

Шавлов А. В.

**ПАРАМЕТРЫ ШАРОВОЙ МОЛНИИ, ВЫЧИСЛЯЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МОДЕЛИ**

Адрес статьи: [www.gramota.net/materials/1/2008/12/73.html](http://www.gramota.net/materials/1/2008/12/73.html)

Статья опубликована в авторской редакции и отражает точку зрения автора(ов) по данному вопросу.

Источник

**Альманах современной науки и образования**

Тамбов: Грамота, 2008. № 12 (19). С. 225-236. ISSN 1993-5552.

Адрес журнала: [www.gramota.net/editions/1.html](http://www.gramota.net/editions/1.html)

Содержание данного номера журнала: [www.gramota.net/materials/1/2008/12/](http://www.gramota.net/materials/1/2008/12/)

**© Издательство "Грамота"**

Информация о возможности публикации статей в журнале размещена на Интернет сайте издательства: [www.gramota.net](http://www.gramota.net)

Вопросы, связанные с публикациями научных материалов, редакция просит направлять на адрес: [almanac@gramota.net](mailto:almanac@gramota.net)

- дифференцировать учащихся по нескольким группам на основе соответствия их уровня знаний эталонам [Гусева А. И].

Существуют различные методы оценивания при адаптивном тестировании.

1) Первый метод: когда оценка выставляется по количеству правильно выполненных заданий, без учета их сложности. Например, если учащийся выполнил верно от 0-40% заданий – «неудовлетворительно», от 40-70% заданий – «удовлетворительно», от 70-90% заданий – «хорошо», и свыше 90% – «отлично».

Этот метод прост и нагляден. Он соответствует нашему интуитивному представлению, каковы должны быть знания учащихся, но совершенно не учитывает качество предъявляемого теста и не может дифференцировать учащихся.

2) Второй метод: когда изначально все вопросы разбиты по уровням сложности и правильное выполнение последующего уровня (при наличии предыдущих) ведет к повышению оценки на 1 балл (если говорить о традиционной пятибалльной системе оценивания).

Этот метод учитывает качество теста и дает возможность хоть как-то дифференцировать учащихся даже при недостаточной адекватности тестового материала.

3) При выставлении оценок третьим методом, учитывается наилучший результат среди участников тестирования, который оценивается на «отлично», а все остальные оценки уже выставляются с учетом этого результата.

Этот метод обладает хорошей адаптивной способностью: он оценивает результаты испытуемых, полученные на вопросах с наибольшей дифференцирующей способностью для данных тестируемых, но также как и в первом случае, не учитывает качество теста.

4) Четвертый метод также как и второй, основывается на изначальном разбиении всех вопросов по уровням сложности, для каждого из которых определена своя оценка. И в отличие от второго метода, обучаемый сразу определяется с уровнем сложности, который ему по силам и работает в рамках этого уровня. При правильном выполнении всех заданий выставляется соответствующая оценка. В случае если количество неправильных ответов превышает 30%, происходит понижение уровня сложности.

Адаптивное тестирование в целом адекватно современным направлениям развития дистанционного образования и открывает новые возможности в повышении эффективности обучающих процессов.

#### *Список использованной литературы*

1. Гусева А. И. Адаптивные методики тестирования. – М., 2002.

2. Здорова Л. А. Разработка адаптивных компьютерных тестов: Учебное пособие. - Владивосток, 2006.

## ПАРАМЕТРЫ ШАРОВОЙ МОЛНИИ, ВЫЧИСЛЯЕМЫЕ С ПОМОЩЬЮ ДВУХТЕМПЕРАТУРНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ МОДЕЛИ

*Шавлов А. В.*

*Институт криосферы земли СО РАН*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Интереснейший физический феномен - шаровая молния (ШМ) – исследуется на протяжении многих десятилетий [Леонов 1965; Дмитриев 1967; Сингер 1973; Барри 1983; Стаханов 1985; Смирнов 1988; Капица 1955]. Основными его свойствами являются свечение, размер около  $10^{-1}$  м, плотность, сравнимая с плотностью атмосферного воздуха, время жизни около 10 с, плотность внутренней энергии  $1-10$  МДж $\times$ м $^{-3}$ , поверхностное натяжение  $10^{-3}$  Дж $\times$ м $^{-2}$ . Известно более сотни объяснений и моделей данного явления. К сожалению, они не дают последовательного описания основных свойств объекта и надежных рецептов его воспроизведения в лабораторных условиях. К числу популярных моделей относятся плазменные модели. Они могут объяснить свечение, энергосодержание и ряд других характеристик. Но их главный недостаток – неспособность описать макроскопическое время жизни ШМ в отсутствии внешнего подвода энергии.

