

О РЕЖИМАХ ДИФФУЗИОННОГО РАСПЛЫВАНИЯ ИОНИЗОВАННЫХ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ

© 2019 г. С. Шалимов^{a, b, c, *}, А. Козловский^d

^a Институт физики Земли РАН, Москва, Россия

^b Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

^c НИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

^d Sodankylä Geophysical Observatory, Sodankylä, Finland

*e-mail: pmsk7@mail.ru

Поступила в редакцию 23.10.2018 г.

После доработки 31.01.2019 г.

Принята к публикации 07.02.2019 г.

Зондирование нижней ионосферы на высотах около 100 км в специальном режиме позволяет обнаружить радиоотражения от достаточно плотных (линейная плотность 10^{14} – 10^{16} м⁻¹) ионизованных метеорных следов с характерным временем жизни от десятков секунд до десятков минут. В течение первых 250 с радиоотражения от ионизованных следов с линейной плотностью $(2-3) \times 10^{15}$ м⁻¹ демонстрируют степенную зависимость частоты отраженного радиосигнала от времени $f \propto t^{-\gamma}$, где $\gamma = 0.5$ (режим классической диффузии), тогда как менее плотные следы распадаются медленнее ($\gamma < 0.5$, режим субдиффузии), а более плотные – быстрее ($\gamma > 0.5$, режим супердиффузии). Показано, что различные режимы диффузионного расплывания метеорных следов могут быть обусловлены сильно неоднородной средой и размером ионизованных следов, возникающих при разрушении метеороидов.

DOI: 10.1134/S0367292119090063

1. ВВЕДЕНИЕ

Вторжение метеороидов на больших скоростях в плотные слои атмосферы приводит к их нагреванию и абляции [1], что сопровождается образованием ионизованного следа, который можно исследовать радиофизическими методами.

По рассеянию метровых радиоволн метеорных радаров ($\lambda = 4-10$ м) на ионизованных следах их принято делить на три типа: насыщенные, промежуточные и ненасыщенные следы [1]. Рассеяние радиоволн определяется величиной линейной электронной плотности α следа: если $\alpha \ll 2.4 \times 10^{14}$ м⁻¹, то волна рассеивается на каждом электроде и такие следы называют ненасыщенными; если $\alpha > 2.4 \times 10^{14}$ м⁻¹, то след содержит область с плотностью, где частота волны равна плазменной частоте и происходит отражение волны от границы этой области. Такие следы называют насыщенными. При $\alpha \sim 10^{14}$ м⁻¹ имеем промежуточные следы.

Диэлектрическая проницаемость плазмы метеорного следа равна

$$\varepsilon = 1 - \frac{f_{pe}^2}{f^2}, \quad (1)$$

где $f_{pe} = (1/2\pi)\sqrt{4\pi n_e e^2/m_e}$ – плазменная частота, f – частота радиоволны. Плотность электронов n_e в случае цилиндрического следа может зависеть от его радиуса.

Критерий разделения следов промежуточного типа и ненасыщенных, как это следует из (1), имеет вид $f \geq f_{pe}$. Это означает, что от насыщенного следа будут отражаться все радиоволны с частотой ниже плазменной. Учитывая, что плотность электронов на оси цилиндрического следа равна $n_e(0) = \alpha/\pi r^2$ [1], где α – линейная электронная плотность, для таких метеорных следов последний критерий можно записать в виде

$$f^2 \geq \frac{\alpha e^2}{m_e \pi^2 r^2}. \quad (2)$$

Считается, что эффективный радиус диффузионно расплывающегося цилиндрического следа равен $r(t) = \sqrt{r_0^2 + 4Dt}$ [1]. Тогда при $r_0^2 \ll 4Dt$ частота радиозондирования, отраженная от следа, будет зависеть от времени как $f \sim t^{-1}$. В настоящей работе зависимость от времени отраженной от следа частоты радиозондирования рассматри-

вается на основе экспериментальных данных, моделей среды и следа.

2. ДИФфуЗИОННОЕ РАСПЛЫВАНИЕ МЕТЕОРНЫХ СЛЕДОВ ПО ДАННЫМ ИОНОЗОНДА

Как отмечено выше, обычно распад ионизованных следов метеоров исследуют посредством метеорных радаров, которые способны регистрировать эти события на высотах около 90 км [1]. Использование же для этих целей ионозондов, зондирующих ионосферу на более низких частотах, начиная с высот 90 км, единичны [2]. Это связано с тем, что для этого необходим учащенный режим зондирования (так называемый режим *rapid-run*), чтобы зарегистрировать достаточно быстро (за минуты) распадающийся ионизованный метеорный след. Сравнительно недавно ионозонды с достаточно хорошим временным разрешением стали применять для регистрации вариаций плотности ионосферной плазмы во время метеорного потока [3].

