

ПРИМЕНЕНИЕ НЕЛОКАЛЬНОЙ ФИЗИЧЕСКОЙ КИНЕТИКИ В ТЕОРИИ ПЛАЗМОИДОВ. ВЕРСИЯ ГИБЕЛИ ГАГАРИНА

Б.В. Алексеев, заведующий кафедрой

кафедра Физики МИТХТ им. М.В. Ломоносова, Москва, 119571 Россия

e-mail: boris.vlad.alexeev@gmail.com

Методами нелокальной физической кинетики установлена возможность существования стационарных уединенных плазменных объектов. Создана нелокальная теория плазмOIDов и проведено математическое моделирование. Предложено объяснение катастрофы УТИ МИГ-15 и гибели Ю.А. Гагарина и В.С. Серегина как результат встречи самолета с плазмOIDом.

Ключевые слова: основания теории процессов переноса, теория плазмOIDов, обобщенные гидродинамические уравнения, основания нелокальной физики, версия гибели Гагарина.

1. Введение

В последние годы ситуация в фундаментальной физике приобрела беспрецедентный характер. Сложилось мнение, что 96% материи и энергии во Вселенной неизвестного происхождения. Но даже это не было бы столь удручающим фактом, если бы не убеждение, что эта темная материя и темная энергия не диагностируемы, и лишь по косвенным влияниям на космические объекты можно судить о существовании темной материи и темной энергии. Приходилось даже сталкиваться с мнением религиозно настроенных людей, утверждавших, что четыре процента – это все, что оставил Создатель для исследования человеку. Можно утверждать, что тупиковая ситуация существует не в физической кинетике вообще (которая и используется для расчета процессов переноса в неравновесных физических системах), а в локальной физической кинетике.

На самом деле кризис развивался в течение многих лет. Первым тяжелым ударом на этом пути нерешенных проблем было самоубийство великого физика Л. Больцмана, по убеждению многих (в том числе акад. М.А. Леонтовича) связанное с критикой кинетического уравнения Больцмана и с первой из последующего перечня нерешенных проблем фундаментальной физики (локальной физической кинетики диссипативных процессов):

1. Кинетическая теория энтропии и проблема «первичной» флуктуации.
2. Строгая теория турбулентности.
3. Квантовая нерелятивистская и релятивистская гидродинамика, теория разделения зарядов в атомных структурах и ядрах.
4. Теория шаровой молнии.
5. Теория темной материи.
6. Теория темной энергии. Хаббловское расширение Вселенной.
7. СРТ инвариантность и судьба антиматерии после Большого Взрыва.

8. Единая теория диссипативных структур – от атомных структур до космологии.

Эти проблемы и не могут быть решены в рамках локальной физики, но находят свое естественное разрешение как частный случай решения проблемы 8 – создания единой теории диссипативных структур – от атомных структур до космологии. Эта теория составляет основное содержание монографий [1–3]. В указанных монографиях рассматриваются фундаментальные принципы обобщенной Больцмановской физической кинетики как составной части нелокальной физики.

Установлено, что теория процессов переноса (включая квантовую механику) может быть представлена в рамках универсальной теории, основанной на нелокальном физическом описании. Показано, в частности, что уравнения нелокальной физики приводят к появлению солитонов, что поддерживает мнение Шредингера, трактовавшего квантовую механику с позиции существования волн материи. Уравнение Шредингера не является диссипативным уравнением. Поэтому обобщенная квантовая гидродинамика является инструментом для решения задач в теории диссипативных наносистем.

Как видим, речь идет о теории, работающей в гигантском диапазоне изменения характерных масштабов – от галактических структур [4] до структуры элементарных частиц, включая протон и электрон [5]. Очевидно, в статье невозможно отразить математический аппарат и все аспекты теории. Однако можно представить теорию на качественном уровне, указав, где именно допущена ошибка в традиционной статистической теории диссипативных процессов.

В физической кинетике рассматриваются процессы переноса в открытых диссипативных системах. Поэтому кинетическое статистическое описание неизбежно связано с диагностикой системы. Таким элементом диагностики при теоретическом описании в физической кинетике является понятие физически бесконечно малого объема (ФБМО). Связь теоретического

описания с диагностикой системы общеизвестна в физике. Достаточно вспомнить роль пробного заряда в электростатике или пробного контура в физике магнитных явлений.

Традиционное определение ФБМО содержит утверждение, что ФБМО V_m содержит достаточное число частиц для введения статистического описания, но вместе с тем ФБМО много меньше объема V рассматриваемой физической системы, что обеспечивает локальный подход при исследовании процессов переноса. Именно поэтому в классической гидродинамике предполагается, что сначала устанавливается локальное термодинамическое равновесие (ЛТР) в пределах ФБМО, и лишь затем наступает переход к глобальному термодинамическому равновесию, если оно вообще возможно для изучаемой системы. Тем самым неявно предполагается, что роль приграничных частиц в открытой термодинамической системе, каковой является ФБМО, ничтожна. Зачастую приходится сталкиваться с убеждением, что возможные поправки, связанные с граничными эффектами, порядка диаметра частицы, и уточнение концепции ФБМО, например, в теории разреженных газов, не может приводить к эффектам, имеющим практическое значение. Покажем, что подобная трактовка классического определения ФБМО ошибочна.

Рассмотрим эту трактовку подробнее, поставив вопрос, как иногда говорят в физической кинетике, «о размере точки». Пусть имеются два соседних физически бесконечно малых объема $V_{m,1}$ и $V_{m,2}$ в неравновесной системе. Объему $V_{m,1}$ отвечает одночастичная функция распределения (ФР) $f_{m,1}(\mathbf{r}_1, \mathbf{v}, t)$, а объему $V_{m,2}$, соответственно, $f_{m,2}$. В первом приближении можно считать, что $f_{m,1}$ не изменяется в пределах $V_{m,1}$, также как $f_{m,2}$ не изменяется в пределах соседнего объема $V_{m,2}$. Именно это предположение и содержится неявно в теории Больцмана. Однако предположение является слишком грубым.

Действительно, частица на границе двух объемов, испытавшая последнее столкновение в $V_{m,1}$ и направляющаяся в сторону $V_{m,2}$, вносит информацию о ФР $f_{m,1}$ в соседний объем $V_{m,2}$. Аналогично, частица вблизи границы двух объемов, испытавшая последнее столкновение в $V_{m,2}$ и направляющаяся в сторону $V_{m,1}$, вносит информацию о ФР $f_{m,2}$ в соседний объем $V_{m,1}$. Релаксация по поступательным степеням свободы частиц одинаковых масс происходит за несколько столкновений. В результате на границе соседних физически бесконечно малых объемов образуются «кнудсеновские слои»,

характерный размер которых порядка длины пробега. Следовательно в ФР в ФБМО должна быть введена поправка пропорциональная среднему времени между столкновениями и субстанциональной производной от измеряемой ФР (строгий вывод в [1, 2]).

Пусть частица конечного радиуса характеризуется по-прежнему положением \mathbf{r} в момент времени t ее центра масс, движущегося со скоростью \mathbf{v} . Тогда возможна ситуация, когда в некоторый момент времени t частица располагается на границе раздела двух объемов. При этом возможен эффект опережения (скажем, для $V_{m,2}$), когда центр масс частицы, направляющейся в соседний объем $V_{m,2}$, еще находится в $V_{m,1}$. Но имеет место и эффект запаздывания, когда центр масс частицы, направляющейся в соседний объем (скажем $V_{m,2}$), уже находится в $V_{m,2}$, но часть частицы еще принадлежит $V_{m,1}$.

Весь этот комплекс эффектов определяет нелокальные эффекты в пространстве и времени при редуцированном описании статистических систем.

Уравнение Больцмана (УБ)

$$Df/Dt = J^B(f), \quad (1.1)$$

где D/Dt есть субстанциональная производная, полностью игнорирует нелокальные эффекты и содержит только локальный интеграл столкновений J^B . Но указанные нелокальные эффекты несущественны только в равновесных системах, где кинетический подход переходит в методы статистической механики. Отсюда и проистекают трудности классической больцмановской физической кинетики.

Слабым местом классической больцмановской кинетической теории является и трактовка динамических свойств взаимодействующих частиц. С одной стороны, как следует из так называемого «физического» вывода УБ, больцмановские частицы рассматриваются как материальные точки, с другой стороны – интеграл столкновений в УБ приводит к появлению сечений столкновений.

Строгий подход к выводу кинетического уравнения относительно одночастичной ФР $f(KU_f)$ основан на использовании иерархии уравнений Боголюбова-Борна-Грина-Кирквуда-Ивона (ББГКИ), [1, 2, 6]. Классическое уравнение Больцмана справедливо на двух масштабах, связанных, например, с гидродинамическим временем и средним временем между столкновениями частиц. Полученное уравнение KU_f превращается в УБ, если не учитывается изменение ФР на временах порядка времени столкновения (или, что то же самое, на длинах поряд-

ка радиуса взаимодействия частиц). Важно отметить, что учет этого третьего из упомянутых масштабов приводит до введения любых аппроксимаций, направленных на расщепление цепочки Боголюбова, к появлению дополнительных и, вообще говоря, однопорядковых членов в УБ [1, 2, 7, 8].

