigger S A, physics/0006072
19. Vladimirov S V, Nambu M *Phys. Rev. E* **52** R2172 (1995)
20. Melandsø F, Goree J J. *Vac. Sci. Technol. A* **14** 511 (1996)

PACS numbers: 95.75.Kk, 96.50.Dj, 96.60.Pb

Наблюдения резонансного свечения атомов в областях сублимации твердого вещества в ближнем околосолнечном пространстве

Р.А. Гуляев, П.В. Щеглов

1. Во время полного солнечного затмения 12 декабря 1871 г. Пьер Жансен впервые визуально обнаружил темные фраунгоферовы линии в спектре солнечной короны. Через 12 лет, во время затмения 1883 г., он успешно сфотографировал фраунгоферов спектр короны. Исследовав полученные спектрограммы, Жансен пришел к выводу, что в определенных областях короны присутствует вещество в форме твердых частиц, отражающих солнечный свет [1].

Важную роль в исследовании фраунгоферова спектра короны сыграли спектрограммы, полученные Людендорфом во время затмения 10 сентября 1923 г. Выполнив фотометрическую обработку спектрограмм, Гротриан [2] разделил спектр короны на две составляющие: 1) непрерывный спектр без линий поглощения (К-корона) и 2) фраунгоферов спектр, полностью подобный спектру Солнца (F-корона). Через несколько лет было введено обозначение еще для одной составляющей коронального спектра: совокупность корональных эмиссионных линий стали обозначать как E-корона.

Гротриан высказал серьезные аргументы в пользу общей пылевой природы F-короны и зодиакального света. Но вызывала сомнение возможность существования твердых пылевых частиц на близких расстояниях от Солнца. В 1929 г. Рассел показал, что вследствие испарения пылевых частиц в ближнем околосолнечном пространстве вокруг Солнца должна существовать беспылевая зона с радиусом порядка $4R_{\odot}$. При наличии беспылевой зоны радиальное распределение яркости F-короны должно, очевидно, иметь максимум на некотором расстоянии от Солнца. Между тем, затменные наблюдения указывают на монотонное уменьшение яркости F-короны во всем интервале гелиоцентрических расстояний от приблизительно $1,1R_{\odot}$ до нескольких десятков R_{\odot} .

Проблема была решена Алленом [3] и Ван-де-Холстом [4], которые показали, что определяющая роль в формировании излучения F-короны принадлежит дифракции на частицах размером 10–100 мкм, расположенных в межпланетном пространстве между Солнцем и Землей. Индикатриса дифракционного рассеяния на таких частицах сильно вытянута в направлении падающего света, поэтому в формировании наблюдаемой F-короны участвует только пыль, находящаяся на расстояниях более $20R_{\odot}$ от Солнца. Отсюда следует, что самая внутренняя часть межпланетного пылевого облака ($r < 20R_{\odot}$) недоступна для наблюдений обычными, традиционными средствами, например, путем фотографирования короны в белом свете.

2. Но есть другие возможности исследования внутренних областей межпланетного пылевого облака, не зависящие от механизма рассеяния излучения. Прежде всего, это регистрация собственного теплового излучения нагретой пыли в инфракрасной области спектра. Петерсон [5] теоретически предсказал существование подобного излучения в виде эмиссионного кольца на расстоянии приблизительно $4R_{\odot}$ вокруг Солнца. Во время затмения 12 ноября 1966 г. Петерсон [6] и Мак Квин [7] действительно обнаружили пик излучения с $\lambda \approx 2,2$ мкм на расстоянии примерно $4R_{\odot}$ от Солнца. Так была открыта еще одна составляющая коронального излучения, названная T-коронной.

Впоследствии другие наблюдения как с Земли (во время затмений), так и с баллонов и ракет подтвердили наличие максимума яркости на расстоянии приблизительно $4R_{\odot}$ на различных длинах волн от 2 до 10 мкм. Отмечались также пики яркости на других гелиоцентрических расстояниях от 3,5 до $10R_{\odot}$. С другой стороны, в ряде случаев, например, во время затмений 1980 и 1991 гг. инфракрасные наблюдения не выявили никаких признаков повышенного теплового излучения на расстояниях вплоть до $15R_{\odot}$ от Солнца. Более того, во время