Ионозонд, работающий в учащенном режиме зондирования в обсерватории Соданкюла (Финляндия) [4], данные которого будут использованы в настоящей работе, генерирует ионограмму каждую минуту: время развертки радиолуча ионозонда по частоте (от 1 до 16 МГц) было 30 с (еще 30 с занимает ждущий режим). Соответственно, минимальная длительность отражения может быть порядка 30 с, а разрешение по времени может достигать 1 с. Регистрация радиоэха означает, что сигнал отражается от проводящего объекта, причем частота зондирования равна плазменной частоте в месте отражения (как обычно при ионосферном зондировании). Трек на ионограмме, который связан с отражением от метеорного следа, выглядит как слабая прерывистая линия (часто в широком диапазоне частот), имеющая постоянную действующую высоту. Такое радиоотражение соответствует так называемым насыщенным или переуплотненным метеорным следам.

Согласно результатам зондирования нижней ионосферы на высотах около 90 км [4], длительность радиоотражений от достаточно плотных ионизованных метеорных следов, характеризующая их время жизни, может изменяться от десятков секунд — до десятков минут. Это заметно больше типичного времени расплывания, получаемого в измерениях посредством метеорных радаров в диапазоне от долей секунды до нескольких секунд.

В описываемых экспериментах [4] было обнаружено, что в течение первых 250 с радиоотражения от ионизованных следов с линейной плотно-

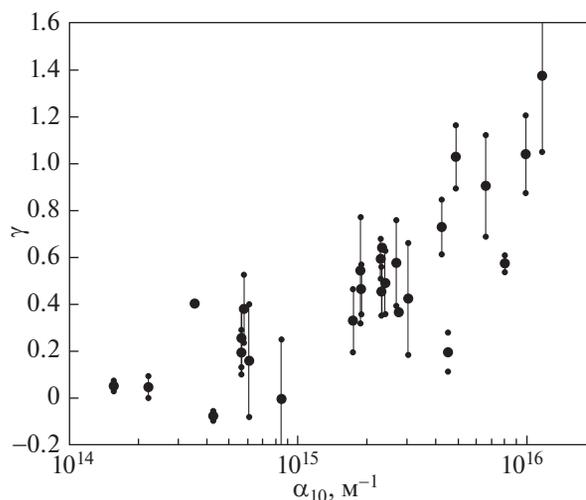


Рис. 1. Зависимость показателя степени γ от начальной линейной плотности ионизованного следа α_{10} .

стью $(2-3) \times 10^{15} \text{ м}^{-1}$ демонстрируют степенную зависимость частоты зондирования от времени

$$f \propto t^{-\gamma}, \quad (3)$$

где $\gamma = 0.5$ (режим классической диффузии), тогда как менее плотные следы распадаются медленнее ($\gamma < 0.5$, режим субдиффузии), а более плотные — быстрее ($\gamma > 0.5$, режим супердиффузии).

Этот вывод становится более очевидным, если по данным эксперимента [4] построить зависимость показателя степени γ от начальной линейной плотности ионизованного следа α_{10} (см. рис. 1). Следует заметить, что субдиффузионный режим в наблюдениях ионизованных метеорных следов ранее не наблюдался. Отметим также, что несколько точек на рис. 1 с близкими к нулю и отрицательными величинами γ не соответствуют расплыванию метеорных следов. Можно предположить, что появление этих точек обусловлено наблюдениями ионосферы на достаточно высоких широтах, где, помимо абляции метеоров, могут существовать источники дополнительной ионизации: высыпания электронов, атмосферные внутренние волны (образующие ветровой сдвиг), ионосферные неоднородности и т.п.

Согласно формуле (2) зависимость частоты от времени обусловлена зависимостью эффективного радиуса следа от времени. Изменения последнего, в свою очередь, зависят от режима, в котором происходит диффузионное расплывание следа. Возможные режимы рассмотрены в следующих двух разделах.

