

УДК 537.5

## Периферийные кулоновские силы, классические и квантовые мембраны, фокусирующие плазмиды (обзор)

Ф. И. Высикайло

*В обзоре показано, что процесс выравнивания длин волн де Бройля заряженных частиц с разными массами приводит к образованию электронной  $e$ -мембраны (динамической электронной оболочки, стягивающей плазмид в единое целое) и ряду кумулятивно-диссипативных поляризационных размерных (классических и квантовых) эффектов в самоорганизующихся плазмоидах. Рассчитаны коэффициенты всестороннего сжатия плазмидов для различных условий. При локальном разрушении  $e$ -мембраны части ионных решёток вылетают из самофокусирующегося плазмоида. Так происходит размножение плазмидов.*

PACS: 03.65.-W; 03.65.-Ge; 05.30.Fk; 05.65.+B

*Ключевые слова:* нарушение нейтральности, кумуляция, точка либрации-кумуляции  $L_1$ , квантово-размерные поляризационные эффекты, ионные решётки, кумулятивные и диссипативные процессы в плазмоидах,  $e$ -мембрана плазмоида.

### Введение

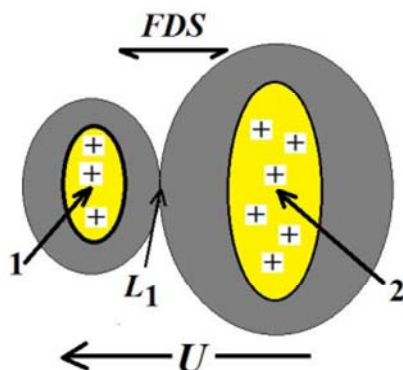
Эффективное применение в практике различных источников плазмы для возбуждения частиц газов требует понимания 3D-процессов, формирующих квазистационарные и стационарные плазменные структуры — плазмиды, в частности, катодные пятна и самофокусирующийся положительный столб. Автором установлено, что дальнедействующие кулоновские потенциалы (ДДКП)

способствуют формированию кумулятивных 3D-струй высокоэнергетических электронов в точках кумуляции  $L_1$ , открытых автором, между одноименно заряженными плазмоидами (например, между катодным пятном и положительным столбом). Эти кумулятивные струи высокоэнергетических электронов отвечают за формирование фарадеева темного пространства (ФТП — FDS) между положительно заряженными 3D-плазмоидами в разрядах при давлении от 5 Торр и более [1—4], как проиллюстрировано на рис. 1—3. Заметим, что роль ДДКП в формировании «мягкими» стенками кумулятивных струй высокоэнергетических электронов между положительно заряженными плазменными структурами (кулоновскими аттракторами для электронов в кумулятивных точках Vysikaylo —  $L_1$ ) описана впервые в работах [1, 2].

**Высикайло Филипп Иванович**, ведущий научный сотрудник. Московский радиотехнический институт РАН. Россия, 117519, Москва, Варшавское шоссе, 132. E-mail: filvys@yandex.ru

Статья поступила в редакцию 22 сентября 2015 г.

© Высикайло Ф. И., 2015



*Рис. 1. Поперечное сечение равных потенциалов в модели Rocha-Vysikaylo [1] в плоскости поперечного сечения двух положительно заряженных плазменных структур. Эквипотенциальная поверхность состоит из двух замкнутых полостей 1 и 2, т.е. из двух положительно заряженных плазменных 3D-структур: например, катодного пятна — 1 и положительного столба — 2, которые имеют общую  $L_1$ -точку кумуляции потока электронов;  $U$  соответствует внешнему падению потенциала, электроны движутся от точки 1 до 2*

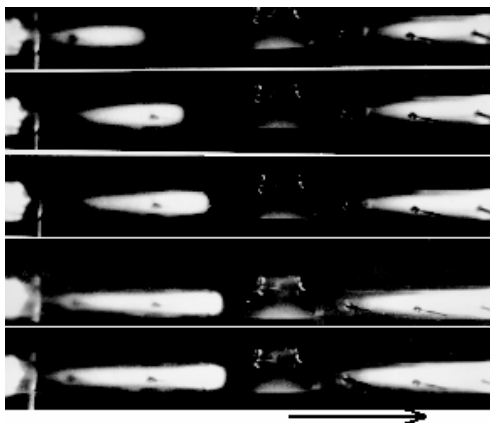


Рис. 2. Фотографии электрического разряда в трубке в азоте ( $P = 15$  Торр), расположенные сверху вниз по мере нарастания величины тока разряда [3]. Катод — слева, анод — справа. Разряд возмущен пучком быстрых электронов с энергией  $\sim 100$  кэВ, вводимых через окно в центре трубки. Около катодного пятна («горошин» на катоде) наблюдается классическое фарадеево темное пространство. За окном в режиме слаботокового разряда (1-я и 2-я фотографии) наблюдаются маленькие светящиеся области, следующие за ними аналоги фарадеева темного пространства и далее по стрелке конические светящиеся области, указывающие на расфокусировку электронов за темной областью (FDS)

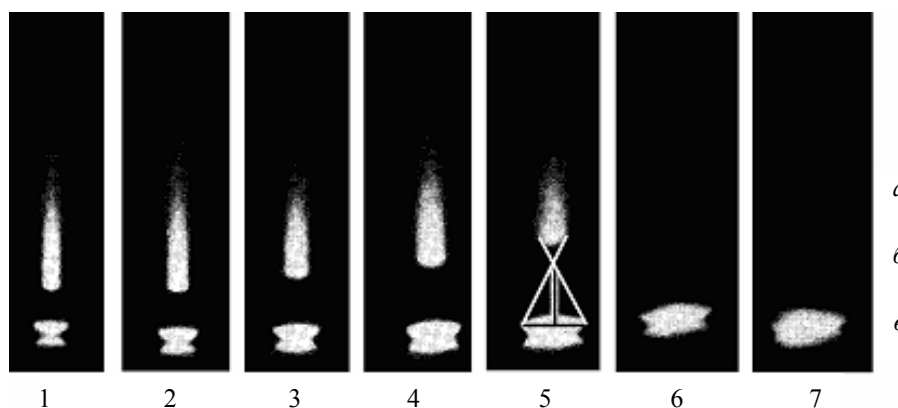


Рис. 3. Зависимость от величины тока ширины самофокусирующегося (свободного в радиальном направлении) разряда в азоте [4]. На фото 5 приведена приблизительная схема определения точки кумуляции  $L_1$  электронов. а — положительный столб (с синим расходящимся к аноду свечением, которое не фиксируется фотографически), б — фарадеево темное пространство, в — отрицательное свечение или катодное пятно (нижнее пятно является бликом на зеркально-полированном электроде)