Если KV_f выводится из БГКИ методом корреляционных функций, то переход к УБ означает отказ от учета нелокальных эффектов. Структура KV_f , вообще говоря, выглядит следующим образом

$$Df/Dt = J^B + J^{nl}, \quad (1.2)$$

где J^{nl} – нелокальный интегральный член.

Поскольку нелокальные эффекты пропорциональны числу Кнудсена, то появляется возможность описания нелокальных эффектов в рамках двухмасштабной аппроксимации.

По сути, в обобщенной больцмановской физической кинетике предлагается локальная аппроксимация для второго интеграла столкновений [1]

$$J^{nl} = \frac{D}{Dt} \left(\tau \frac{Df}{Dt} \right), \quad (1.3)$$

где τ есть нелокальный параметр, пропорциональный среднему времени между столкновениями частиц. Можно провести аналогию с аппроксимацией Бхатнагара-Гросса-Крука (БГК) для J^B

$$J^B = (f^{(0)} - f) / \tau, \quad (1.4)$$

популярность которой для больцмановского интеграла столкновений объясняется тем колоссальным упрощением, которое достигается при ее использовании. Порядок величины отношения второго и первого членов правой части (1.2)

$$J^{nl} / J^B \approx O(Kn^2), \quad (1.5)$$

и при больших числах Кнудсена Kn эти члены становятся однопорядковыми. Казалось бы, при малых числах Кнудсена, отвечающих гидродинамическому описанию, вкладом второго члена правой части (1.2) можно пренебречь.

Однако, это не так. При переходе к гидродинамическому приближению (после умножения кинетического уравнения на инварианты столкновений и последующего интегрирования по скоростям) больцмановская интегральная часть обращается в нуль, а второй член правой части (1.2) после указанного интегрирования не обращается в нуль и дает однопорядковый вклад при обобщенном навье-стоксовском описании. С математической точки зрения, пренебрежение членом, содержащим малый параметр при старшей производной, не допустимо. С физической точки зрения, возникающие дополнительные члены, пропорциональные вязкости, соответствуют колмого-

ровской мелкомасштабной турбулентности. Итак, оказывается, что интегральный член J^{nl} оказывается существенным в теории процессов переноса и при малых, и при больших числах Кнудсена.

Этот факт определяет революционную ситуацию в теории процессов переноса, поскольку дополнительные члены, введенные в уравнение Больцмана, не могут быть опущены даже в предельных случаях теории.

Тем самым уравнение Больцмана даже не соответствует классу минимальных моделей физики, являясь лишь правдоподобной моделью. Правдоподобные модели могут приводить к приемлемым результатам (зачастую после корректировки с помощью экспериментальных данных), но могут давать и «провальные» результаты (например, в теории турбулентности).

Отметим трактовку ОУБ с позиций теории флуктуаций:

$$Df^a / Dt = J^B(f), \quad (1.6)$$

$$f^a = f - \tau Df / Dt. \quad (1.7)$$

Уравнения (1.6), (1.7) имеют правильный свободномолекулярный предел. Таким образом, $\tau Df / Dt$ есть флуктуация функции распределения, а запись в форме (1.6) без учета (1.7) делает УБ не замкнутым. С точки зрения теории флуктуаций Больцман использовал простейшую процедуру замыкания

$$f^a = f. \quad (1.8)$$

Итак, кинетическая теория с учетом нелокальных эффектов принципиально ведет к флуктуационным эффектам, пропорциональным среднему времени между столкновениями. Этот факт имеет общетеоретическое значение и не связан с конкретной аппроксимацией (1.3).

Флуктуационные эффекты имеют место в любой открытой системе, ограниченно прозрачной для частиц контрольной поверхностью.

Интересно отметить, что ОУБ позволяет включить в рассмотрение и высшие производные от ФР [1]. Обобщенное уравнение Больцмана (ОУБ)

$$\frac{D}{Dt} \left(f - \tau \frac{Df}{Dt} \right) = J^B(f) \quad (1.9)$$

приводит к обобщенным гидродинамическим уравнениям (ОГУ). Например, уравнение неразрывности записывается так:

$$\frac{\partial \rho^a}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho \mathbf{v}_0)^a = 0, \quad (1.10)$$

где ρ^a – плотность газа, \mathbf{v}_0^a – гидродинамическая скорость движения потока, $(\rho \mathbf{v}_0)^a$ – плотность потока импульса без учета флуктуаций. Для локально максвелловского распределения

$$\begin{aligned} (\rho - \rho^a) / \tau &= \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho \mathbf{v}_0), \\ (\rho \mathbf{v}_0 - (\rho \mathbf{v}_0)^a) / \tau &= \frac{\partial}{\partial t} (\rho \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \\ &+ \ddot{\mathbf{I}} \cdot \frac{\partial \rho}{\partial \mathbf{r}} - \rho \mathbf{a}, \end{aligned} \quad (1.11)$$

где $\ddot{\mathbf{I}}$ – единичный тензор, \mathbf{a} – ускорение, обусловленное действием массовых сил.

Структура записи уравнений (1.10), (1.11) весьма примечательна. Она может быть распространена на остальные обобщенные гидродинамические уравнения и напоминает уравнения двухжидкостной модели в теории сверхтекучести.

Известные уравнения Навье-Стокса приводят к весьма сложным проблемам существования и единственности решений. О.А. Ладыженской установлено, что даже при «мягких» начальных условиях для трехмерных течений единственное решение существует только на конечном временном интервале. Более того, О.А. Ладыженская даже предложила ввести в уравнения Навье-Стокса дополнительные члены с целью устранения этого недостатка классических гидродинамических уравнений (см. дискуссию в [9]). Обобщенные гидродинамические уравнения содержат вторые производные по времени и перекрестные производные «время – координаты» и лишены упомянутого недостатка.

Пусть теперь контрольный объем расположен в полости, ограниченной твердой стенкой. Запишем уравнения (1.11) в безразмерном виде, используя в качестве масштаба длины l – расстояние от пробного контура до твердой стенки. Тогда вместо τ появится число Кнудсена $\text{Kn}_l = \lambda / l$. При $l \rightarrow 0$ $\text{Kn}_l \rightarrow \infty$, контур занимает всю полость, ограниченную твердыми стенками. Уравнения (1.10), (1.11) переходят в классические уравнения неразрывности и движения, при этом флуктуации на стенке исчезают.

Отсутствие флуктуаций гидродинамических величин на твердой поверхности является источником дополнительных граничных условий для ОГУ.

Переход к классическим гидродинамическим уравнениям вблизи твердой поверхности соответствует ламинарному подслою в турбулентном течении, а флуктуации гидродинамических величин – колмогоровским мелко-масштабным флуктуациям, которые табулируются из первых принципов физики [1, 2, 7, 10–12].

Это означает, что создана строгая теория турбулентности, не требующая привлечения

эмпирических моделей для расчета турбулентных течений.

Казалось бы, в механике сплошной среды можно было бы вообще отказаться от принципа дискретности материи, рассматривая среду как сплошную в буквальном смысле этого термина. Такой подход, конечно, возможен, и в гидродинамике он приводит к уравнениям Эйлера. Но если мы собираемся учесть эффекты вязкости и теплопроводности, то положение радикально меняется. Как известно, динамическая вязкость пропорциональна среднему времени τ между столкновениями частиц и сплошная среда в эйлеровской модели при $\tau = 0$ означает отсутствие вязкости и теплопроводности. В гидродинамическом приближении среднее время между столкновениями τ связано с вязкостью η , $\tau p = \Pi \eta$, где множитель Π определяется моделью столкновения частиц, для нейтрального газа твердых сфер $\Pi \approx 0.8$ [13].

С точки зрения теории флуктуаций, появление флуктуационных членов в ОУБ (и, в виде следствия, в ОГУ) обусловлено введением контрольного объема как элемента измерения в системе частиц конечного диаметра при сохранении ФР в виде, используемом для описания точечных бесструктурных частиц. Остается лишь отметить, что перечисленные эффекты всегда будут иметь место в кинетической теории при редуцированном одно-частичном описании, в том числе в жидкости, электродинамике и теории гравитации «сплошных» сред, в плазме, где введение самосогласованных сил и обрезания радиуса их действия приводит к расширению возможностей ОУБ [12, 14–17]. В частности, в систему уравнений Максвелла должны быть введены флуктуации плотности заряда и плотности тока [12].

В общем случае параметр τ есть параметр нелокальности, и в квантовой гидродинамике его величина связана соотношением неопределенности «время – энергия». В результате на квантовом уровне обобщенные гидродинамические уравнения переходят в уравнения квантовой гидродинамики, а уравнение Шредингера оказывается глубоким частным случаем обобщенных гидродинамических уравнений [14].

Это означает, что создана новая квантовая механика диссипативных процессов.

Отметим, что уравнение Шредингера и его эквивалентная гидродинамическая форма Маделунга не описывают диссипативные процессы и, следовательно, не могут эффективно использоваться в нанотехнологии. Уравнение

Больцмана принципиально «не работает» на расстояниях порядка радиуса взаимодействия частиц и, следовательно, также не может эффективно использоваться при теоретическом исследовании проблем нанотехнологии даже в рамках «правдоподобных» моделей.