3. ДИФФУЗИОННАЯ МОДЕЛЬ ДЫХНЕ В ЗАДАЧЕ О РАСПЛЫВАНИИ МЕТЕОРНОГО СЛЕДА

Как известно [5], ионизированный метеорный след характеризуется достаточно высокими температурами (до нескольких тысяч градусов Кельвина), что позволяет считать след в момент его образования чисто плазменным. Рассмотрим следующую модель среды, состоящую из двух областей (рис. 2): область I, имеющую форму цилиндра (соответствующего образовавшемуся метеорному следу) радиуса r_0 и характеризующую коэффициентом диффузии D , и область II, которая непосредственно окружает область I и имеет коэффициент диффузии d , причем $D \gg d$. Коэффициенты D , d являются амбиполярными коэффициентами диффузии для плазменных областей I и II. Малость коэффициента диффузии в среде II по сравнению со средой I обусловлена тем, что окружающая метеорный след плазма является запыленной, а присутствие заряженных пылевых частиц в плазме заметно снижает коэффициент диффузии [6]. Время $t_0 = r_0^2/4D$ есть характерное время амбиполярной диффузии в среде I. На временах $t_0 \ll t \ll t_1$, где $t_1 = r_0^2/4d$, плотность плазмы вдоль границы цилиндрического плазменного следа еще практически постоянна, так что перенос описывается двумерной классической диффузией по закону $r^2 \sim 4Dt$. Ситуация меняется при $t \gg t_1$, когда плазма следа диффундирует в область II на расстояние порядка $\sqrt{dt} > r_0$. Отношение объемов, по которым плазма диффундирует в областях I и II, и которое можно оценить как r_0^2/dt , определяет вероятность нахождения иона в момент времени t , так что для соответствующего переноса получаем оценку

$$\langle r_i^2 \rangle \sim D \int_{t_1}^t (r_0/\sqrt{dt})^2 dt = \frac{Dr_0^2}{d} \ln \frac{t}{t_1}, \quad (4)$$

где предполагается $dt \ll \langle r_i^2 \rangle$, что дает $t \ll t_2$, $t_2 \sim (Dt_1/d) \ln(D/d)$.

Таким образом, согласно формуле (2), для субдиффузионного режима расплывания получаем зависимость

$$f \sim [\ln(t)]^{-1/2}. \quad (5)$$

Окончательный режим диффузии устанавливается на временах $t \gg t_2$ и имеет вид классической диффузии в среде II по закону $r^2 \sim 4dt$ (если только диаметр цилиндрического следа к этому времени не превысил внутренний масштаб турбулентности в нейтральной компоненте ионосферы, см. ниже).

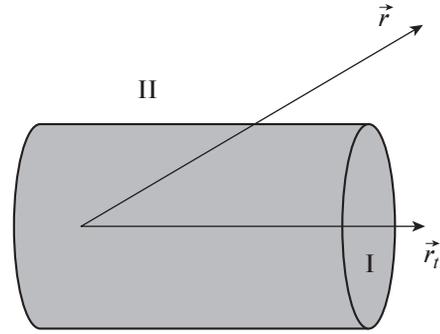


Рис. 2. Модель среды с метеорным следом.

Отметим, что подобная модель среды с диффузией была впервые сформулирована в работе Дыхне и др. [7]. Применение этой модели к расплыванию ионизированных метеорных следов позволяет интерпретировать субдиффузионный режим, наблюдаемый экспериментально [4].

Сделаем оценки характерных времен диффузии. Возьмем для примера следующие типичные для высот около 90 км величины коэффициентов диффузии: $D = 10 \text{ м}^2/\text{с}$ [8], $d = 0.5 \text{ м}^2/\text{с}$ [6], а начальный радиус цилиндрического следа примем равным $r_0 = 3 \text{ м}$. Тогда $t_0 = 0.25 \text{ с}$, $t_1 \approx 5 \text{ с}$, $t_2 \approx 300 \text{ с}$.

4. ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТА ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ МЕТЕОРНОГО СЛЕДА

Если в ходе расплывания следа его диаметр превзойдет некоторую величину l_0^* , называемую внутренним масштабом турбулентности (речь идет о турбулентных движениях в нейтральной компоненте ионосферной плазмы), или соответствующее этому масштабу время t_0^* , то описываемый процесс будет определяться турбулентной диффузией, где плазменная компонента (незамгниченные ионы на высотах около 90 км) выступает как пассивная примесь. Как известно [9], масштабы l_0^* , t_0^* определяются молекулярной вязкостью ν (на данной высоте) и диссипацией турбулентной энергии ϵ за секунду на единицу массы по формулам

$$l_0^* = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{1/4}, \quad t_0^* = \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2}. \quad (6)$$

Согласно оценкам [10, 11] в мезосфере, на высотах около 90 км, $\epsilon \approx 0.1\text{--}0.3 \text{ м}^2/\text{с}^3$, а кинематическая вязкость оценивается как $\nu \approx 33 \text{ м}^2/\text{с}$. Поэтому для пространственного и временного масштабов получаем $l_0^* \approx 10\text{--}30 \text{ м}$, $t_0^* \approx 18 \text{ с}$. Турбулентная диффузия будет определять расширение следа при выполнении условий $r \gg l_0^*$, $t \gg t_0^*$.

