

ОЦЕНКА ГЕОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА ПРИ ТУНГУССКОМ СОБЫТИИ 1908 г.

М.Ю. Кузьмичева, Т.В. Лосева

Предложен механизм, объясняющий основные особенности геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеорита: локализацию, время регистрации и величины возмущений всех трех компонент геомагнитного поля. Определен азимут траектории Тунгусского тела.

Введение

Тунгусское событие 1908 года вызвало геомагнитные явления, проявившиеся в изменении компонент магнитного поля, зарегистрированные в Иркутской геофизической обсерватории. Геомагнитный эффект был обнаружен на магнитограммах только в пятидесятые годы, когда уже были достаточно хорошо изучены процессы в ионосфере. В работах [Иванов, 1961; 1962; 1963; 1964], а также в работе [Немчинов и др., 1999; Losseva et al., 1999] по модели Иванова была выполнена оценка геомагнитного эффекта, возникающего за счет поляризации ионосферы, в которой существует токовая система за счет ветрового переноса при образовании области повышенной ионизации. Величина эффекта удовлетворительно согласуется с наблюдениями, хотя в модели заложены сильно идеализированные представления о слое повышенной ионизации.

Современные взгляды на развитие газодинамического течения, возникающего при пролете космического тела в атмосфере и его последующем взрыве, позволяют объяснить как образование области повышенной ионизации в Е-слое, так и сравнительно быстрый – за несколько минут – перенос возмущенной области почти на 1000 км.

В настоящей работе приведены результаты расчетов атмосферных осцилляций, вызванных тунгусским взрывом, по результатам расчетов сделаны оценки геомагнитного эффекта за счет действия токов, индуцированных в возмущенной атмосфере, проведено сравнение с наблюдательными данными.

Возникновение атмосферных осцилляций

Наблюдения за падением кометы Шумейкер-Леви-9 на Юпитер в 1994 г. и моделирование этого события показали, что взрыв космического тела в атмосфере приводит к крупномасштабным возмущениям верхней атмосферы за счет образования плюма [Nemtchinov, Loseva, 1994; Boslough, Crawford, 1997].

В атмосфере Земли плюм образуется уже на стадии пролета крупного (более 10 м) космического тела [Шувалов, 1999]. При торможении тела в атмосфере на единицу длины траектории выделяется энергия

$$W = C_d \rho_a V^2 S, \quad (1)$$

где ρ_a – плотность газа, S – площадь поперечного сечения, V – его скорость, C_d – коэффициент сопротивления. С ростом плотности воздуха эффективный размер тела может увеличиваться за счет разрушения тела и расширения облака фрагментов, что, в свою очередь, приводит к резкому торможению [Григорян, 1979]. Упрощенно область энерговыделения можно представить как цилиндр, расширяющийся к низу, внутренняя энергия газа в котором примерно равна $V^2/2$. Давление в расширяющемся канале пропорционально (а через некоторое время равно) давлению окружающего воздуха на соответствующей высоте. В результате внутри следа поддерживается направленный вверх градиент давления, в то же время плотность газа в горячем канале значительно ниже, чем равновесная плотность атмосферы на той же высоте. В результате гидростатическое давление оказывается сильно нарушенным, газ ускоряется вверх, что приводит к образованию плюма [Шувалов, 1999].

Космическое тело с радиусом R_b существенно тормозится на той высоте в атмосфере, где его масса $M_b = \rho_b \cdot \pi \cdot R_b^3$ примерно равна массе M_a столба воздуха, имеющего такое же поперечное сечение. Интегрируя вдоль траектории, получаем:

$$M_a = \rho_a \cdot \pi \cdot R_b^2 \cdot H / \sin \theta, \quad (2)$$

где θ – угол наклона траектории, ρ_a – плотность атмосферы на высоте торможения, H – характеристическая высота атмосферы и ρ_b – плотность тела.