Ещё в 1985 г. в работах [3, 4] было установлено, что путем изменения полного тока разряда можно контролировать положение кумулятивных точек  $Vysikaylo$  —  $L_1$ , а также характерный размер ФТП (см. рис. 2 и 3). Но при этом светящиеся плазменные 3D-структуры в ДДКП во многом остались «загадочными» для исследователей. В частности, как видно из фотографий, плазменные структуры обладают явным «загадочным» поверхностным натяжением, фокусирующим плазмоиды к их центру.

Цель данной работы состояла в поиске и теоретическом обосновании наблюдаемых загадочных явлений, а именно, самокумуляции плазмоидов в разрядных процессах.

### Предпосылки 3D кумулятивной плазменной кристаллодинамики

Электроны имеют массу  $m_e$  во много раз меньше, чем ионы ( $m_i \gg m_e$ ). Поэтому свободные электроны более подвижны и покидают любой плазмоид, заряжая его положительным зарядом, тем самым формируя для оставшихся в плазмоиде электронов общую кулоновскую положительно

заряженную потенциальную яму (своеобразный квантовый резонатор для локализованных в нём электронов, см. рис. 4). Из-за формирования такой глобальной положительно заряженной ямы с соответствующими электрическими полями (рис. 4, б) и проявляются все свойства плазменных структур, аналогичные свойствам обычных кристаллов и сложных возбужденных ионов. Электроны, возвращающиеся в положительно заряженный плазмоид из-за кулоновского потенциала, фокусируются к центру плазмоида положительные ионы. Так возникает динамическая электронная  $e$ -мембрана, стягивающая плазмоид в единое целое (рис. 4, а). Поэтому в дальнейшем плазмоидами будем называть любую систему заряженных частиц, стянутых ДДКП (или кулоновскими силами) и, соответственно, давлением возвращающихся в плазмоид электронов. Стягивание плазмоида ДДКП и  $e$ -мембраной приводит к его фрактализации на ячейки, аналогичные ячейкам Вигнера-Зейтца, что выражается в филоментизации плазменных структур и кумуляции кинетической энергии электронов, локализованных в таком структурированном, плазмоиде (рис. 4).

Далее при теоретическом рассмотрении ограничимся простым структурированием, т. е. капельной моделью плазмоида (с однородным зарядом во всём объёме положительно заряженного плазмоида) и простой моделью *e*-мембраны (см. рис. 4, *a*), состоящей из монослоя электронов с длиной волны —  $\lambda_e$ . Эта модель восходит к известной модели Г. А. Гамова [5] и позволяет представить модель плазмоида как в виде супраиона [6].

*e*-мембрану, но при квантово-механическом описании возможно проникновение ионов через *e*-мембрану, что находится в полном соответствии с моделью Гамова. В тридцатых годах прошлого столетия эту квантово-механическую задачу о проникновении  $\alpha$ -частицы через потенциальный барьер (т. е. через некую *e*-мембрану) первым предложил и решил Г. А. Гамов для описания  $\alpha$ -распада атомных ядер [5]. Однако физика образования такого барьера осталась за рамками его