В 1964 году Джон Стюарт Белл опубликовал в статье [18] неравенства, нарушение которых означало неприменимость локального статистического описания. Иначе говоря, Белл установил, что любые локальные статистические теории неизбежно приводят к противоречию с квантовой механикой Шредингера – Маделунга. Указанное утверждение проверено экспериментально [19]. Итак, для локальных статистических теорий установлено нарушение неравенств Белла, и переход к нелокальному описанию неизбежен.

Из предыдущих исследований можно сделать выводы принципиального значения:

1. Квантовая гидродинамика Маделунга [20] эквивалентна уравнению Шредингера (УШ) и приводит к описанию квантовой частицы в форме уравнения движения Эйлера и уравнения неразрывности.

2. УШ есть следствие уравнения Лиувилля как результат локальной аппроксимации нелокальных уравнений.

3. Обобщенная больцмановская физическая кинетика приводит к строгой аппроксимации нелокальных эффектов в пространстве и времени и после перехода к локальной аппроксимации дает параметр τ , который на квантовом уровне соответствует принципу неопределенности Гейзенберга в форме «время – энергия».

4. Обобщенные гидродинамические уравнения содержат УШ как глубокий частный случай обобщенной больцмановской физической кинетики и, следовательно, нелокальной гидродинамики.

Вообще говоря, ОГУ не нуждаются в использовании принципа неопределенности Гейзенберга для оценки параметра τ . Более того, принцип неопределенности не дает точного соотношения и с позиции нелокальной физики является лишь простейшей оценкой нелокальных эффектов. Действительно, рассмотрим два соседних физически бесконечно малых объема $\Phi\text{БМО}_1$ и $\Phi\text{БМО}_2$ в равновесной системе. Очевидно, время τ должно уменьшаться с увеличением скорости u частиц, проникающих в соседний бесконечно малый объем ($\Phi\text{БМО}_1$ или $\Phi\text{БМО}_2$):

$$\tau = H/u^n. \quad (1.12)$$

Но величина τ не может зависеть от направления скорости. Поэтому естественно связать параметр τ с кинетической энергией системы

$$\tau = H/(mu^2), \quad (1.13)$$

где H есть коэффициент пропорциональности, который отражает состояние физической системы. В простейшем случае H соответствует постоянной Планка \hbar и соотношение (1.12) согласуется с принципом Гейзенберга.

2. Плазмоиды в атмосфере и лаборатории

Сообщения о наблюдении шаровой молнии регулярно появляются в печати, но до последнего времени суть этого феномена оставалась загадкой. В списке нерешенных проблем локальной физики, приведенном во введении, эта проблема числится под четвертым номером. Цель последующего изложения состоит в применении методов нелокальной физики к изучению долгоживущих (квазистационарных) уединенных плазменных объектов, которые далее мы будем называть плазмоидами. Введение в определение требования уединенности объекта является принципиальным, поскольку позволяет отделить явление от огней святого Эльма – свечения вблизи отдельных объектов, которое наблюдается в грозовую погоду при высокой напряженности электрического поля. Огни святого Эльма прикреплены к объектам и трактуются как свечение коронного разряда в окрестности этих объектов. Термин «плазмоид» не однозначен; в литературе под плазмоидом часто понимается ограниченная конфигурация магнитных полей и плазмы. Далее мы увидим, что для долгоживущего плазменного образования, вообще говоря, не требуется введение ни внешнего, ни самосогласованного магнитного поля. Использование термина «шаровая молния» является еще менее предпочтительным, поскольку форма объекта может меняться от сферической (или неправильной сферической) до грушевидной формы. Лабораторные плазмоиды могут иметь еще более сложную форму. Существует обширные литературные источники (см., например, [21–26]), в которых излагаются наблюдательные свойства шаровых молний. Характерные размеры шаровых молний, согласно сообщениям, колеблются от размера поперечника горошины до ~ 13 м. Кроме того, имеются сообщения о чрезвычайно больших шарах – 27 и даже 260 метров в диаметре. Шарам, наблюдаемым на близком расстоянии, обычно

приписывались меньшие диаметры; при наблюдениях издали сообщалось, как правило, о более крупных размерах. Очевидно, оценка размеров зависела от расстояния до объекта, которое в свою очередь определялось лишь приблизительно. Автор статьи воочию наблюдал шаровую молнию (диаметром около 7 – 10 см), которая вылетела во время грозы на даче из электрической розетки и, медленно перемещаясь, через комнату ушла в дымоход камина. Шаровая молния представляет серьезную опасность для наблюдателя. В 1753 году Георг Рихман, действительный член Петербургской Академии Наук, погиб от удара шаровой молнии. Он создал прибор для изучения атмосферного электричества. Когда на очередном заседании Рихман услышал, что надвигается гроза, то срочно отправился домой вместе с гравёром, чтобы запечатлеть явление. Во время эксперимента из прибора вылетел синевато-оранжевый шар и ударил учёного прямо в лоб. Раздался оглушительный грохот. Рихман упал замертво, а гравёр был оглушен и сбит с ног. Позже он описал то, что произошло. На лбу учёного осталось маленькое темно-малиновое пятнышко, его одежда была опалена, башмаки разорваны. Дверные косяки разлетелись в щепки, а саму дверь снесло с петель. Позже осмотр места происшествия совершил лично М.В. Ломоносов.

В последние годы появились сообщения о гигантских электрических разрядах в верхних слоях атмосферы на высотах от 30 до 150 километров, которые часто отождествляют с неопознанными летающими объектами (unidentified flying objects, UFO). Более того, существуют сообщения [27] о подводных UFO в океанах. Появление подводных плазмоидов диаметром от трех до десяти метров связывают с электрическими разрядами, возникающими при сдвиге тектонических плит.

Число появлений шаровой молнии, непосредственно не связанных с грозой, мало. По оценке Барри, 90% появлений наблюдалось во время грозы. Неудивительно, что экспериментаторы, пытающиеся воспроизвести шаровую молнию в лабораторных условиях, используют воду в качестве одного из электродов. В частности, А.И. Егоровым и С.И. Степановым [28] описана установка, которая позволяет получать светящиеся плазмоиды – искусственные шаровые молнии – с высокой воспроизводимостью. Плазмоиды получают в результате высоковольтного разряда в воздухе, причем один электрод – твердый, другим электродом служит поверхность воды. Для

исследования времени жизни и электрических свойств плазмоидов создано измерительное оборудование. Получено несколько тысяч плазмоидов и установлено, что они живут до 0.7 с и несут эффективный электрический заряд около минус 10 нанокюлон. Значительная часть заряда сконцентрирована на светящейся оболочке плазмоида.

А.Г. Орешко [29] сообщает об экспериментальном получении плазмоидов сферической формы. Ядро плазмоидов имеет избыточный отрицательный заряд, а внешний сферический слой имеет, наоборот, избыточный положительный заряд. Детали эксперимента не разглашаются, поскольку автор (А.Г. Орешко) намерен получить патент.

Для нас упомянутые экспериментальные работы интересны тем обстоятельством, что избыточный периферийный заряд плазмоидов может быть положительным или отрицательным в зависимости от организации эксперимента.

Обратимся теперь к математическому моделированию плазмоидов на основе методов нелокальной физики.

3. Обобщенные квантовые гидродинамические уравнения

Строгое рассмотрение приводит к следующей системе квантовых гидродинамических уравнений (КГУ), записанных в обобщенной форме Эйлера [1]:

Уравнение неразрывности для компонента α :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho_\alpha - \tau_\alpha \left[\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0) \right] \right. \\ \left. + \bar{\mathbf{I}} \cdot \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \mathbf{r}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right\} = R_\alpha, \quad (3.1)$$

уравнение неразрывности для смеси

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho - \sum_\alpha \tau_\alpha \left[\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) \right] \right\} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \rho \mathbf{v}_0 - \sum_\alpha \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0) \right] \right. \\ \left. + \bar{\mathbf{I}} \cdot \frac{\partial \varphi_\alpha}{\partial \mathbf{r}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right\} = 0. \quad (3.2)$$

Уравнение движения для компонента:

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left\{ \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{\hat{p}_\alpha}{\hat{\mathbf{r}}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right] \right\} - \\
 & - \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \left[\rho_\alpha - \tau_\alpha \left(\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) \right) \right] - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left\{ \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{\hat{p}_\alpha}{\hat{\mathbf{r}}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right] \right\} \times \mathbf{B} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + p_\alpha \bar{\mathbf{I}} - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + p_\alpha \bar{\mathbf{I}}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha (\mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0) \mathbf{v}_0 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2\bar{\mathbf{I}} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (p_\alpha \mathbf{v}_0) \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\bar{\mathbf{I}} p_\alpha \mathbf{v}_0) - \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] \mathbf{v}_0 - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] \right] \right\} = \\
 & = \int m_\alpha \mathbf{v}_\alpha J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha + \int m_\alpha \mathbf{v}_\alpha J_\alpha^{st,incl} d\mathbf{v}_\alpha.
 \end{aligned} \tag{3.3}$$