Тогда

$$\frac{\rho_a H}{\sin \theta} = \rho_b R_b. \quad (3)$$

Если во время полета тело разрушается, его радиус быстро увеличивается, тело резко тормозится. Простая модель приводит к следующему соотношению для радиуса разрушенного тела [Григорян, 1979; Melosh, 1989] R_b^* :

$$R_b^* = \frac{H}{\sin \theta} \left(\frac{\rho_a}{\rho_b} \right)^{1/2}. \quad (4)$$

Таким образом, вследствие разрушения тела, масса атмосферы M_a , вовлеченная в движение, много больше массы тела M_b , а ее скорость V_a много меньше скорости тела V . Из равенства кинетической энергии воздуха, вовлеченного в движение, и кинетической энергии космического тела следует, что атмосферный газ вылетает в разреженные слои атмосферы со скоростью V_a (в пренебрежении $\sin \theta$) [Nemtchinov, Loseva, 1994]:

$$V_a = V \left(\frac{M_b}{M_a} \right)^{1/2} = \left(\frac{\rho_b R_b^3}{\rho_a R_b^{*2} H} \right)^{1/2} = V \left(\frac{R_b}{H} \right)^{1/2}. \quad (5)$$

По оценкам для тела с радиусом 25 м и скоростью 20 км/с (характеристическая высота атмосферы $H = 8$ км) V_a порядка 1 км/с. Выброшенный воздух тормозится силой тяжести и поднимается до высоты порядка

$$z = z_0 + \frac{V_a^2}{2g}.$$

В результате развития плюма в верхние слои атмосферы выбрасывается большое количество относительно плотного газа из нижних слоев. В верхних слоях атмосферы вещество плюма движется по баллистическим траекториям (так как среда сильно разреженная), падает вниз, тормозится на высоте примерно 100 км, сжимая атмосферу. Образуется ударная волна, нагретый газ в ударной волне снова выбрасывается в верхние разреженные слои атмосферы. Некоторые характерные особенности этой стадии (периоды колебаний, скорость затухания, параметры возмущенной атмосферы и т.д.) можно выявить на примере решения простой одномерной задачи о движении атмосферы при заданных начальных возмущениях температуры, плотности и скорости [Nemtchinov, Loseva, 1994].

Газодинамические параметры атмосферы, возмущенной плюмом

Колебания атмосферы в результате выброса плюма моделировались с помощью численных расчетов в одномерной постановке. Начальные данные выбирались по распределениям газодинамических параметров, полученных при моделировании начальной стадии формирования плюма в двумерной постановке [Шувалов, частное сообщение]. Расчеты проводились по неявной полностью консервативной абсолютно устойчивой лагранжевой схеме [Попов, Самарский, 1975]. На рис. 1 приведены распределения параметров плюма, полученные в результате двумерных расчетов вертикального падения тела с диаметром 50 м и скоростью 20 км/с, которые использовались нами в качестве начальных данных. В одномерном моделировании мы использовали осевое распределение газодинамических параметров. На рис. 2 показаны траектории различных частиц струи, вылетевших с разных высот h_{start} . Наблюдаются нелинейные колебания, амплитуда которых увеличивается с вы-

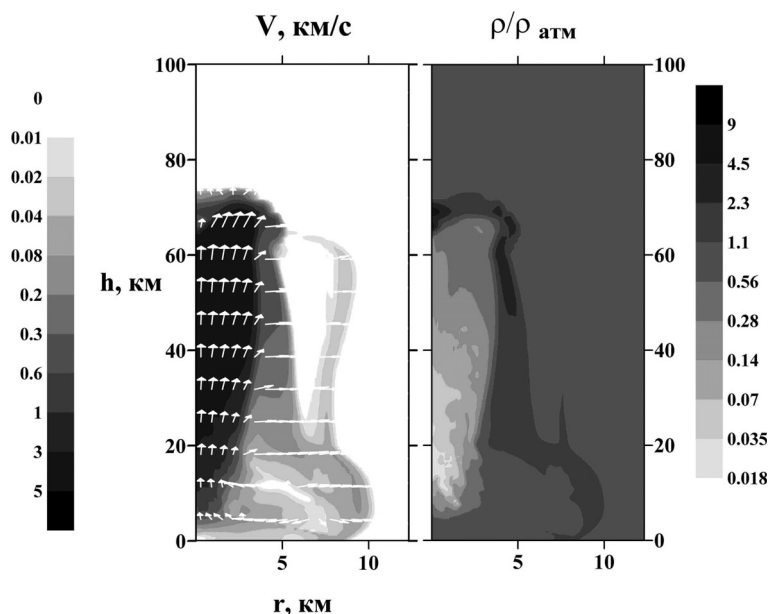


Рис. 1. Распределения газодинамических параметров, полученные в результате двумерного численного моделирования