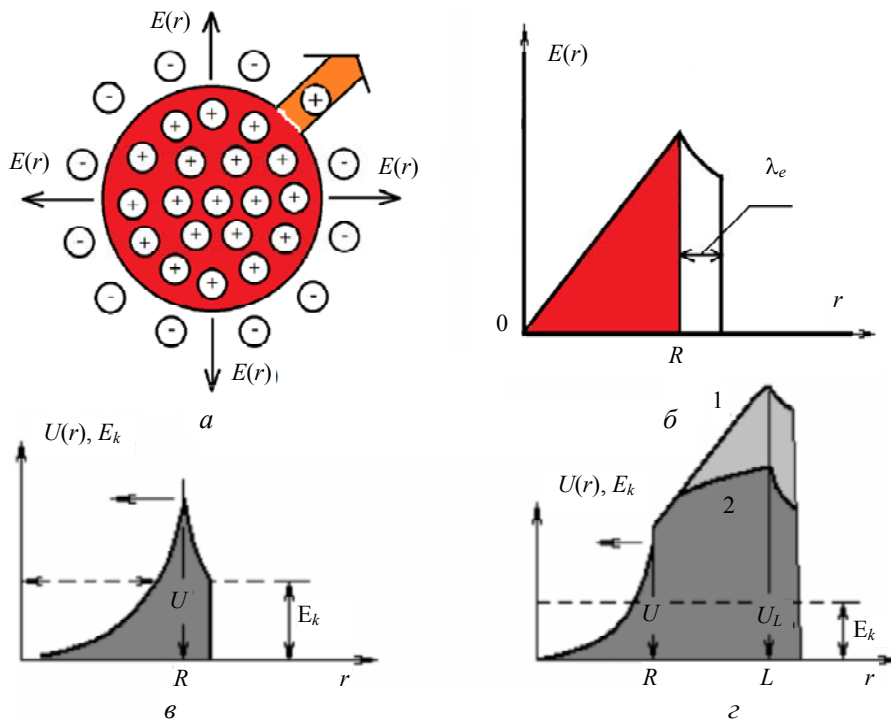


Рис. 4. а) 3D модель плазмоида с радиусом  $R$  как супраиона или гигантского положительно заряженного иона с *e*-мембраной (-) на его поверхности в виде резкого скачка потенциала и напряжённости электрического поля. При разрушении *e*-мембраны формируется кумулятивная струя положительных ионов — стрелка вверх вправо. б) Профиль со скачком напряжённости электрического поля  $E(r)$  в однородно заряженной сферической структуре, представленной на рис. 4, а. Соответственно аналогичны зависимости в виде скачка для параметра  $E/N$ ,  $T_e$  — температура электронов ( $T_e \sim (E/N)^{2/3}$ ),  $P_e$  — давление электронов в плазменных структурах,  $N$  — плотность нейтрального газа,  $\lambda_e$  — размер слоя отрицательного заряда (*e*-мембраны, состоящей из электронов вытесненных из сферического плазмоида с радиусом —  $R$ ) или длина волны электронов, формирующих ферми-газ в плазмоиде. в) Потенциальный барьер  $U(r)$  для свободных отрицательно заряженных частиц в сферическом положительно заряженном плазмоиде со скачком электрического поля, греющего их до энергий  $E_k > 0$ . г) Потенциальный барьер  $U(r)$  для свободных отрицательно заряженных частиц в плоскостном (1) и цилиндрическом (2) положительно заряженных плазмоидах со скачком электрического поля, греющего их до энергий  $E_k > 0$ . Кривая 1 соответствует плоскостной симметрии (3D прямоугольник); 2 — цилиндрической симметрии (3D цилиндр конечных размеров:  $R$  и  $L \ll \infty$ . Характерный поперечный размер потенциальной ямы в этом случае превышает радиус структуры или толщину и определяется её длиной ( $\approx L$ ))

### Потенциальные барьеры положительно заряженных плазмоидов с различной симметрией

Исследуемые нами потенциальные барьеры для электронов, возникающие в положительно заряженных плазмоидах с различной симметрией и постоянной плотностью заряда (капельная модель) представлены на рис. 4, в—г. В грубой классической модели ионы не могут проникнуть через

исследований. В данной работе мы детализируем физику формирования *e*-мембраны, фокусирующей любой плазмоид (с размерами от  $10^{-15}$  до  $10^{26}$  м) как целое.

### Давление в плазмоиде и структура *e*-мембраны

В любом сформировавшемся плазмоиде давление электронной составляющей определяется

концентрацией электронов и средней энергией электронов в виде следующего выражения:

$$P_e = n_e \varepsilon_e = n_e m_e V_e^2 / 2. \quad (1)$$

Здесь  $\varepsilon_e$ ,  $V_e$  — энергия и скорость электрона соответственно. Известно, что закон Кулона работает на размерах от  $10^{-15}$  м (размеры атомных ядер) до размеров  $10^{26}$  м (размеры видимой Вселенной). Возможно, в таком же диапазоне размеров работают законы квантовой механики. Основой квантовой механики является гипотеза Луи де Бройля, согласно которой локализованные в структурах частицы ведут себя как волны в квантовых резонаторах с длиной волны де Бройля  $\lambda_e = h/p_e$ , где  $p_e$  — импульс частицы ( $p_e = m_e \cdot V_e$ ). Следовательно, резонансные кинетическая  $\varepsilon_n(\lambda_e)$  и полная  $U(\lambda_e)$  энергии локализованной в квантовом резонаторе частицы однозначно определяются их длиной волны де Бройля.

С другой стороны, согласно уравнению Шредингера, резонансное значение кинетической энергии частицы  $\varepsilon_n(\lambda_e)$  однозначно определяет 3D-профиль вероятности нахождения частицы в области квантового резонатора, ограниченного реальными (массивными) или потенциальными («мягкими») стенками. Система частиц со спином  $1/2$ , локализованных в общей потенциальной кулоновской яме, подчиняется статистике Ферми-Паули и формирует ферми-газ или ферми-жидкость, в которых, согласно принципу Паули, выполняется соотношение  $p_e^3 n_e^{-1} = h^3 / 2$ . Здесь  $n_e = 2 / \lambda_e^3$  — концентрация локализованных в одном квантовом резонаторе двух частиц с полуцелыми спинами, направленными в противоположные стороны. В любом сформировавшемся плазмоиде давление обобщённого нерелятивистского ферми-газа  $P_e = n_e m_e V_e^2 / 2 = 2^{-5/3} h^2 m_e^{-1} n_e^{5/3}$  определяется его концентрацией  $n_e$  и обратно пропорционально массе частиц  $m_e$ .

В твёрдых телах и металлах различие в длинах волн де Бройля у обобщённых (локализованных в кулоновской ловушке) электронов с  $\lambda_e$  и тяжёлых ионов (с  $\lambda_i < \lambda_e$ ) приводит к формированию ионных решёток и формированию обобщённого в ячейке Вигнера-Зейтца (с условием зеркального отражения на границах ячейки) ферми-газа. При этом устанавливается приближённое равенство  $\lambda_e$  с  $\lambda_i$  и размером кристаллической решётки. Так формируется фрактальная система сопряжённых квантовых резонаторов с общим ферми-газом. На периферии структуры появляются электрические (кристаллические) поля, греющие и фокусирующие периферийные электроны, формирующие ферми-газ. Автор полагает, что этими квантовыми

свойствами и нарушением нейтральности (НН, поляризации системы заряженных частиц) обладает любой квазистационарный положительно заряженный плазмоид, тем самым выступающий своеобразным метастабильным (энергетически возбуждённым) аналогом структур из конденсированных сред.

Как показано в [6—8], в неоднородном действующем кулоновом поле положительно заряженного плазмоида из-за квантовых свойств заряженных частиц (электронов и ионов) могут происходить удивительные явления. Так, в плазмоиде возможно НН, поляризация, самокумуляция (фокусировка) плазмоидов с поверхностным динамическим натяжением, самокумуляция объёмного заряда и др. В результате этих явлений энергия перекачивается от положительно заряженного холодного кристаллизирующегося (формируется ионная решётка) тела (уменьшается кинетическая энергия, увеличиваются потенциальная энергия и увеличивается длина волны де Бройля более массивных положительно заряженных частиц, например, с массой  $m_i$ ) к более легкому (с массой  $m_e \ll m_i$ ) и более горячему вырождающемуся электронному газу, запертому кулоновским потенциалом положительно заряженного плазмоида. Все эти явления обусловлены обработкой (сжатием, ударами и т. д.) поверхности плазмоида внешними для него электронами, захваченными (т. е. возвращающимися) в кулоновскую потенциальную яму положительно заряженного плазмоида [6—8]. В динамике происходит самоформирование положительно заряженной структуры, локализация в ней части электронов из-за фокусировки (кумуляции) кулоновским потенциалом к центру плазмоида, но при этом и выдавливание из плазмоида малой части электронов как наиболее подвижного газа. Как показано в [6—8], именно локализация электронов со спином  $1/2$  в положительно заряженной яме плазмоида, а также электрон-электронные столкновения, локализованных в плазмоиде электронов, приводят к формированию из этих электронов ферми-газа или ферми-жидкости со статистикой Паули-Ферми. Электронный газ, локализованный в положительно заряженном плазмоиде, обладает дуальными свойствами из-за его фокусировки ДДКП положительных ионов [6]. Этот кулоновский потенциал действует как мягкие стенки, фокусирующие электроны, локализованные в положительно заряженном плазмоиде. Силы, противодействующие (останавливающие) сжатию плазмоида, одновременно обеспечивают и его самообжатие в собственном электрическом поле [6—8]. Эти явления аналогичны квантовым явлениям в обычном положительном молекулярном ионе водорода (рис. 5, слева). Так проявляются кумулятивные свойства