Уравнение движения для смеси

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left\{ \rho \mathbf{v}_0 - \sum_\alpha \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{\hat{p}_\alpha}{\hat{\mathbf{r}}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right] \right\} - \\
 & - \sum_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \left[\rho_\alpha - \tau_\alpha \left(\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) \right) \right] - \sum_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left\{ \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha^{(0)} \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 - \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\hat{p}_\alpha}{\hat{\mathbf{r}}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \times \mathbf{B} \right] \right\} \times \mathbf{B} + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \rho \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + p \bar{\mathbf{I}} - \sum_\alpha \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + p_\alpha \bar{\mathbf{I}}) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha (\mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0) \mathbf{v}_0 + \right. \right. \\
 & \left. \left. + 2\bar{\mathbf{I}} \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (p_\alpha \mathbf{v}_0) \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot (\bar{\mathbf{I}} p_\alpha \mathbf{v}_0) - \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 - \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] \mathbf{v}_0 - \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \rho_\alpha \mathbf{v}_0 [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] \right] \right\} = 0.
 \end{aligned} \tag{3.4}$$

Уравнение энергии для компонента

$$\begin{aligned}
 & \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left\{ \frac{\rho_\alpha v_0^2}{2} + \frac{3}{2} p_\alpha + \varepsilon_\alpha n_\alpha - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\frac{\rho_\alpha v_0^2}{2} + \frac{3}{2} p_\alpha + \varepsilon_\alpha n_\alpha \right) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_0^2 \mathbf{v}_0 + \frac{5}{2} p_\alpha \mathbf{v}_0 + \varepsilon_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_0 \right) - \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \right] \right\} + \\
 & + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left\{ \frac{1}{2} \rho_\alpha v_0^2 \mathbf{v}_0 + \frac{5}{2} p_\alpha \mathbf{v}_0 + \varepsilon_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_0^2 \mathbf{v}_0 + \frac{5}{2} p_\alpha \mathbf{v}_0 + \varepsilon_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_0 \right) + \right. \right. \\
 & \left. \left. + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_0^2 \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{7}{2} p_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{1}{2} p_\alpha v_0^2 \bar{\mathbf{I}} + \frac{5}{2} \frac{p_\alpha^2}{\rho_\alpha} \bar{\mathbf{I}} + \varepsilon_\alpha n_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \varepsilon_\alpha \frac{p_\alpha}{m_\alpha} \bar{\mathbf{I}} \right) - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \cdot \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 - p_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \cdot \bar{\mathbf{I}} - \right. \right. \\
 & \left. \left. - \frac{1}{2} \rho_\alpha v_0^2 \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - \frac{3}{2} \mathbf{F}_\alpha^{(1)} p_\alpha - \frac{\rho_\alpha v_0^2}{2} \frac{q_\alpha}{m_\alpha} [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] - \frac{5}{2} p_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha} [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] - \varepsilon_\alpha n_\alpha \frac{q_\alpha}{m_\alpha} [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] - \varepsilon_\alpha n_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \right] \right\} - \\
 & - \left\{ \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} \cdot \mathbf{v}_0 - \tau_\alpha \left[\mathbf{F}_\alpha^{(1)} \cdot \left(\frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} (\rho_\alpha \mathbf{v}_0) + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot \rho_\alpha \mathbf{v}_0 \mathbf{v}_0 + \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} \cdot p_\alpha \bar{\mathbf{I}} - \rho_\alpha \mathbf{F}_\alpha^{(1)} - q_\alpha n_\alpha [\mathbf{v}_0 \times \mathbf{B}] \right) \right] \right\} = \\
 & = \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha + \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,incl} d\mathbf{v}_\alpha.
 \end{aligned} \tag{3.5}$$

Здесь R_α есть массовая скорость образования компонента α , $\mathbf{F}_\alpha^{(1)}$ есть силы не магнитного происхождения, \mathbf{B} – магнитная индукция, $\bar{\mathbf{I}}$ – единичный тензор, q_α – заряд частицы компонента α , p_α – статическое давление компонента α , ε_α – внутренняя энергия частицы компонента α , \mathbf{v}_0 – гидродинамическая скорость смеси. Для расчета в самосогласованном электромагнитном поле должна быть добавлена еще система нелокальных уравнений Максвелла [12].

Структура зарядов в плазмиде

Рассмотрим в рамках гидродинамического описания систему зарядов, расположенную в ограниченной области пространства. Внутренняя энергия ε_α объекта и возможное влияние магнитного поля не рассматривается. Характерный линейный размер объекта определяется как результат самосогласованного решения обобщенных нелокальных квантовых гидродинамических уравнений (3.1) – (3.5). Предположим также, что упомянутый плазменный объект обладает сферической симметрией. В результате система уравнений (3.1) – (3.5) записывается в виде:

уравнение неразрывности для компонента α :

$$\frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho_\alpha - \tau_\alpha \left[\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho_\alpha v_{0r})}{\partial r} \right] \right\} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \left\{ \rho_\alpha v_{0r} - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha v_{0r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho_\alpha v_{0r}^2)}{\partial r} + n_\alpha q_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] \right\} \right\} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\tau_\alpha r^2 \frac{\partial p_\alpha}{\partial r} \right) = R_\alpha, \quad (4.1)$$

(уравнение движения для смеси)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \rho v_{0r} - \sum \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha v_{0r}) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho_\alpha v_{0r}^2)}{\partial r} + \frac{\partial p_\alpha}{\partial r} + n_\alpha q_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] \right\} + \\ & + \frac{\partial \varphi}{\partial r} \sum_\alpha \left[n_\alpha q_\alpha - \tau_\alpha \left(q_\alpha \frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \frac{1}{r^2} q_\alpha \frac{\partial (r^2 n_\alpha v_{0r})}{\partial r} \right) \right] + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \left\{ \rho v_{0r}^2 - \sum_\alpha \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha v_{0r}^2) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho_\alpha v_{0r}^3)}{\partial r} + 2q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} v_{0r} \right] \right\} \right\} + \\ & + \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{\partial}{\partial t} \sum_\alpha \left(\tau_\alpha \frac{\partial p_\alpha}{\partial r} \right) - 2 \frac{\partial}{\partial r} \sum_\alpha \left(\frac{\tau_\alpha}{r^2} \frac{\partial (r^2 p_\alpha v_{0r})}{\partial r} \right) - \frac{1}{r^2} \sum_\alpha \frac{\partial}{\partial r} \left(\tau_\alpha r^2 \frac{\partial (p_\alpha v_{0r})}{\partial r} \right) = 0. \end{aligned} \quad (4.2)$$

(уравнение энергии для компонента α)

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{3}{2} p_\alpha - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{3}{2} p_\alpha \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 v_{0r} \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{5}{2} p_\alpha \right) \right) + q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} v_{0r} \right] \right\} + \\ & + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ r^2 \left\{ \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{5}{2} p_\alpha \right) v_{0r} - \tau_\alpha \left[\frac{\partial}{\partial t} \left(\left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{5}{2} p_\alpha \right) v_{0r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \left(\frac{1}{2} \rho_\alpha v_{0r}^2 + \frac{7}{2} p_\alpha \right) v_{0r}^2 \right) + \right. \right. \right. \\ & + q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} v_{0r}^2 + \left. \left. \frac{\partial \varphi}{\partial r} \left(\frac{1}{2} n_\alpha q_\alpha v_{0r}^2 + \frac{n_\alpha q_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{3}{2} p_\alpha \right) \right] \right\} + \left\{ q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} v_{0r} - \tau_\alpha \left[\frac{q_\alpha n_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \left(\frac{\partial}{\partial t} (\rho_\alpha v_{0r}) + \right. \right. \right. \\ & + \left. \left. \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \rho_\alpha v_{0r}^2 \right) + \frac{\partial p_\alpha}{\partial r} + q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] \right\} - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\tau_\alpha r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{2} p_\alpha v_{0r}^2 + \frac{5}{2} \frac{p_\alpha^2}{\rho_\alpha} \right) \right) - \\ & - \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \tau_\alpha p_\alpha \frac{q_\alpha n_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha + \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,inel} d\mathbf{v}_\alpha. \end{aligned} \quad (4.3)$$

Предположим, что физическая система находится в покое, именно

$$v_{0r} = 0, \quad \frac{\partial}{\partial t} \equiv 0. \quad (4.4)$$

Иными словами, возникает проблема существования уединенного объекта типа солитона при указанных условиях. Покажем, что система уравнений (3.1) – (3.5) допускает указанный тип решений. Для указанного случая система уравнений (3.1) – (3.5) записывается в виде (см. также (4.1) – (4.3)):

Уравнение Пуассона

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) = -4\pi e [n_i - n_e], \quad (4.5)$$

Уравнение неразрывности для компонента α :

$$\frac{\partial p_\alpha}{\partial r} + n_\alpha q_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} = 0. \quad (4.6)$$

Уравнение движения:

$$\sum_\alpha \left\{ \frac{\partial \varphi}{\partial r} n_\alpha q_\alpha + \frac{\partial p_\alpha}{\partial r} \right\} = 0. \quad (4.7)$$

Это уравнение удовлетворяется тождественно при условии (4.6). Уравнение энергии при условиях (4.4) принимает форму

$$\begin{aligned} & - \frac{5}{2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\tau_\alpha r^2 \frac{n_\alpha q_\alpha}{\rho_\alpha} p_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right] - \\ & - \tau_\alpha \frac{q_\alpha n_\alpha}{\rho_\alpha} \frac{\partial \varphi}{\partial r} \left(\frac{\partial p_\alpha}{\partial r} + q_\alpha n_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} \right) - \\ & - \frac{5}{2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\tau_\alpha r^2 \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_\alpha^2}{\rho_\alpha} \right) \right) = \\ & = \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha + \\ & + \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,inel} d\mathbf{v}_\alpha. \end{aligned} \quad (4.8)$$