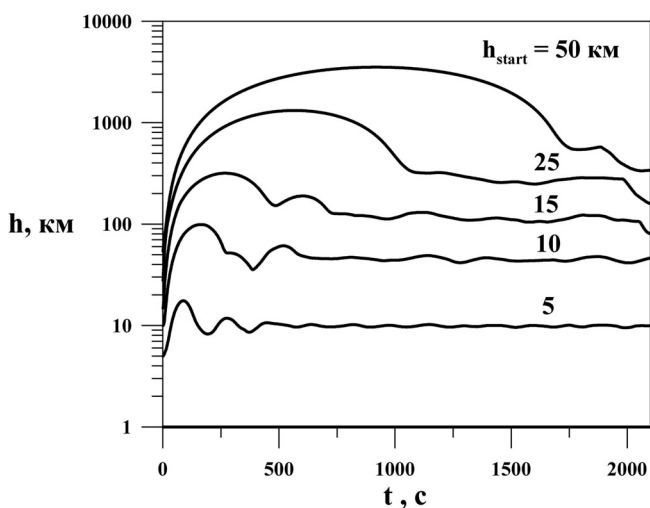


Рис. 2. Траектории частиц газа, вылетевших с различных высот h_{start}

сотой. Период и амплитуда первого колебания зависят от высоты, с которой была выброшена частица, и, соответственно, от скорости ее вылета. На рис. 3, 4 приведены зависимости от времени t плотности ρ и скорости v на высотах 80, 100 и 120 км. На рис. 5 показана зависимость от времени температуры T на этих высотах. С точки зрения объяснения геомагнитного эффекта, зафиксированного в Иркутской обсерватории, нам представляется важным тот факт, что через 350–400 с после взрыва при торможении падающего вниз воздуха на высоте примерно 100 км – Е-слоя ионосферы – образуется слой с повышенной плотностью, температурой и (как будет показано) проводимостью, что видно из графиков 3–5. Это подтверждается и двумерными расчетами (Shuvalov, Artemieva, 2001).

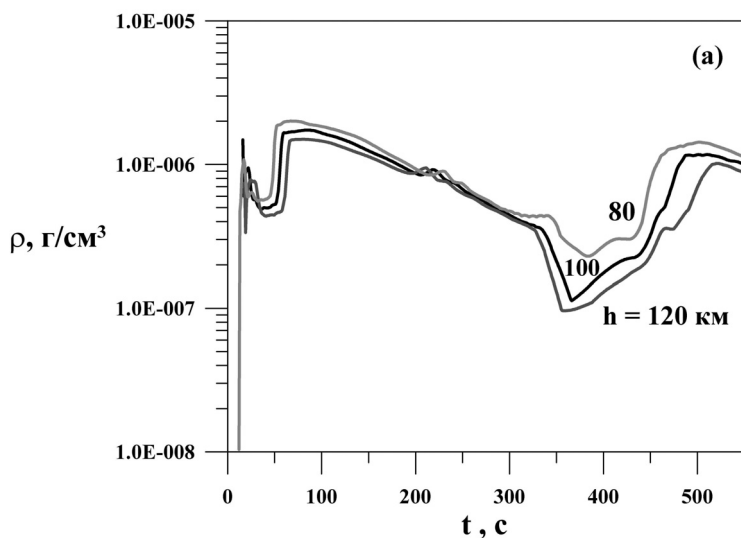


Рис. 3. Зависимости от времени t плотностей ρ атмосферного газа на различных высотах h

Рис. 4. Зависимости от времени t скорости V атмосферного газа на различных высотах h

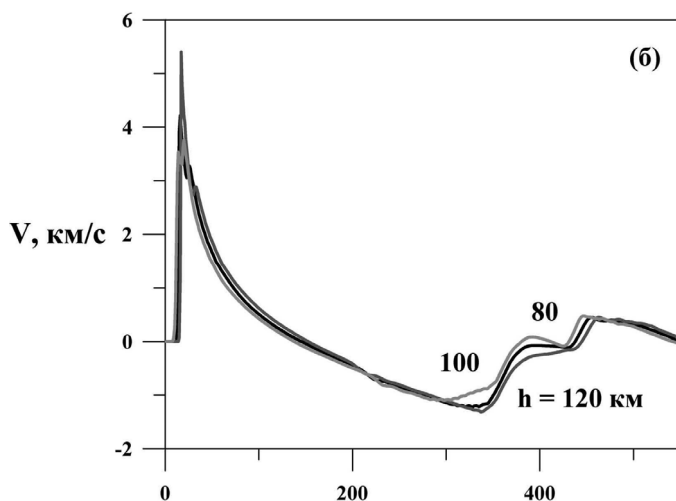
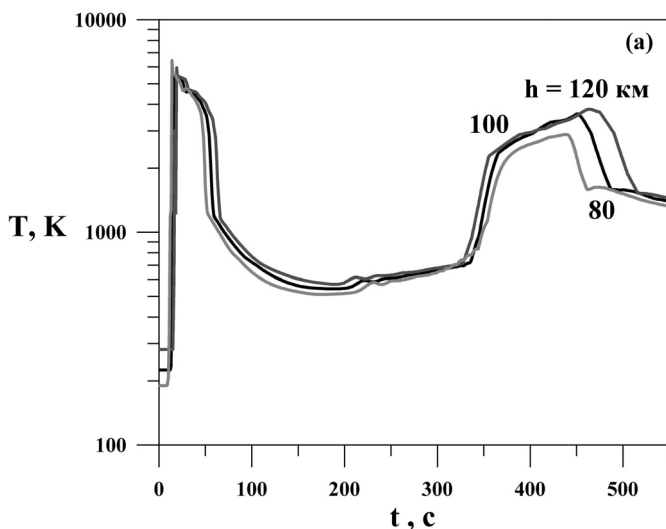