ДДКП в самофокусировке любых положительно заряженных плазмоидов, возможно, с размерами от атомного ядра до ядер галактик [6—8]. Оказывается, что дуальными свойствами (т. е. фокусировать и противодействовать сжатию) обладают локализованные в кулоновской яме любые электроны в любых положительно заряженных плазмоидах с размерами от  $10^{-15}$  м (в этом случае роль электронов играют отрицательные мезоны) до  $10^{26}$  м. Этот подход, развиваемый в настоящей работе, опирается на классические работы де Бройля, Дирака, Гамова, Фаулера и Френкеля.

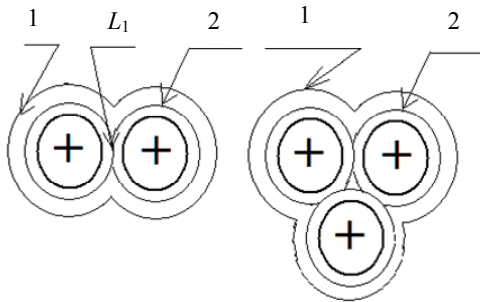


Рис. 5. Схема объединения двух заряженных плазмоидов — слева (например, молекулы из двух положительных ионов) и трёх и более плазмоидов — справа. Общая объединяющая электронная оболочка — 1,  $L_1$  — точка кумуляции электронных потоков между двумя положительно заряженными плазмоидами [1], 2 — внутренние электронные оболочки, имеющие по одной общей точке —  $L_1$

Автор утверждает (обобщая идеи Фаулера, 1926 г., и Френкеля, 1928 г. [9, 10]), что для любых плазмоидов (сложных систем из заряженных частиц с различными массами) эти дуальные свойства локализованного электронного газа определяются кулоновскими силами и квантовыми свойствами заряженных частиц. Давление, характеризующее силы сцепления, и соответствующие ему силы сопротивления сжатию одновременно характеризуются давлением обобщённого локализованного электронного газа  $P_e = P_e(R, m_e)$  [6—8]. Здесь  $R$  — характерный размер элементарного резонатора для электронов,  $m_e$  — их масса. Следовательно, элементарную ячейку любого сформировавшегося плазмоида можно представить по аналогии с твёрдым телом как обобщённую ячейку Вигнера-Зейтца с радиусом  $a = (3/4\pi n_i)^{1/3} \approx \lambda_e = (2/n_e)^{1/3}$ , где  $n_i$  — концентрация положительных ионов, формирующих кристаллическую ионную решётку плазмоида;  $\lambda_e$  — характерная длина волны де Бройля электронов, формирующих обобщённый электронный газ плазмоида. При этом обобщённый электронный газ (или жидкость), подчиняющийся статистике Паули-Ферми не только противодействует сжатию, но и осуществляет сжатие (сцепление) частей плазмоида к его центру из-за локали-

зации электронов кулоновским потенциалом нескомпенсированных ионов (рис. 4, и 5). Этот электронный газ ответственен за формирование ионной решётки (структурного упорядочивания положительных ионов) в любом плазмоиде.

При формировании фрактализованного (с самоформирующимися квантовыми резонаторами — ионной решёткой) плазмоида у электронного газа кинетическая энергия растёт из-за уменьшения потенциальной энергии локализованных электронов и передачи им энергии от ионов. При этом средняя длина волны де Бройля для электронов  $\lambda_e$  уменьшается, но растёт для положительных ионов ( $\lambda_i$ ), теряющих кинетическую энергию, что и приводит к частичной компенсации квантового НН, обуславливающего из-за  $\lambda_e > \lambda_i$  квантово-механические явления поляризации [6]. Однако полного исчезновения квантовой поляризации плазмоида не происходит. А именно, слабое НН (из-за  $\lambda_e > \lambda_i$ ) обуславливает динамические процессы поверхностного натяжения плазмоидов и, соответственно, силы, противодействующие сжатию плазмоида. Эти явления аналогичны явлениям сцепления и расталкивания протонов в молекулярном ионе  $H_2^+$  (рис. 5 слева). Характерные размеры всех этих квантовых явлений определяются не радиусом Дебая, а длиной волны электронов, обжимающих положительно заряженный плазмоид, выступающий как супраион с огромным числом положительных ионов, расталкиваемых и одновременно обжимаемых извне электронным газом (рис. 5, справа). При этом основная часть свободных электронов, оставшихся в кулоновской потенциальной яме, обобществляется в положительно заряженном метастабильном плазмоиде. Давление внутренних обобществлённых электронов не позволяет плазмоиду схлопнуться, а внешние электроны наоборот плазмоид фокусируют (кумулируют) к его центру, обеспечивая адгезию его частей. Так происходит динамическая электронная кумуляция положительно заряженных плазмоидов. Эти синергетические дуальные динамические процессы существенно определяют 3D-архитектуру кумуляции и диссипации локализованного газа электронов в синергетическом (общем) поле положительных ионов.