Идея турбулентного переноса основывается на оценках классических работ [9, 12–15] о расхождении жидких элементов на расстояние большее первоначального, но меньшее основного масштаба турбулентности. Из соображений размерности для изотропной турбулентности была получена оценка [15]

$$\frac{d\langle r^2(t) \rangle}{dt} = vG\left(\frac{l_0^* \varepsilon^{1/4}}{v^{3/4}}, \frac{t \varepsilon^{1/2}}{v^{1/2}}\right), \quad (7)$$

где G – универсальная функция двух переменных. Для малых времен в инерционном интервале функция линейна по времени, так что $\langle r^2(t) \rangle \sim c_1(\varepsilon l_0^*)^{2/3} t^2$ и поэтому $f \sim 1/t$, $\gamma = 1$. На больших временах в инерционном интервале, когда $\langle r^2(t) \rangle \gg l_0^{*2}$, зависимость G от l_0^* должна быть слабой, а относительное расхождение частиц определяться только масштабом пульсаций $\leq r(t)$. В результате относительное расхождение изменяется как

$$\langle r^2(t) \rangle = c_2 \varepsilon t^3, \quad (8)$$

где c_2 – константа порядка единицы, ε – скорость диссипации энергии, равная вводу энергии в инерционный интервал со стороны основного масштаба. Видно, что при такой зависимости от времени среднего квадрата смещения частиц будет иметь место режим супердиффузии, причем $f \sim 1/t^{3/2}$, $\gamma = 1.5$.

5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Общий сценарий расплывания ионизованных метеорных следов, наблюдаемых посредством ионозонда, можно представить следующим образом. Первоначальный этап, длящийся от долей (t_0) до нескольких секунд (до t_1) зарегистрировать посредством ионозонда проблематично. На временах $t \gg t_1$ наблюдается режим субдиффузии. Однако до времени t_2 , которое имеет порядок нескольких сотен секунд, след может расплыться до масштабов, превышающих внутренний масштаб турбулентности l_0^* нейтральной компоненты ионосферы, после чего плазменный след расплывается за счет турбулентности в инерционном интервале в режиме супердиффузии. Окончательным режимом является классическая амбиполярная диффузия в запыленной плазме, которая согласно наблюдениям [4] наступает после 250 с.

Следует отметить также, что расплывание следов с последовательной сменой режима субдиффузии на режим супердиффузии демонстрируют наблюдения (посредством лидаров) за эволюцией нейтральных натриевых следов, образовавшихся

при вторжении метеорного потока Леониды [11]. В частности, в одном случае, по наблюдениям, которые начинаются с 30-й с, проявляется режим субдиффузии, для которого авторы [11] определили показатель $\gamma = 0.25$, а на временах ≥ 50 с возникает супердиффузия с показателем $\gamma = 3/2$. В другом случае, после режима субдиффузии с $\gamma = 0.3$, после 100-й с, следует режим с $\gamma = 0.7$, а далее, после 150 с – режим супердиффузии с $\gamma \approx 3/2$. В указанной работе данные приведены только до ~ 170 с, поэтому ничего нельзя сказать о выходе на классический режим диффузии.

Таким образом, расплывание как нейтральных, так и рассмотренных в настоящей работе ионизованных следов, имеют общие черты: их показатели супердиффузии совпадают ($\gamma = 3/2$), а при субдиффузии ход зависимости частоты зондирования от времени вида $t^{-0.25}$ для нейтральных и $[\ln(t)]^{-1/2}$ (формула (5)) для ионизованных следов (или $t^{-0.2}$, как было определено в эксперименте для ионизованных следов [4]) практически подобны.

В данной схеме диффузионных процессов возникает естественный вопрос о происхождении турбулентности в нейтральной компоненте на высотах около 90 км и ее пространственном распределении. Измерения [11] позволяют определить число Ричардсона $Ri = \omega_b^2 / (\partial u / \partial z)^2$, где ω_b – частота Брента–Вяйсяля, u – средняя горизонтальная скорость, z – вертикальная координата. Если вертикальный сдвиг скорости $\partial u / \partial z$ достаточно велик, так что $Ri < 1/4$, то возникают условия для динамической неустойчивости и развития турбулентности [9]. Согласно наблюдениям, условия неустойчивости действительно выполняются на высотах разрушения метеороидов, причем в узких (несколько километров) интервалах высот. В этом случае выход на режим классической диффузии может быть гарантирован, если в результате расплывания диаметр следа выйдет за пространственные границы области неустойчивости.