Рис. 5. Зависимости от времени t температур T атмосферного газа на различных высотах h



Описание геомагнитного эффекта

Считалось, что взрыв Тунгусского космического тела произошел в 0 час 17 мин 11 с по среднему гринвичскому времени. Данные, основанные на наблюдениях прохождения сейсмических волн, дают время задержки геомагнитного эффекта относительно момента взрыва примерно 6,5 мин [Немчинов и др., 1999]. Не менее важным для понимания природы и причин этого эффекта является тот факт, что вариации магнитного поля регистрировались в Иркутской обсерватории на расстоянии 950 км от места падения метеорита. Изменения Н-компоненты были наибольшими по величине и доходили до 50 гамм от невозмущенного значения. Вариации Z-компоненты составляли примерно 15 гамм, отклонения D-компоненты незначительны.

Наиболее близкая из других обсерваторий – Свердловская – была удалена от места падения на 2400 км. Магнитограммы Н-, Z- и D-составляющих, полученных на Свердловской, Павловской (г. Санкт-Петербург) и Тбилисской обсерваториях, не выявили каких-либо изменений поля, подобных наблюдавшимся в Иркутске.

Мы полагаем, что вариации геомагнитного поля в Иркутске вызваны токовой системой, возникающей в слое газа с повышенной плотностью и температурой на высоте Е-слоя ионосферы, образовавшемся вследствие атмосферных осцилляций, при движении его поперек геомагнитного поля.

Моделирование токовой системы

Для возникновения электрического динамо-поля и рассматриваемой токовой системы принципиальным является тот факт, что падение тела было наклонным, и у плюма есть горизонтальная компонента скорости. Угол наклона траектории (и следа, вдоль которого движется плюм) был выбран равным 45 град. Так как нагретый плотный слой в ионосфере образуется примерно через 350–400 с после взрыва, то он формируется при подъеме и торможении слоя газа с вертикальной компонентой скорости $\sim 1,8$ км/с. Горизонтальная компонента скорости также равна 1,8 км/с, и он смещается вдоль траектории падения тела в противоположную пролету сторону примерно на 720 км. В начальном распределении газодинамических параметров этот слой газа имеет скорость 2,5 км/с. В разреженных слоях атмосферы скорость расширения газа порядка скорости звука, что составляет примерно 1 км/с. Таким образом, к моменту торможения радиус нагретой области увеличивается с 5–10 км до 400 км. Ионизационное состояние газа определяется его параметрами на высоте 80–100 км, далее происходит отрыв электронной температуры от ионной и закладка степени ионизации. Мы никак не учитываем процессы, которые могут влиять на ионизационное состояние в плюме на высотах порядка 300 км. Нагрев газа и повышение его плотности при торможении приводит к тому, что его проводимость выше фоновой и не зависит от геомагнитного поля. Удельная проводимость Σ , необходимая для расчетов токов в этой области, определялась по формуле:

$$\Sigma = \frac{e^2 N_e}{m_e N v \sigma}, \quad (6)$$

где N_e и N – концентрации электронов и молекул соответственно, m_e – масса электрона, v – средняя тепловая скорость электронов при данной температуре, σ – сечение упругих соударений [Райзер, 1987].