Можно сказать, что электрическое поле (обусловленное НН) выступает как катализатор, содействующий перекачке кинетической энергии от слабоэнергетических массивных ионов к менее массивным электронам, имеющим большую кинетическую энергию. Действительно, в результате нагрева электронного газа в электрическом поле заряженного плазмоида (рис. 4, б) увеличивается давление периферийных электронов. Электроны, возвращающиеся в положительно заряженный

плазмойд, сжимают весь плазмойд (рис. 4 и 5). При сжатии положительных ионов внешними для них электронами увеличивается потенциальная энергия ионов. В потенциальном поле эти положительные ионы отдают свою кинетическую энергию электронам, которые ещё более сжимают плазмойд как целое, вплоть до выравнивания давления вырождающегося электронного газа на периферии и в центре плазмойда [6—8]. В этом квантово-механическом кулоновском процессе и разгадка любых динамических поверхностных напряжений (сцепления) и противодействий сжатию в плазмойдах (рис. 1—5) [6—8]. Внешние электрические поля, локальное разрушение динамической электронной мембраны, обжимающей плазмойд (рис. 4, а), или иные воздействия на плазмойды модифицируют плазмойды и их свойства, которые определяются во многом 3D-архитектурой кумуляции энерго-массово-импульсных потоков (ЭМИП) и их физической 3D-фрактализацией в собственном электрическом поле, локализирующем электронный ферми-газ или ферми-жидкость [6—8].

На рис. 4, а и 5 приведены общие схемы формирования ионной кристаллической 3D-решётки в любом обобщённом ионном кристалле, обжатом вырожденными или обобществлёнными электронами, формирующими внешнюю электронную оболочку ионного кристалла или положительно заряженного плазмойда (с учётом  $\lambda_e > \lambda_i$ ). Разрушение внешней электронной оболочки (слой 1, на рис. 5 справа) слабо сказывается на обжатии положительных ионов. Последняя общая электронная оболочка (слой 2 на рис. 5) единственно определяет внутреннее давление в ионном кристалле [6]. При её разрушении кулоновские силы разрушают кристаллическую решётку ионного кристалла (положительные ионы разлетаются друг от друга под действием сил Кулона, рис. 4, а). При этом возможно формирование из одного плазмойда двух и более плазмойдов. Так происходит рождение плазмойдов. Для молекул эта схема очевидна (см. рис. 5). Объём атомов и молекул определяются соответствующими длинами волн де Бройля электронов, локализованных и обобщённых в этих структурах.

#### Расчёты классического и квантово-механического давления, локализованного в положительно заряженном плазмойде электронного газа

Давление электронного газа в плазмойде в газоразрядной слабоионизованной таунсендовской плазме можно оценить из следующих соображений. При визуализации плазмойдов концентрация электронов  $n_e$  в них порядка  $10^{16} \text{ м}^{-3}$ , а на их границе электрические поля (рис. 4, б) достигают

пробойных значений, соответствующих в воздухе  $E/P^* \approx 3 \text{ МВ} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{атм}^{-1}$  или  $E/N^* \approx 50 \text{ Тд}$ . Здесь  $P$  и  $N$  — давление и концентрация частиц нейтрального газа соответственно. Отметим, что при этом энергия электронов в указанных полях порядка 1 эВ. Следовательно, согласно (1), давление классического электронного газа при его плотности порядка  $10^{16} \text{ м}^{-3}$  составляет величину:

$$P_e = n_e m_e V_e^2 / 2 \approx 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ Па}. \quad (2)$$

Для генерации периферийных радиальных пробойных электрических полей  $E_R^*$ , согласно теореме Гаусса, необходимо нарушение нейтральности ( $\alpha = (n_i - n_e)/N$ ) в плазмойде:

$$\alpha \approx (\epsilon \epsilon_0 / \chi e R) \cdot E / N^*. \quad (3)$$

Из (3) видно, что коэффициент относительного нарушения нейтральности газа, необходимого для генерации пробойных электрических полей вокруг положительно заряженного плазмойда обратно пропорционален характерному размеру плазмойда  $R$ , пропорционален значению приведенной пробойной напряжённости электрического поля  $E/N^*$  и по величине не превышает значения  $10^{-9}$ . Здесь учтено, что  $\chi = 1, 2, 3$  для случая плоскостной, цилиндрической или сферической симметрии плазмойда соответственно [6]. В выражении (3) представлен поляризационный размерный эффект, ранее установленный автором в работе [6].

Согласно оценкам (2) и (3), ничтожное нарушение нейтральности и слабое давление локализованных в потенциальной кулоновской яме электронов приводит к визуализации плазмойдов в слабоионизованной таунсендовской плазме и их самоорганизации в нейтральном газе при давлениях газа, существенно превышающем давление заряженных частиц плазмы (электронов и ионов).

При плотности электронов более  $10^{27} \text{ м}^{-3}$  необходимо учитывать, что давление электронного газа описывается статистикой Ферми-Паули (или Дирака) [6]:

$$P_e \approx 2^{-5/3} h^2 m_e^{-1} n_e^{5/3}, \quad (4)$$

а для случая релятивистского ферми-газа [6]:

$$P_e \approx 2^{-4/3} h^2 m_e^{-1} n_e^{4/3}. \quad (5)$$

#### Плазменные кристаллы и перенос ионных решёток в плазмойдах

Динамическое самосжатие положительно заряженных плазмойдов, причем с выбрасыванием малой части электронов вовне (из-за  $\lambda_e > \lambda_i$ ), приводит к увеличению и упорядочиванию плотности