Наконец, отметим, что, как следует из формулы (2), при фиксированной частоте зондирования, начальная линейная плотность следа пропорциональна квадрату его радиуса. Это обстоятельство позволяет интерпретировать зависимость режима расплывания от начальной линейной плотности, показанную на рис. 1. В случае, если диаметр следа изначально превысит внутренний масштаб турбулентности, может начаться расплывание в режиме супердиффузии. Такое развитие процесса наиболее вероятно для насыщенных (переуплотненных) следов и менее вероятно для следов промежуточной электронной плотности.

Подчеркнем, в заключение, что в данной работе были рассмотрены результаты измерений посредством ионозонда в интервале высот 90–100 км, т.е. там, где начинается разрушение метеороидов, вторгающихся в верхнюю атмосферу. Основным механизмом расплывания метеорных следов здесь является диффузионный. Что касается других механизмов распада следа, то они, в принципе, возможны. В качестве примера можно рассмотреть прилипание и рекомбинационный механизм, как это подробно описано в монографии [1]. Эти процессы достаточно быстрые. В частности, диссоциативная рекомбинация молекулярных ионов в метеорной зоне завершается за время 10^{-4} с. Однако известно, что абляция метеоров приводит к появлению в основном ионов атомов металла. Время рекомбинации последних составляет не менее 10^2 – 10^3 с. Именно такие следы и подвержены распаду по анализируемым в настоящей работе механизмам диффузии. При анализе эффективности механизма прилипания сделан вывод [1] о том, что следы с длительностью $t < 50$ с разрушаются в основном за счет прилипания электронов к молекулам кислорода, а более длительные — за счет турбулентной диффузии. В настоящей работе показано, что существуют насыщенные следы, которые не только не разрушаются за 50 с, но их последующее расплывание происходит медленнее как турбулентной, так и классической диффузии.

На более низких высотах от 80 до 90 км, в более плотных слоях атмосферы, главным процессом распада ионизованных метеорных следов считают механизм рекомбинации [16]. Для исследования этих процессов необходимо привлекать данные метеорного радара.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бронштэн В.А.* Физика метеорных явлений. М.: Наука, 1981.
2. *Goldsbrough P.F., Ellyett C.D.* // J. Geophys. Res. 1976. V. 81. P. 6135.
3. *Mariyama T., Kato H., Nakamura M.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108 (A8). P. 1324.
4. *Kozlovsky A., Shalimov S., Kero J., Raita T., Lester M.* // J. Geophys. Res. 2018. V. 123. P. 5974.
5. *Silber E.A., Hocking W.K., Niculescu M.L., Gritsevich M., Silber R.E.* // Monthly Not. Royal Astronom. Soc. 2017. V. 469. P. 1869.
6. *Шалимов С.Л., Козловский А.Е.* // Физика плазмы. 2015. Т. 41. С. 702.
7. *Dykhne A.M., Dranikov I.L., Kondratenko P.S., Popov A.V.* // J. Hydraulic Res. 2005. V. 43. P. 213.
8. *Chau J.L., Strelnikova I., Schult C., Oppenheim M.M., Kelley M.C., Stober G., Singer W.* // Geophys. Res. Lett. 2014. V. 41. P. 3336.
9. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. 1986. 736 с.
10. *Lubken F.J.* // J. Geophys. Res. 1992. V. 97. P. 20385.
11. *Kelley M.C., Kruschwitz C.A., Gardner C.S., Drummond J.D., Kane T.J.* // J. Geophys. Res. 2003. V. 108. P. 8454.
12. *Richardson L.F.* // Proc. Royal Soc. London, Ser. A. 1926. V. 110. P. 709.
13. *Колмогоров А.Н.* // Докл. АН СССР. 1941. Т. 30. С. 299.
14. *Обухов А.М.* // Изв. АН СССР. Сер. геогр. и геофиз. 1941. Т. 5. С. 453.
15. *Batchelor G.* // Queen J. Royal Meteorol. Soc. 1950. V. 76. P. 133.
16. *Younger J.P., Lee C.S., Reid I.M., Vincent R.A., Kim Y.H., Murphy D.J.* // J. Geophys. Res. 2014. V. 119. P. 10027.