Токовая система и ее магнитное поле описывались следующей системой уравнений: $\rho = 0, j_{ex} = 0$, следовательно

$$\text{div } \vec{J} = 0, \quad (7)$$

где ρ – плотность заряда, $\vec{j}_{ex}$ – плотность сторонних токов, $\vec{J}$ – плотность тока, проинтегрированная по высоте проводящего слоя. По закону Ома:

$$\Sigma \frac{\partial E_x}{\partial x} + \Sigma \frac{\partial (E_y - E^d)}{\partial y} + E_x \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial x} + (E_y - E^d) \cdot \frac{\partial \Sigma}{\partial y} = 0, \quad (8)$$

$$E^d = \vec{v} \times \vec{B}, \quad \vec{E} = -\text{grad} U,$$

где E_i – компоненты электрического поля, E^d – у-компонента динамо-поля, $\vec{v}$ – скорость газа (ось x направлена противоположно скорости), $\vec{B}$ – вектор магнитной индукции, направленный перпендикулярно плоскости $[XY]$, U – электростатический потенциал.

Уравнение, полученное подстановкой U в уравнение (8) решалось численно. Затем, по известному электрическому полю и проводимостям находилось распределение токов. Вектор напряженности магнитного поля $\vec{H}$ токовой системы определялось численным решением уравнения:

$$-\Delta \vec{H} = \text{rot} \vec{J}. \quad (9)$$

Результаты расчетов

Анализ результатов расчета магнитного поля на поверхности Земли в момент образования токовой системы (~ 400 с) показал, что существует единственное направление пролета метеорита такое, чтобы величины всех трех компонент возмущения геомагнитного поля в Иркутске не противоречили данным наблюдений. В этом случае азимут составляет величину 306 град., что хорошо согласуется с величинами 290–344 град, полученными по другим данным (астрономическим, картине вывала леса, свидетельствам очевидцев).

На рис. 6 и 7 приведены распределения вертикальной (Z) и горизонтальной (H) составляющих возмущений геомагнитного поля, наложенные на карту местности. Здесь звездочкой отмечен эпицентр взрыва, ромбом – Иркутск, светлой линией – траектория пролета. Величина вертикальной составляющей возмущения геомагнитного поля – 13 γ , горизонтальной составляющей – 50 γ . Величины компонент

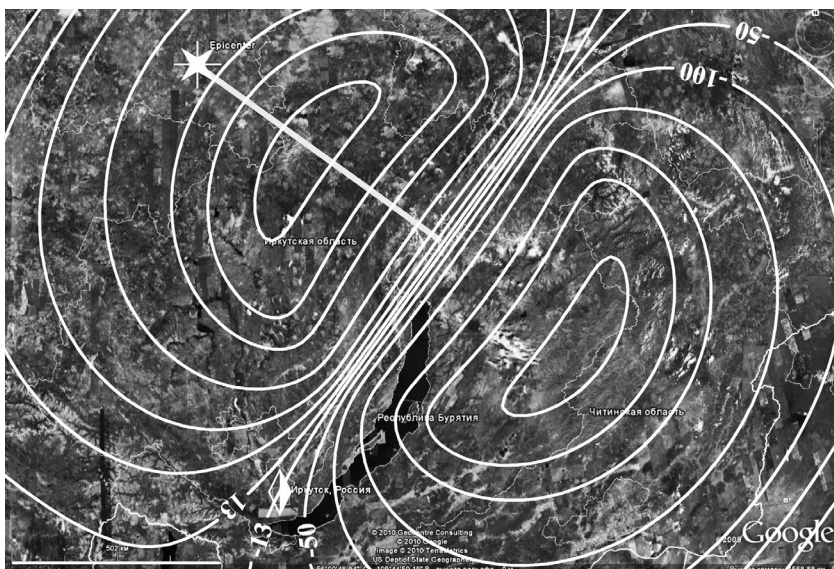


Рис. 6. Распределение вертикальной (Z) составляющей возмущений геомагнитного поля, наложенные на карту местности.

Звездочкой отмечен эпицентр взрыва, ромбом – Иркутск, светлой линией – траектория пролета