нескомпенсированного положительного заряда внутри плазмоида. В результате упорядочивания формируются кумулятивно-диссипативные структуры (КДС) с новыми (обусловленными кумулятивными процессами) степенями свободы (свойствами). Такое упорядочивание можно, как показано в [6—8], описать в рамках капельной модели, в которой плотность нескомпенсированного заряда считается равномерной по всему объёму заряженного плазмоида. Это соответствует формированию упорядоченной конденсированной среды. В [6—8] впервые рассмотрен переход в плазмоиде к конденсированному состоянию вещества, кумулирующему кинетическую энергию электронов в КДС — плазмоид. Равнораспределённая плотность объёмного положительного заряда обеспечивает перераспределение кинетической энергии ионов в потенциальную энергию в кулоновском поле, формируемом избыточным объёмным зарядом положительных ионов [6], и в кинетическую энергию вырождающегося локализованного в поляризованном плазмоиде электронного газа. В результате такого распределения избыточного заряда внутри плазмоида происходит формирование, можно сказать, кристаллических ионных решёток (рис. 5) и накачка кинетической энергией электронного газа с увеличением его плотности  $n_e(\lambda_e)$ . Внешнее для положительно заряженных ионов давление обобществлённых электронов, формирующих внешнюю оболочку структурированного плазмоида (рис. 4, а, и 5), сжимает положительно заряженные ионы (или положительно заряженные плазмоиды меньших размеров) до формирования ионных (или плазменных) решёток. Эти решётки с вырожденными внутренними электронами и оказывают сопротивление дальнейшему сжатию внешней электронной оболочкой, сжимающей силами Кулона положительно заряженные структуры в единое целое. Так, согласно [6—8] и данной работе, формируются (внешними электронами) в собственном электрическом поле ионные решётки на любом уровне иерархии, а именно, от атомных структур фемтомира до структур с размерами галактик и их систем. Неучёт этих процессов приводит к ряду асимптотических парадоксов (конкретно, несоответствию экспериментов теоретическим представлениям). Динамическим поверхностным натяжением формируется и положительный молекулярный ион водорода —  $H_2^+$  (рис. 4, а) и любой другой положительно заряженный плазмоид (рис. 5). В [6—8] эта схема была применена для анализа формирования супраионной решётки в квантовых звёздах, молниях и иных плазмоидах (см. рис. 2 и 3). Учёт обжатия плазмоидов периферийными электронами позволяет рассматривать (моделировать) движение ионов как упорядоченное движение ионных

решёток в кумулятивном русле, что и объясняет цилиндрическую симметрию структурированных плазмоидов. Следует отметить, что форма кулоновских потенциалов (рис. 4, в, з) указывает на возможность кумуляции кинетической энергии электронов в центре плазмоида. Это, в свою очередь, способствует формированию кумулятивных струй высокоэнергетических электронов, замыкающих ток через фарадеевы тёмные пространства (рис. 1—3) и точки кумуляции Vysikaylo —  $L_1$ .

Отметим работу [11], в которой на базе модели формирования кумулятивной струи ионов, структурирующихся в кристаллическую решётку после внедрения астероидов (в Челябинске и в области реки Тунгуски), объяснён кумулятивный вынос ионов воды в верхние слои тропосферы (до 70—80 км), причем с последующим формированием наблюдаемых серебристых облаков.

#### **Применение квантового кумулятивно-диссипативного метода в физике плазмоидов**

С помощью квантового кумулятивно-диссипативного метода, учитывающего НН и лежащего в основе анализа поведения и структуризации заряженных или поляризованных КДС в неживой природе, автор решил ряд конкретных задач в области физики газоразрядной плазмы [6—8], физики наноконструкций [12—15] и астрофизики [6—8]. В этих работах проведены расчёты профилей и характерных размеров КДС, получены резонансные спектры таких КДС, автором открыты квантово-размерные поляризационные и квантово-размерные концентрационные эффекты [12—15]. Результаты численных и аналитических расчётов сравниваются с экспериментами в тех областях, где они имеются [12—15]. Выполнена классификация плазмоидов [6—8] в зависимости от концентрации электронов, формирующих в плазмоиде электронный ферми-газ. На базе сравнения аналитических расчётов и экспериментальных исследований [12—15] установлено, что в полые структуры, например, в фуллерены или нанотрубки, могут захватываться электроны с резонансной кинетической энергией, соответствующей основному тону (в акустике — половине длины волны —  $\lambda_e/2$ ). Это соответствует кинетической энергии частицы в потенциальной кулоновской яме (квантовом резонаторе) в четыре раза большей, чем у электронов с полной длиной волны —  $\lambda_e$ . Автором идентифицированы экспериментально наблюдаемые спектры квантовых полых резонаторов с резонансными энергиями  $E_{n-1/2} \sim (n-1/2)^2$  [12—15].

На базе квантового кумулятивно-диссипативного метода проведём аналитические оценочные расчёты коэффициента всестороннего сжатия

$K = -V (\partial P / \partial V)$  (или просто коэффициента сжатия [16]) метастабильного состояния плазменной структуры — плазмоида. Согласно квантовому кумулятивно-диссипативному методу, в любом плазмоиде поверхностное натяжение или сжатие объёмного положительного заряда, ответственного за диссипацию, компенсируется динамическим обжатием электронов, формирующих внешнюю для плазмоида оболочку —  $e$ -мембрану (рис. 4, а, и 5). При этом поверхностное динамическое давление электронов для любых размеров структур, в которых плотность электронного газа постоянна (капельная модель), сохраняется. Поэтому, рассчитав аналитически коэффициент всестороннего сжатия для самого простого структурного элемента (рис. 4, а), полученный результат можно применить для однородных плазмоидов любых размеров.

Однородное давление вырожденного обобщённого электронного газа, локализованного объёмным зарядом ионной решётки на всю систему положительных ионов в плазмоиде с ионной кристаллической решёткой по всему плазмоиду, равно:

$$P_e = n_e m_e V_e^2 / 2 = h^2 m_e^{-1} \lambda_e^{-5} = 4,82 \cdot 10^{-1} \lambda_e^{-5} = A / V_c^{5/3} = B / R^5, \text{ ГПа} \quad (6)$$

где  $\lambda_e$ ,  $R$ , в нм. Здесь учтена та особенность фермионов, что на один вырожденный электрон (ферми-газа) приходится фазовая ячейка с объёмом, пропорциональным  $n_e^{-1} (m_e V_e)^3$  и ограниченным величиной  $h^3/2$  (принцип Паули для частиц со спином  $1/2$ ). Согласно (6), можно провести аналитические расчёты давления ферми-газа  $P_e$  внутри элементарной ячейки и коэффициента всестороннего сжатия  $K = -V (\partial P / \partial V)$ . На самом деле 3D-обобщение электронов в элементарной ячейке происходит более сложно через точки кумуляции  $L_1$  (открытые автором в кулоновских потенциалах между заряженными структурами [1, 2]), возникающие между любыми аттракторами электронных потоков. Аналитические расчёты по (6) отражают зависимость коэффициентов объёмного сжатия (и, как доказывается в данной работе, сцепления) от характерных межйонных расстояний.