Используя уравнение (4.6) находим

$$-\frac{5}{2} \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left[\tau_\alpha r^2 \left(\frac{n_\alpha q_\alpha}{\rho_\alpha} p_\alpha \frac{\partial \varphi}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_\alpha^2}{\rho_\alpha} \right) \right) \right] =$$

$$= \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha +$$

$$+ \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,incl} d\mathbf{v}_\alpha. \quad (4.9)$$

и после повторного применения (4.6) имеем

$$-\frac{1}{r^2} \frac{5}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \tau_\alpha p_\alpha \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_\alpha}{\rho_\alpha} \right) \right] =$$

$$= \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,el} d\mathbf{v}_\alpha +$$

$$+ \int \left(\frac{m_\alpha v_\alpha^2}{2} + \varepsilon_\alpha \right) J_\alpha^{st,incl} d\mathbf{v}_\alpha, \quad (4.10)$$

где индекс $\alpha = e^-, i^+$ соответствует отрицательно и положительно заряженным компонентам. Локальные интегралы в правой части уравнения (4.10) могут быть записаны в релаксационной форме. В результате имеем

$$\frac{1}{r^2} \frac{5}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \tau_i p_i \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_i}{\rho_i} \right) \right] = \frac{p_i - p_e}{\tau_{ei}}, \quad (4.11)$$

и

$$\frac{1}{r^2} \frac{5}{2} \frac{\partial}{\partial r} \left[r^2 \tau_e p_e \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{p_e}{\rho_e} \right) \right] = \frac{p_e - p_i}{\tau_{ei}}. \quad (4.12)$$

Для нелокального параметра взаимодействия положительных и отрицательных частиц τ_{ei} используется соотношение

$$\frac{1}{\tau_{ei}} = \frac{1}{\tau_e} + \frac{1}{\tau_i}. \quad (4.13)$$

В этом случае параметр τ_{ei} есть время релаксации в процессе взаимодействия частиц различных сортов. Соотношения (4.13), (1.12), (1.13) при $H = \hbar$ приводят к согласованию [1, 14] с принципом неопределенности Гейзенберга. Параметры $\tau_e, \tau_i, \tau_{ei}$ обсуждать в отдельности не целесообразно, поскольку, как мы убедимся, они входят в уравнения в виде некоторой комбинации. Далее удобно использовать зависимые переменные $q_i = en_i, q_e = en_e$, (вместо введенных выше величин q_α как зарядов частиц компонента α), где e абсолютная величина заряда электрона, а n_i, n_e есть соответственно числовые плотности положительно и отрицательно заряженных компонентов смеси.

Запишем систему уравнений (4.5), (4.6), (4.11), (4.12) в безразмерном виде, безразмерные величины отмечаются знаком

тильда. Для масштабов $\rho_0, \varphi_0, r_0, p_0 = q_0 \varphi_0$ эти уравнения принимают форму:

$$A \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\tilde{r}^2 \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}} \right) = \tilde{r}^2 (\tilde{q}_e - \tilde{q}_i), \quad (4.14)$$

$$\frac{5}{2} \frac{e}{m_i} \tau_i \tau_{ei} \frac{\varphi_0}{r_0^2} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \tilde{p}_i \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{\tilde{p}_i}{\tilde{q}_i} \right) \right] =$$

$$= \tilde{r}^2 (\tilde{p}_i - \tilde{p}_e), \quad (4.15)$$

$$\frac{5}{2} \frac{e}{m_e} \tau_e \tau_{ei} \frac{\varphi_0}{r_0^2} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \tilde{p}_e \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{\tilde{p}_e}{\tilde{q}_e} \right) \right] =$$

$$= \tilde{r}^2 (\tilde{p}_e - \tilde{p}_i), \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}_i}{\partial \tilde{r}} + \tilde{q}_i \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}} = 0, \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial \tilde{p}_e}{\partial \tilde{r}} - \tilde{q}_e \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}} = 0, \quad (4.18)$$

где

$$A = \varphi_0 / (4\pi r_0^2 q_0). \quad (4.19)$$

Введем нелокальные числа Рейнольдса в соответствии с определением

$$\text{Re}_i = LV_i / \nu_i, \quad (4.20)$$

где линейный размер $L = r_0$, характерная скорость $V_i = r_0 / \tau_i$ и кинематическая вязкость определяются в виде

$$\nu_i = \frac{5}{2} \frac{e}{m_i} \varphi_0 \tau_{ei} = \frac{5}{2} \frac{e}{m_i} \tau_{ei} \frac{p_0}{q_0} =$$

$$= \frac{5}{2} \frac{e}{m_i} \tau_{ei} \frac{p_0}{en_0} = \frac{5}{2} \tau_{ei} \frac{p_0}{m_i n_0}. \quad (4.21)$$

В этом случае

$$\frac{1}{\text{Re}_i} = \frac{5}{2} \frac{e}{m_i} \tau_i \tau_{ei} \frac{\varphi_0}{r_0^2}. \quad (4.22)$$

Аналогично

$$\nu_e = \frac{5}{2} \tau_{ei} \frac{p_0}{m_e n_0} \quad (4.23)$$

$$\frac{1}{\text{Re}_e} = \frac{5}{2} \frac{e}{m_e} \tau_e \tau_{ei} \frac{\varphi_0}{r_0^2}. \quad (4.24)$$

Окончательно уравнения (4.15), (4.16) принимают вид

$$\frac{1}{\text{Re}_i} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \tilde{p}_i \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{\tilde{p}_i}{\tilde{q}_i} \right) \right] = \tilde{r}^2 (\tilde{p}_i - \tilde{p}_e). \quad (4.25)$$

$$\frac{1}{\text{Re}_e} \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left[\tilde{r}^2 \tilde{p}_e \frac{\partial}{\partial \tilde{r}} \left(\frac{\tilde{p}_e}{\tilde{q}_e} \right) \right] = \tilde{r}^2 (\tilde{p}_e - \tilde{p}_i). \quad (4.26)$$

Некоторые выводы из развитой теории:

1. Базовая система уравнений (4.14) – (4.18) содержит критерии подобия Re_i, Re_e и A , определяющие взаимосвязь масштабов сил гидростатического и электростатического происхождения.

2. Нелокальное описание носит принципиальный характер. Из системы уравнений (4.14) – (4.18) следуют только тривиальные решения равновесной плазмы, если параметры

нелокальности τ_i, τ_e обращаются в нуль. А именно $\tilde{p}_i = \tilde{p}_e, \tilde{q}_i = \tilde{q}_e, \tilde{\varphi} = const$.

3. Следовательно, теория плазмоидов (шаровой молнии) может быть построена только в рамках нелокальной физики.

4. Вариации критериев Re_i, Re_e, A , условий Коши и возможного химического состава плазмоидов приводят к обширному классу возможных решений.

Учтем приведенные замечания и продемонстрируем характерные особенности решений уравнений (4.14) – (4.18) для случая $A = Re_e = Re_i = 1$. Результаты математического моделирования получены с помощью пакета прикладных программ Maple (могут быть использованы версии Maple 9 или старшие версии). Система обобщенных гидродинамических уравнений (4.14) – (4.18) обладает широкими возможностями при математическом моделировании в результате изменения восьми условий Коши, определяющих характерные особенности первичных возмущений в физической системе, приводящих к формированию плазмоида. На последующих рисунках используются обозначения Maple, а именно: $r - \tilde{q}_i$ (безразмерная плотность заряда положительно заряженных частиц); $s - \tilde{q}_e$ (абсолютная безразмерная величина заряда отрицательно заряженных частиц); $p - \tilde{p}_i$; $q - \tilde{p}_e$ и $v - \tilde{\varphi}$. Объяснения помещены под каждым рисунком, при этом используются обозначения программ Maple – например, выражение $D(v)(0) = 0$ означает в обычных обозначениях $\frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}}(0) = 0$, независимая переменная t соответствует \tilde{r} .

Мы начнем с исследования проблемы принципиального значения – возможно ли после первичного возмущения, определяемого условиями Коши, получить объект типа солитона, расположенного в ограниченной области пространства и являющегося продуктом самоорганизации ионизованной материи? С этой целью введем систему следующих первичных возмущений (Вариант 1): $p(0)=0.9, q(0)=1, v(0)=1, r(0)=1, s(0)=1, D(p)(0)=0, D(q)(0)=0, D(v)(0)=0, D(r)(0)=0, D(s)(0)=0; A = Re_e = Re_i = 1$.

Рис. 1 – 3 отражают результаты решений уравнений (4.14) – (4.18) для варианта 1.

Рис. 4 – 6 соответствуют первичным возмущениям (Вариант 2): $p(0)=1, q(0)=0.9, v(0)=1, r(0)=1, s(0)=1, D(p)(0)=0, D(q)(0)=0, D(v)(0)=0, D(r)(0)=0, D(s)(0)=0; A = Re_e = Re_i = 1$.