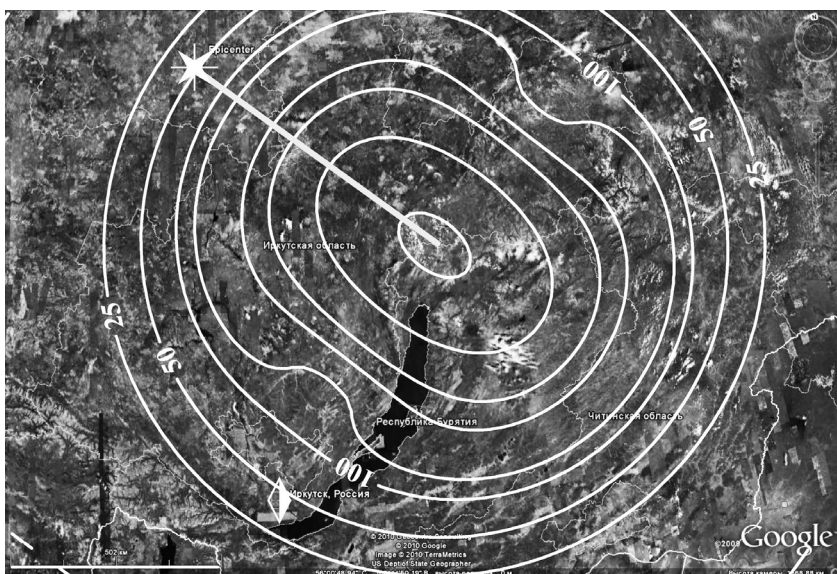


Рис. 7 Распределение горизонтальной (H) составляющей возмущений геомагнитного поля, наложенные на карту местности
Звездочкой отмечен эпицентр взрыва, ромбом – Иркутск, светлой линией – траектория пролета

геомагнитного поля в Иркутске (в 1980 г.) равны соответственно 59900 γ , 19650 γ и 2,36 град (D-составляющая или склонение). Если считать, что они несущественно изменились с 1908 года, то возмущение D-составляющей магнитного поля $\sim 2 \gamma$, что также очень хорошо согласуется с данными наблюдений.

Заключение

Предложенный здесь механизм позволяет объяснить основные особенности геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеорита: локализацию, время регистрации и величины возмущений всех трех компонент геомагнитного поля. Привязка результатов расчетов к данным наблюдений позволила также независимо выбрать азимут траектории тунгусского тела.

Литература

- Григорян С.С. О движении и разрушении метеоритов в атмосферах планет // Космические исследования. 1979. Т. 17. № 6. С. 875–893.
- Иванов К.Г. Геомагнитные явления, наблюдавшиеся на Иркутской магнитной обсерватории, вслед за взрывом Тунгусского метеорита // Метеоритика. 1961. Вып. XXI. С. 46–49.
- Иванов К.Г. Влияние локального повышения проводимости Е-слоя ионосферы на Sq-вариацию магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1962. Т. 2. № 5. С. 943–948.
- Иванов К.Г. О влиянии локального повышения проводимости Е-слоя ионосферы на Sq-вариацию магнитного поля Земли // Геомагнетизм и аэрономия. 1963. Т. 3. № 5. С. 546–551.

Иванов К.Г. Геомагнитный эффект Тунгусского падения // Метеоритика. 1964. Вып. 24. С. 141–151.

Немчинов И.В., Лосева Т.В., Меркин В.Г. Оценка геомагнитного эффекта при падении Тунгусского метеороида // Физические процессы в геосферах: их проявления и взаимодействие (геофизика сильных возмущений): сб. научн. тр. М.: ИДГ РАН, 1999. С. 324–339.

Попов Ю.П., Самарский А.А. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975. 704 с.

Райзер Ю.П. Физика газового разряда. М.: Наука, 1987.

Шувалов В.В. Динамические процессы в атмосфере, вызванные сильными импульсными возмущениями: дис. ... доктора физ.-мат. наук. М.: Ин-т динамики геосфер РАН, 1999. 228 с.

Boslough M.B., Crawford D.A. Shoemaker-Levy 9 and plume forming collisions on Earth // Near Earth Objects / Ed. Remo J.L. Annals of New York Acad. Sci. V. 822. New York, 1997. P. 236–282.

Losseva T., Merkin V., Nemtchinov I. Estimations of the Aeronomical and Electromagnetic Disturbances in the E-layer of the ionosphere, caused by Tunguska Event // AGU Fall Meeting. 1999. SA32A-09, F778.

Melosh H.J. Impact Cratering: A geologic process (Oxford Monographs on Geology and Geophysics, No. 11). New York, Oxford: Clarendon Press, Oxford University Press, 1989. 245 p.

Nemtchinov I.V., Loseva T.V. Atmospheric oscillations initiated by the penetration of a comet or an asteroid into gaseous envelope of a planet // LPSC XXY. 1994. Houston. TX. P. 987–988.

Shuvalov V.V., Artemieva N.A. Long-Term Disturbances of Ionosphere Caused by Tunguska-like impacts // LPSC XXXII. 2001. Houston. TX. Abstr. #1123.