Аналогично, зная давление электронного газа (см. таблицу в [6]), по соотношению (6) можно провести грубые аналитические расчёты коэффициента объёмного сжатия (или кулоновского сцепления частей) для любых плазмоидов, параметры которых приведены в [6]. Для этого, согласно (6), давление вырожденного ферми-газа следует умножить на  $5/3$ , в случае нерелятивистского газа на  $4/3$ , в случае релятивистского ферми-газа или ферми-жидкости и в случае локализованного электронного газа в слабоионизованной таунсендовской плазме — на 1. В качестве характерного раз-

мера в [6] приведено значение длины волны де Бройля —  $\lambda_e$  электронов, осуществляющих кумуляцию положительно заряженной структуры, формирующей ионную (или даже ядерную или протонную для случая отрицательных мезонов) решётку. Электроны с большими длинами волн де Бройля, если они имеются в плазмоиде, как и внешний (1 — первый, рис. 5) электрон в молекуле водорода, практически не влияют на характерные межйонные размеры, а значит, на силы сцепления и силы, препятствующие дальнейшему сжатию обобщённого квантового плазмоида. Внешние электроны, локализованные кулоновским потенциалом плазмоида, как и в сложной молекуле, формируют «шубу» плазмоида, т. е. потенциальный барьер для положительных ионов и внешних электронов (как отрицательные мезоны формируют потенциальный барьер, рассчитанный в 1928 г. Г. А. Гамовым для  $\alpha$ -распада атомных ядер).

В рамках квантовой механики кумуляция объёмного заряда (или толщина «кожи») сформированного метастабильного плазмоида происходит не на радиусе Дебая, как до сих пор принято считать в классической физике плазмы, а на характерной длине волны де Бройля обобщённых плазмоидом электронов, ответственных за формирование в положительно заряженном плазмоиде ионной кристаллической решётки (электронная оболочка — 2, рис. 5). Ионы при кулоновском обжатии теряют кинетическую энергию в своём поле, а электроны в их поле кинетическую энергию, наоборот, приобретают. Из-за такого перераспределения кинетических энергий длины волны де Бройля электронов и тяжёлых ионов становятся близкими, и в итоге в плазмоиде устанавливается квазинейтральность. При этом абсолютной нейтральности в плазмоиде (в рамках квантовой механики), состоящем из различных по массе частиц, в принципе быть не может. В любом плазмоиде формируется электронная  $e$ -мембрана с толщиной порядка длины волны де Бройля для электрона ферми-газа, осуществляющего эффективное сжатие всего плазмоида. Длина и ширина этой  $e$ -мембраны совпадает с характерными размерами плазмоида, сформированного в единое фрактализованное целое (рис. 4, 5). Именно поляризация положительно заряженного плазмоида, формирование ионной решётки и стягивающей ионы  $e$ -мембраны обеспечивают структурную квазинейтральность стабильного или метастабильного плазмоидов. В рамках классической квантовой механики (Луи де Бройля), все структуры (плазмоиды), которые формируются частицами с противоположными зарядами и разными массами, всегда поляризуются и самофокусируются кулоновскими



силами ( $e$ -мембраной), обусловленными НН. При этом для кумуляции заряженных квантовых частиц (уменьшения  $\lambda_e$ ) в плазмоид необходимо подводить кинетическую энергию к ферми-газу, а не отводить её, как в случае обычного ньютоновского газа, состоящего из нейтральных шариков — атомов. Плазма в установившемся плазмоиде всегда неравновесная. Внутренняя кинетическая энергия обобщенного ферми-газа всего плазмоида определяет характерный размер ионной решётки плазмоида, длину волны электронов  $\lambda_e$ , обжимающих положительно заряженный плазмоид, концентрацию электронов, формирующих ферми-газ, степень поляризации плазмоида ( $\alpha_{i1} = (n_i - n_e)/n_i$  от 0 до  $\frac{1}{2}$  в атомных ядрах и чёрных дырах) и другие геометрические и временные характеристики [6—8].

### Заключение

В прикладной физике важнейшая роль принадлежит физике плазмы и твёрдого тела. В представленном обзоре показано, что явления в столь разных средах имеют много общего и подчиняются общим законам. Кумулятивная квантовая механика полых нанометровых структур, предложенная ранее в работах [6—8, 12—15, 17], позволяет детализировать ряд квантово-размерных эффектов во фрактализующихся и поляризующихся плазмоидах (с формирующимися ионными решётками). Нами показано, что дальнедействующие кулоновские потенциалы, выступающие в роли «мягких» стенок, возвращают в положительно заряженные плазмоиды локализованные электроны и, тем самым, содействуют самообжатию и фрактализации (формированию в них ионных решёток) плазмоидов. Обжатие плазмоидов давлением периферийных электронов приводит к генерации как сил сцепления, так и сил, противодействующих дальнейшему сжатию любых плазмоидов. Знание этих законов, несомненно, позволит решить ряд актуальных задач, стоящих перед наукой.

Сформулированы основы кумулятивной 3D-кристаллодинамики положительно заряженных плазмоидов, в которых локализованный электронный (ферми) газ формирует ионные решётки (супраионы), аналогичные решёткам в сложных положительно заряженных ионах, молекулах или обычных кристаллах. По предложенной автором квантовой кумулятивно-диссипативной модели плазмоидов, аналитически рассмотрены следующие вопросы:

- 1) в рамках капельной модели рассчитаны коэффициенты объёмного сжатия плазмоидов при различных концентрациях электронного газа;
- 2) открыт и описан поляризационный размерный эффект, согласно которому коэффициент относительного нарушения нейтральности определя-

ется характерным размером плазмоида и пробойным значением приведенной напряжённости электрического поля;

3) при локальном разрушении  $e$ -мембраны часть ионных решёток вылетает из самофокусирующегося плазмоида как целое, причем окружённое своими электронами, формирующими новую  $e$ -мембрану; так может происходить «размножение» плазмоидов, причем из-за формирования  $e$ -мембраны плазмоиды в свободном состоянии имеют сферическую или цилиндрическую симметрию при переносе тока через плазмоид.