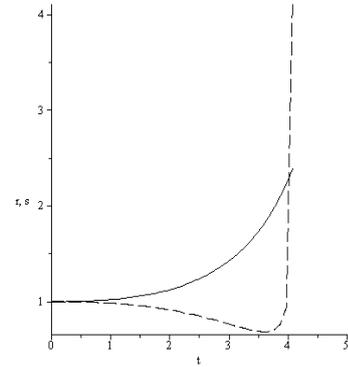


Рис. 1. $r - \tilde{q}_i(\tilde{r})$ и $s - \tilde{q}_e(\tilde{r})$, вариант 1. (s – пунктирная линия).

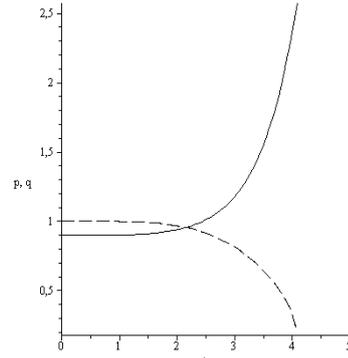


Рис. 2. $p - \tilde{p}_i(\tilde{r})$ и $q - \tilde{p}_e(\tilde{r})$, вариант 1. (q – пунктирная линия).

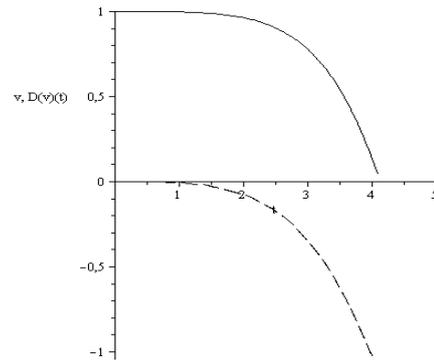


Рис. 3. $v - \tilde{\varphi}_i(\tilde{r})$ и $D(v)(t) - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}}(\tilde{r})$, вариант 1. (D(v)(t) – пунктирная линия).

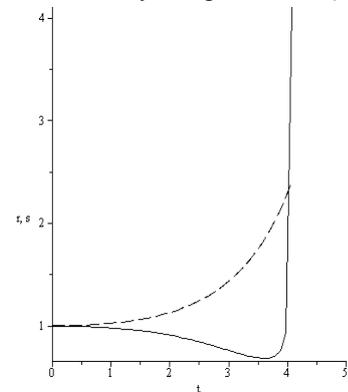


Рис. 4. $r - \tilde{q}_i(\tilde{r})$ и $s - \tilde{q}_e(\tilde{r})$, вариант 2. (s – пунктирная линия).

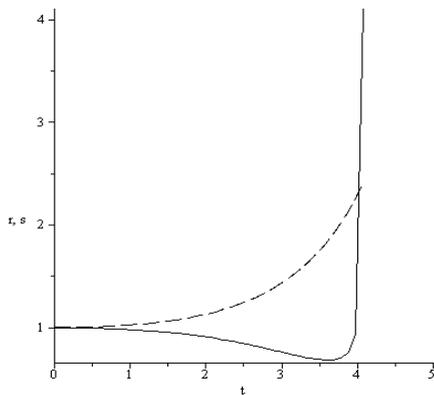


Рис. 5. $r - \tilde{q}_i(\tilde{r})$ и $s - \tilde{q}_e(\tilde{r})$, вариант 2.

(s – пунктирная линия).

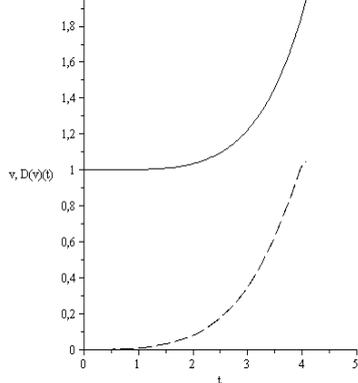


Рис. 6. $v - \tilde{\varphi}_i(\tilde{r})$ и $D(v)(t) - \frac{\partial \tilde{\varphi}}{\partial \tilde{r}}(\tilde{r})$, вариант 2.

($D(v)(t)$ – пунктирная линия).

5. Плазмод является неравновесным продуктом самоорганизации ионизованной материи, расположенной в ограниченной области пространства. Неравновесный объект обладает избыточным (по отношению к равновесной конфигурации) зарядом одного знака и недостатком зарядов другого знака вдоль радиального направления. Рисунки 1 и 4 демонстрируют существование двух сферических слоев существенно различных линейных размеров. Одна из областей имеет избыточный положительный заряд вблизи ядра (вариант 1), в то время как избыточный отрицательный заряд уходит на периферию. Устойчивость плазменного объекта достигается как результат равновесия самосогласованных сил электростатического происхождения и газокINETического давления нелокального происхождения. При этом внешний сферический электрический слой может нести отрицательный заряд, если $\tilde{p}_i(0) < \tilde{p}_e(0)$ или положительный заряд, если $\tilde{p}_i(0) > \tilde{p}_e(0)$. Как следует из приведенных экспериментальных данных [28, 29] оба эти случая реализуются на практике и определяются конкретными особенностями организации эксперимента.

6. Математическое моделирование, реализованное в рамках нелокальной физики, приводит к существованию стабильного плазменного объекта даже в отсутствие магнитного поля.

7. В рассматриваемой теории нет необходимости в использовании внешних граничных условий. Радиальный размер плазмоида вырабатывается «автоматически» в процессе решения задачи Коши как области существования решения. Упомянутый радиальный размер практически не зависит от выбора численного метода. Для рассмотренных вариантов 1 и 2 безразмерный радиус \tilde{r}_{BL} плазмоида один и тот же, $\tilde{r}_{BL} \sim 4.09$.

Отметим еще раз как заключительный вывод, что теория плазмодов (шаровых молний) не может быть построена в рамках локальной физики, а сама теория является глубоким частным случаем нелокальной физики.

5. Об одной версии гибели Ю.А. Гагарина и В.С. Серегина

Гибель 27 марта 1968 года первого космонавта планеты Ю.А. Гагарина и летчика В.С. Серегина была воспринята народом как трагедия национального масштаба. В СССР был объявлен общенациональный траур. Это был первый случай в истории СССР, когда день траура был объявлен в связи со смертью человека, не являвшегося на момент смерти действующим главой государства. Для расследования катастрофы была создана Государственная комиссия, но даже после многомесячной работы сотен специалистов комиссия не смогла однозначно объяснить причины трагедии. В результате отчет комиссии был засекречен. К 50-летию юбилею полета Гагарина в космос были рассекречены выводы госкомиссии о возможных причинах его гибели, [30].

Прежде чем перейти к версии автора статьи относительно гибели экипажа самолета УТИ МИГ-15 необходимо дать некоторые пояснения личного плана. Автор настоящей статьи окончил аэромеханический факультет Московского физико-технического института в 1961 году. Диплом, кандидатскую и докторскую диссертации выполнял в Вычислительном Центре АН СССР под руководством директора ВЦ АН СССР академика А.А. Дородницына, который руководил также Восьмой лабораторией Центрального аэрогидродинамического института (ЦАГИ). В диссертациях рассматривались проблемы гиперзвукового пограничного слоя, входа головных частей ракет дальнего действия в атмосферу, кинетической теории газов и плазмы. В 1967 году монография автора статьи «Пограничный слой с химическими реакциями» была переведена в США. Есть еще несколько обстоятельств личного плана:

1. Светлой памяти родственник автора статьи профессор Александр Александрович Кобзарев работал в то время первым заместителем министра авиационной промышленности СССР и по распределению обязанностей курировал новую авиационную технику. До

назначения на должность заместителя министра он работал директором ЛИИ имени Громова. Естественно, в узком кругу обсуждались технические аспекты происшедшей трагедии.

2. Замечательный человек первый ректор МФТИ генерал-лейтенант И.Ф. Петров, как бывший летчик, считал, что выпускники аэромеханического факультета МФТИ должны иметь личный летный опыт. В результате автор получил опыт полетов на самолете Як 18 и опыт высшего пилотажа. К сказанному следует добавить альпинистский опыт высокогорных восхождений автора статьи, например, на Эльбрус.

Теперь мы можем обратиться к официальной версии гибели экипажа, а также к некоторым другим существующим версиям. Будем далее почти дословно следовать официальным документам и даже доступным ныне в Интернете некоторым разумным версиям, комментируя и интерпретируя их, (см., например, [30–36]).

Итак, факты таковы. 27 марта 1968 года в 10:18 Гагарин и Серёгин взлетели с подмосковного аэродрома Чкаловский в Щёлково. На момент взлёта условия видимости были нормальными – нижняя кромка облаков была в 900 м над землёй. Выполнение задания в пилотажной зоне должно было занять не менее 20 минут, но уже через четыре минуты (в 10:30) Гагарин сообщил на землю об окончании задания, запросил разрешения развернуться и лететь на базу. После этого связь с самолётом прервалась. Когда стало ясно, что у самолёта уже должно было закончиться топливо, в зоне полётов начались поиски, которые продолжались более 3 часов. В 14:50 одному из вертолётчиков удалось обнаружить обломки самолёта УТИ МИГ-15 примерно в 65 км от аэродрома, в районе деревни Новосёлово, в 18 км от города Киржач Владимирской области.

Созданная для расследования причин катастрофы Государственная комиссия состояла из трёх подкомиссий:

1. По изучению лётной подготовки экипажа, проверке организации и обеспечения полётов 27 марта 1968 года (лётная подкомиссия);
2. По изучению и анализу материальной части самолёта УТИ МИГ-15 (инженерная подкомиссия);
3. По оценке состояния лётчиков до и во время полёта, официального опознания погибших (медицинская подкомиссия).
4. Отдельно работала комиссия КГБ, выяснявшая «по своей линии», не была ли катастрофа результатом заговора, теракта или злого умысла.

Были собраны 95 % обломков самолёта и оборудования. С телами пилотов было сложнее – их разметало от удара машины о землю, в результате которого образовалась воронка диа-

метром 6 м и глубиной 2,7 м. Опознание обоих лётчиков было произведено по отдельным фрагментам тел. Анализ отпечатков стрелок кабинных и наручных часов Гагарина показал, что катастрофа произошла в 10:31, то есть через 50 - 70 секунд после последнего радиобмена с Гагариным.

Официальные выводы комиссии были таковы: экипаж из-за изменившейся в полёте воздушной обстановки совершил резкий манёвр и сорвался в штопор. Пытаясь вывести машину в горизонтальный полёт, пилоты столкнулись с землёй и погибли. Химический анализ останков и крови лётчиков посторонних веществ не выявил.

По данным комиссии, примерно за минуту до столкновения Гагарин пребывал в совершенно нормальном состоянии: речь его была спокойной, размеренной. Ему предстояло сделать разворот со снижением, при отсутствии видимости естественного горизонта. Далее произошло какое-то неожиданное событие, которое привело к тому, что самолёт оказался на критическом режиме в положении крутого пикирования. Комиссия не смогла установить, какое именно событие привело к необходимости резкого маневра уклонения от препятствия и последующему срыву в штопор. В дальнейшем в качестве вероятных событий рассматривались следующие обстоятельства:

1. Уклонение от другого самолёта или спутной струи другого самолета.
2. Уклонение от метеорологического шара-зонда.
3. Уклонение от стаи птиц.
4. Попадание в восходящий вертикальный поток воздуха или даже горизонтальный порыв ветра.
5. Плохое самочувствие экипажа и, прежде всего, В.С. Серегина.
6. Разгерметизация кабины пилотов
7. Ошибка пилотирования.

Дадим краткую оценку каждой из этих версий.

О версии 1:

Действительно, в зоне пилотирования мог оказаться другой самолет. Более того известный летчик-испытатель М.О. Толбоев проводил специальные исследования влияния спутной струи на управление самолетом. Оказывается, самолет просто выбрасывается в сторону из зоны струи без катастрофического нарушения управляемости. Проводились даже экстремальные испытания – два самолета одновременно входили в зону струи на параллельных курсах. В результате оба самолета отбрасывались из зоны струи в противоположные стороны. Версия 1 не может быть существенной, с этим выводом согласен и летчик-испытатель С.А. Микоян. С.А. Микоян указывал [34], что после катастрофы проводились специальные испытания аналогичного УТИ МИГ-15 (то есть с подвесными

топливными баками), которые показали, что падение этого самолёта в «струю» не приводит к сваливанию в штопор.

О версии 2:

Метеорологи действительно могли запустить шар-зонд без согласования с аэродромной службой. Однако остатков зонда, недавнего (относительно даты аварии) происхождения, не было обнаружено [35], а предпринятое расследование комиссией КГБ не принесло сведений о каких-либо запусках зондов в этот временной отрезок в этом районе.

О версии 3:

Резкий маневр произошел на высоте ~ 4200 метров. Птичьи стаи на таких высотах не летают. Признаков столкновения с птичьей стаей при исследовании обломков самолета не обнаружено, [34].

О версии 4 и версии 7:

В.С. Серегин был исключительно опытным пилотом, летчиком-испытателем первого класса. Более того, именно он являлся ведущим летчиком-испытателем самолета МИГ-15 и знал его досконально. Даже если самолет сорвался в штопор, то вывод из штопора (есть нюансы, зависящие от конструкции самолета) хорошо известен даже рядовому летчику. Необходимо отклонить педаль полностью против вращения самолета и, после замедления вращения, отдать ручку управления по тангажу от себя. При этом запаздывание выхода из штопора составляет до 2 витков. Представить немисливо, что Гагарин и Серегин не имели этого навыка, которым владели даже мы – студенты Физтеха; выход из штопора входил в программу обучения.

О версии 5:

Гагарин и Серегин были физически прекрасно подготовлены. Некоторые факты из биографии Гагарина, иллюстрирующие его физическую и психологическую подготовку, [36]. Как известно, старт корабля «Восток-1» был произведен 12 апреля 1961 года в 09:07 по московскому времени с космодрома Байконур, ракета-носитель Восток проработала без замечаний. В конструкции корабля Восток-1 отсутствовала дублирующая тормозная установка. При запуске корабля на низкую 180–200 километровую орбиту, он в любом случае в течение 10 суток сошёл бы с неё вследствие естественного торможения о верхние слои атмосферы и вернулся бы на Землю. На эти же 10 суток рассчитывались и системы жизнеобеспечения. Однако система радиуправления, отключающая двигатели третьей ступени, не сработала вовремя, и отключение произошло по таймеру. При этом корабль оказался на высоте, примерно, на 100 км выше расчетной. Сход с такой орбиты при естественном аэродинамическом торможении из-за разреженности ионосферы мог бы занять до 50 дней. В конце полёта тормозная двигательная установка конструк-

тора А.М. Исаева проработала успешно, но с некоторым недобором импульса, так что автоматика выдала запрет на штатное разделение отсеков. В результате, в течение 10 минут перед входом в атмосферу корабль беспорядочно кувырчался со скоростью 1 оборот в секунду. Гагарин сообщил о нештатной ситуации на борту корабля. Когда корабль вошёл в более плотные слои атмосферы, то соединяющие кабели перегорели, а команда на разделение отсеков поступила уже от термодатчиков, так что спускаемый аппарат, наконец, отделился от приборно-двигательного отсека. Спуск происходил по баллистической траектории, то есть с 8-10 кратными перегрузками, к которым Гагарин был готов. Сложнее было пережить психологические нагрузки – после входа капсулы в атмосферу загорелась обшивка корабля (температура снаружи при спуске достигает 3-5 тысяч градусов), по стёклам иллюминаторов потекли струйки жидкого металла, а сама кабина начала потрескивать. На высоте 7 км в соответствии с планом полёта Гагарин катапультировался, после чего капсула и космонавт стали спускаться на парашютах раздельно (по такой же схеме происходила посадка и остальных 5 кораблей из серии Восток). После катапультирования и отсоединения воздухопровода спускаемого аппарата, в герметичном скафандре Гагарина не сразу открылся клапан, через который должен поступать наружный воздух, так что Гагарин чуть не задохнулся. Последней проблемой в этом полёте оказалось место посадки – Гагарин мог опуститься на парашюте в ледяную воду Волги. Юрию помогла хорошая предполётная подготовка – управляя стропами, он увёл парашют от реки и приземлился в 1.5 – 2 километрах от берега.

Эти факты следует расценивать как героическое поведение высокоорганизованного, прекрасно подготовленного человека. Перед полётом в космос Гагарин составил прощальное письмо – на случай, если погибнет. Это письмо вручили жене после его гибели под Киржачом.

Не удивительно, что по данным комиссии погибший на УТИ МИГ-15 экипаж находился в работоспособном состоянии, позы обоих лётчиков до конца были рабочими. Так, Гагарин левой рукой держался за ручку управления двигателем, ноги у того и другого лётчика были на педалях. В течение нескольких секунд Гагарин и Серегин, сохраняя чёткость согласованных действий, самым активным образом боролись за жизнь, хотя и находились под воздействием больших перегрузок. По имеющимся сведениям компьютерное моделирование показало, что наиболее реалистичная картина последней минуты полёта получается при предположении, что самолёт вошёл в штопор и сделал 3 – 5 витков. Самолет УТИ МИГ-15 эксплуатировался с подвешенными

баками. В этом случае допустимые перегрузки самолёта уменьшались с 8-кратных до 3-х кратных. В противном случае самолет разрушился бы в воздухе еще до удара о землю. Существует также мнение, что вывод самолёта из пикирования проводился практически при максимально возможных для самолёта перегрузках. Указывается, что лишь при 12-кратной перегрузке у МИГ-15 могли сломаться крылья. Однако для самолета с подвесными баками такая перегрузка без разрушения, по моему убеждению, невозможна. Но даже такого уровня перегрузки, как видим, выдерживались Гагариным.

О версии 6:

Даже полная разгерметизация кабины не могла на предельной высоте полета в 4200 метров привести к потере сознания экипажем. Автор статьи в молодости совершил траверс Эльбруса, который является двувершинным седловидным конусом вулкана. Западная вершина имеет высоту 5642 м, восточная – 5621 м. Никаких признаков кислородного голодания я не испытал. На самом деле ситуация еще проще. В «приэльбрусье» существует «Приют одиннадцати» – гостиница для альпинистов на высоте 4130 метров над уровнем моря. Это самая высокогорная гостиница России. Располагается на юго-восточном склоне горы Эльбрус. Название было дано по предложению председателя Кавказского горного общества Р. Лейцингера, переночевавшего в этом месте с группой школьников в 1909 году. Высота полета Гагарина и Серегина как раз и соответствовала высоте этой гостиницы, где ночевали школьники.