В работе показано, что квантовые и кумулятивные процессы в плазмоидах с дальнедействующими кулоновскими потенциалами приводят к следующим эффектам:

- нарушению нейтральности плазмоида (плотность объёмного заряда  $\rho = e(n_i - n_e) \neq 0$ ) и формирование двойных (поляризационных) слоев в газоразрядной плазме [6];
- генерации сильных электрических полей на периферии плазмоида  $-E = Rp/\chi\epsilon\epsilon_0$  (рис. 4, б);
- самофокусировке плазмоида (адгезия частей плазмоида) (рис. 4, а, 5) с размером фокусирующей  $e$ -мембраны порядка длины волны де Бройля электронов в плазмоиде (рис. 4, б);
- кумуляции высокоэнергетических электронов плазмоида к его центру (рис. 4, в, з) и формирование кумулятивных струй в нём, осуществляющих перенос тока между плазмоидами в фарадеевом темном пространстве (рис. 2, 3);
- выравниванию давления ферми газа в общем объеме плазмоида, как и в любом твердом теле, в том числе в металлах;
- формированию ионной кристаллической решетки (рис. 4, а) с характерным размером длины волны де Бройля свободных электронов, образующих ферми-газ;
- генерации магнитных полей при наличии вращения и поляризации плазмоида (рис. 4, а);
- формированию сферической симметрии плазмоида и при наличии внешних возмущений (внешнего электрического поля) к переходу к цилиндрической симметрии (рис. 2, 3).

Работа поддержана грантами РФФИ № 13-07-0027; 14-07-00277 и 14-02-00517.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Vysikaylo P. I. // IEEE Trans. Plasma Sci. 2014. V. 42. No. 12. Part: 2. P 3931.
2. Выхайло Ф. И. // Инженерная физика. 2012. № 7. С. 27.

3. Высокыйло Ф. И. и др. // Письма в ЖТФ. 1986. Т. 12. № 16. С. 992.
4. Высокыйло Ф. И., Глова А. Ф., Смакотин М. М. // Физика плазмы. 1988. Т. 14. № 6. С. 734.
5. Гамов Г. А. // УФН. 1930. Т. 10. Вып. 4. С. 531; 1933. Т. 13. Вып. 1. С. 46.
6. Vysikaylo P. I. // Surface Engineering and Applied Electrochemistry. 2012. V. 48. No. 1. P. 11.
7. Vysikaylo P. I. // Surf. Eng. Applied Electrochem. 2012. V. 48. No. 3. P. 212.
8. Vysikaylo P. I. // Surf. Eng. Applied Electrochem. 2013. V. 49. No. 3. P. 222.
9. Яковлев Д. Г. // УФН. 1994. № 6. С. 653.
10. Френкель Я. И. Применение теории электронного газа Паули-Ферми к вопросу о силах сцепления. Собрание избранных трудов том 2. Научные статьи. Москва-Ленинград: Издательство Академии наук СССР, 1958. С. 109—122.
11. Высокыйло Ф. И. // Пространство и время. 2013. № 3(13). С. 145.
12. Высокыйло Ф. И. // Инженерная физика. 2013. № 3. С. 15.
13. Vysikaylo P. I. // Surf Eng Appl Electrochem. 2012. V. 48. No. 4. P. 293.
14. Vysikaylo P. I. // Surf Eng Appl. Electrochem. 2012. V. 48. No. 5. P. 395.
15. Blank V., Vysikaylo P. et al. // Phys. Status Solidi. A. 2011. V. 208. P. 105.
16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. У Т. VII. Теория упругости. — М.: Физматлит. 2007.
17. Высокыйло Ф. И. // Успехи прикладной физики. 2015. Т. 3. № 3. С. 226.

## Long-range Coulomb potentials, classical and quantum E-membranes, focusing plasmoids (a review)

P. I. Vysikaylo

Moscow Radiotechnical Institute of Russian Academy of Sciences  
132 Varshavskoe shosse, Moscow, 117519, Russia  
E-mail: filvys@yandex.ru

Received September 22, 2015

***The alignment process of de Broglie wavelengths of charged particles with different masses leads to the formation of an electronic e-membrane (a dynamic electron shell, the garter plasmoid into a single unit) and a number of cumulative-dissipative dimensional polarization (classical and quantum) effects in self-assembled plasmoids. Coefficients of plasmoids uniform compression were calculated for a variety of conditions. Some parts of ionic lattices have been shot from the self-focusing plasmoid under the local destruction of the e-membrane. Reproduction of plasmoids occurs.***

PACS: 03.65.-W; 03.65.-Ge; 05.30.Fk; 05.65.+B

**Keywords:** cumulation, plasmoid, cumulative point —  $L_1$ , polarization size effects, ionic lattice, de Broglie wave.

### REFERENCES

1. P. I. Vysikaylo, IEEE Trans. Plasma Sci. **42** (12), Part: 2, 3931 (2014).
2. P. I. Vysikaylo, Inzhener. Fizika, No. 7, 27 (2012).
3. P. I. Vysikaylo, et al., Tech. Phys. Lett. **12**, 992 (1986).
4. P. I. Vysikaylo, A. F. Glova, and M. M. Smakotin, Plasma Phys. Rep. **14**, 734 (1988).
5. G. A. Gamov, Phys. Usp. **10**, 531 (1930); **13**, 46 (1933).
6. P. I. Vysikaylo, Surface Engineering and Applied Electrochemistry **48** (1), 11 (2012).
7. P. I. Vysikaylo, Surf. Eng. Applied Electrochem **48**, 212 (2012).
8. P. I. Vysikaylo, Surf. Eng. Applied Electrochem **49**, 222 (2013).
9. D. G. Yakovlev, Phys. Usp. No. 6, 653 (1994).
10. Ya. I. Frenkel, *Collected Works. Vol. 2.* (Izd. AN SSSR, Moscow, 1958). P. 109—122.
11. P. I. Vysikaylo, Prostranstvo Vremya, No. 3(13), 145 (2013).
12. P. I. Vysikaylo, Inzhener. Fizika, No. 3, 15 (2013).
13. P. I. Vysikaylo, Surf Eng Appl Electrochem. **48**, 293 (2012).
14. P. I. Vysikaylo, Surf Eng Appl. Electrochem. **48**, 395 (2012).
15. V. Blank, P. Vysikaylo, et al., Phys. Status Solidi. A. **208**, 105 (2011).
16. L. D. Landau and E. M. Livshits, *Theoretical Physics. Vol. VII.* (Fizmatlit, 2007) [in Russian].
17. P. I. Vysikaylo, Uspekhi Prikladnoi Fiziki **3**, 226 (2015).