Итак, версии 1 – 7 неудовлетворительны. Что же произошло? Как уже упоминалось, по данным комиссии, примерно за минуту до столкновения Гагарин пребывал в совершенно нормальном состоянии. Далее произошло какое-то неожиданное событие, которое привело к тому, что самолёт оказался на закритическом режиме в положении крутого пикирования. Обратим внимание на следующие обстоятельства:

1. Резко ухудшились погодные условия. Облачность в этот день была необычной: нижний край почти сплошных облаков был уже на высоте примерно 600 метров над землёй. Затем до высоты 4 тысяч метров облачность

была плотная, с небольшими разрежениями. Над верхним краем никаких облаков: чистое небо и очень хорошая видимость. Последнее сообщение с борта самолёта Гагарина было о том, что они вместе с Серёгиным закончили выполнение лётного задания, которым они занимались над верхним краем облачности, то есть на высоте более 4 тысяч метров. Следовательно, после выхода из заключительной фигуры, на небольшой скорости в спокойном полёте, находясь ещё на достаточно большой высоте, экипаж вошел в облачный слой.

2. После резкого маневра при уклонении от внезапно возникшего объекта самолет вошел в штопор. Летчики ориентировались по показаниям приборов, в частности, высотомера и были убеждены, что через пару витков они выйдут из штопора. Комиссия пришла к выводу, что попытка катапультироваться лётчиками не предпринималась.

3. Комиссия установила, что оборудование самолета вышло из строя, высотомер работал не правильно. Как свидетельствует С.А. Микоян [34], на месте катастрофы было собрано только 2/3 остекления кабины. Стрелка прибора, показывающего разницу между давлением внутри кабины и снаружи, установилась на отметке – 0.01 атмосферы, что говорит о нарушении герметичности кабины ещё до столкновения самолёта с землей. Это означает, что оборудование самолета вышло из строя после взаимодействия с объектом. Перед вылетом отказов или неисправностей техники обнаружено не было.

4. М.О. Толбоев рассказывал на телевидении (например, 7 января 2013 года) о случае на испытательном полигоне ВВС в Ахтубе. Летчик сообщил о наблюдении странного объекта и получил приказ вернуться на аэродром. Однако любопытствующий летчик постарался приблизиться к объекту. Результат – вышло из строя все электронное оборудование самолета. Самолет совершил благополучную посадку только благодаря высокой квалификации пилота.

Вывод: существует лишь одно непротиворечивое объяснение катастрофы – самолет УТИ МИГ-15 встретился с атмосферным плазмодом. Подчеркну еще раз, что все указанные выше сведения соответствуют документальным открытым источникам.

ЛИТЕРАТУРА:

1. Alexeev B.V. Generalized Boltzmann Physical Kinetics. L.: Elsevier, 2004. 368 p.
2. Алексеев Б.В. Нелокальная физика. Релятивистская теория. Saarbrücken: Lambert, 2011. 499 p.
3. Алексеев Б.В., Овчинникова И.В. Нелокальная физика. Релятивистская теория. Saarbrücken: Lambert, 2011. 406 p.
4. Alexeev B.V. To the theory of galaxies rotation and the Hubble expansion in the frame of non-local physics // J. Modern Physics. 2012. V. 3. № 29 A. P. 1103–1122.
5. Alexeev B.V. Application of generalized non-local quantum hydrodynamics to the calculation of the charge inner structures for proton and electron // J. Modern Physics. 2012. V. 3. P. 1895–1906.
6. Алексеев Б.В. Математическая кинетика реагирующих газов. М.: Наука, 1982. 420 с.

7. Alexeev B.V. The generalized Boltzmann equation, generalized hydrodynamic equations and their applications // Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. 1994. V. 349. P. 417–443.
8. Alexeev B.V. The generalized Boltzmann equation // Physica A. 1995. V. 216. P. 459–468.
9. Климонтович Ю.Л. О возможности и необходимости объединенного описания гидродинамических процессов // Теор. и матем. физика. 1992. Т. 92. № 2. С. 312–330.
10. Алексеев Б.В. Обобщенная бальцмановская физическая кинетика. Обзор // Теплофизика высоких температур. 1997. Т. 35. № 1. С. 129–146.
11. Алексеев Б.В. Физические основы обобщенной бальцмановской кинетической теории газов // Успехи физических наук. 2000. Т. 170. № 6. С. 649–679.
12. Алексеев Б.В. Физические принципы обобщенной бальцмановской кинетической теории ионизованных газов // Успехи физических наук. 2003. Т. 173. № 2. С. 145–174.
13. Чепмен С., Каулинг Т. Математическая теория неоднородных газов. М.: ИЛ, 1960. 510 с.
14. Alexeev B.V. Generalized quantum hydrodynamics and principles of non-local physics // J. Nanoelectron. Optoelectron. 2008. V. 3. 143–158.
15. Alexeev B.V. Application of generalized quantum hydrodynamics in the theory of quantum soliton's evolution // J. Nanoelectron. Optoelectron. 2008. V. 3. P. 316–328.
16. Alexeev B.V. Generalized theory of Landau damping // J. Nanoelectron. Optoelectron. 2009. V. 4. P. 186–199.
17. Alexeev B.V. Generalized theory of Landau damping in collisional media // J. Nanoelectron. Optoelectron. 2009. V. 4. P. 379–393.
18. Bell J.S. On the Einstein Podolsky Rosen paradox // Physics. 1964. V. 1. P. 195–200.
19. Aspect A., Dalibard J., Roger G. Experimental test of Bell's inequalities using time-varying analyzers // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 49. P. 1804–1807.
20. Madelung E. Quantum theory in hydrodynamical form // Zeit. f. Phys. 1927. V. 40. P. 322–325.
21. Смирнов Б.М. Наблюдательные свойства шаровой молнии // Успехи физических наук. 1992. Т. 162. № 8. С. 43–81.
22. Стаханов И.П. Физическая природа шаровой молнии. М.: Атомиздат, 1979. 240 с.
23. Стаханов И.П. О физической природе шаровой молнии. М.: Энергоатомиздат, 1985. 208 с.
24. Brand W. Der Kugelblitz. Hamburg: Henri Grand Verlag, 1923. 170 p.
25. Roth J.R. Ball lightning: What nature is trying to tell the plasma research community // Fusion Technology. 1995. V. 27. P. 255–270.
26. http://ru.wikipedia.org/wiki/Шаровая_молния#
27. Klimov A.I. Analysis and modeling of new reports on plasmoid observation in atmosphere and under sea water surface // Int. J. Unconventional Electromagnetics and Plasmas (UEP). 2011. V. 3. № 1-2. P. 55–60.
28. Егоров А.И., Степанов С.И. Долгоживущие плазмиды – аналоги шаровой молнии, возникающие во влажном воздухе // Журн. техн. физики. 2002. Т. 72. № 12. С. 102–104
29. Oreshko A.G. Experimental research of a ball lightning in the field of it's origin // Proc. XVIII Int. Conf. on Gas Discharge and Their Applications. Germany, Greifswald, 5-10 September 2010. Greifswald, 2010. P. 526–529.
30. http://ria.ru/gagarin_news/20110408/362309350.html#ixzz2NwO1pBuJ
31. Микоян С.А., Пушкин А.И., Петров С.В., Титов Г.С., Леонов А.А., Белоцерковский С.М., Майоров А.В., Сигов П.Г., Сосунов А.М. Заключение специалистов о причинах гибели Гагарина и Серёгина // Гражданская авиация. 1987. № 7.
32. www.ороссии.com/270312.htm
33. <http://diary-news.com/intresting/33042-taynu-gibeli-gagarina-ne-uznayut-nikogda.html>
34. http://militera.lib.ru/memo/russian/mikoyan_sa/23.html
35. <http://sobesednik.ru/cosmos/taina-gibeli-gagarina-byla-rassekrechena-tri-goda-nazad>
36. <http://ru.wikipedia.org/wiki>

APPLICATION OF NON-LOCAL PHYSICAL KINETICS IN THE THEORY OF PLASMOIDS. VERSION OF GAGARIN AIR CATASTROPHE

B.V. Alexeev[®]

M.V. Lomonosov Moscow State University of Fine Chemical Technology, Moscow, 119571 Russia

[®] *Corresponding author e-mail: Boris.Vlad.Alexeev@gmail.com*

The existence of solitary plasma objects in a bounded region is established by the methods of non-local physics. The unified generalized non-local theory is applied for mathematical modeling of quantum solitons. Ball lightings are quantum solitons – plasmoids which reach stability as a result of equalizing of corresponding quantum pressures of the non-local origin and the solitary electric forces. The delivered theory demonstrates the great possibilities of the generalized quantum hydrodynamics in the investigation of quantum solitons. The theory leads to solitons as typical formations in the generalized quantum hydrodynamics. The explanation of Gagarin catastrophe is explained as the result of the interaction of MIG 15 UTI with a plasmoid.

Key words: *foundations of the theory of transport processes, generalized hydrodynamic equations, the theory of plasmoids, foundations of non-local physics, Gagarin air catastrophe*