В настоящей статье предлагается вниманию двухтемпературная плазменная модель ШМ, которая включает в себя достоинства плазменных моделей, а также содержит выводы о возможности существования квазиридберговского состояния вещества [Холмид, Малькин 1997; Делоне 1998; Манькин 2001; Норман 2001] внутри ШМ. В результате, шансы плазменной модели объяснить макроскопическое время жизни ШМ значительно возрастают.

Основные предположения, принятые в предлагаемой модели.

1. ШМ состоит из электронейтральной двухтемпературной неидеальной плазмы (электронная температура много больше ионной), в которой энергия запасена в виде энергии ионизации атомов исходного газа, тепловой энергии электронов и ионов, электрической энергии коллективных плазменных колебаний электронов.

2. При сжатии плазмы возрастает выигрыш электрической энергии плазменных колебаний, поэтому вещество ШМ стремится занять минимальный объем.

3. Неограниченному уменьшению объема ШМ препятствует увеличение давления внутри ШМ, создаваемого частицами ее вещества. В условиях квазиравновесного существования ШМ давление внутри ШМ близко к атмосферному.

4. Время жизни ШМ определяется временем установления теплового равновесия между электронами и ионами. В плазме ШМ, являющейся бесстолкновительной, это время может быть большим.

Приведем простые обоснования выдвинутых предположений.

## 2. УСЛОВИЕ УДЕРЖАНИЯ ВЕЩЕСТВА ШМ

Предполагаем, что вещество ШМ состоит из полностью ионизованной двухтемпературной плазмы (электронная температура много больше ионной), в которой электроны совершают плазменные (ленгмюровские) колебания относительно малоподвижных тяжелых ионов. Ионы определяют поведение ШМ, как целого. Полагаем, что благодаря плазменным колебаниям, удержание совокупности ионов ШМ в компактном виде является принципиально возможным вследствие того, что при уменьшении радиуса ШМ (при фиксированном числе частиц) достигается выигрыш энергии плазменных колебаний. Существование выигрыша энергии  $\Delta W$  при уменьшении радиуса  $\Delta R$  обуславливает наличие силы  $F = -\Delta W/\Delta R$ , стремящейся удержать ионы. При этом необходимо, чтобы электрическая энергия ионов была бы больше или равна их тепловой энергии. (Данное условие представляет собой известное условие неидеальности плазмы по ионам [Арцимович, Сагдеев 1979]).

Электрическую энергию ШМ запишем в виде произведения кулоновской энергии элементарного объема, заключенного внутри сферы с радиусом Дебая, где электроны совершают коллективные плазменные колебания (далее осциллятор), и количества осцилляторов, входящих в состав ШМ. Число осцилляторов равно  $(R/L)^3$ . Кулоновская энергия одного осциллятора составляет  $-kT_e/2$ , т.к. она равна произведению средней кулоновской энергии (энергии притяжения) одного электрона  $-(3/2)e^2/(4\pi\epsilon_0 L)$  и количества электронов в осцилляторе  $s = (4/3)\pi L^3 N_e$ . Здесь  $R$  - радиус ШМ,  $L = [\epsilon_0 kT_e / (e^2 N_e)]^{0.5}$  - радиус Дебая, определенный по параметрам электронов, он же радиус осциллятора,  $N_e$  - концентрация электронов,  $T_e$  - температура электронов,  $\epsilon_0$  - электрическая постоянная,  $k$  - постоянная Больцмана,  $e$  - заряд электрона.

Энергия теплового движения ионов, приходящихся на одну степень свободы поступательного движения, равна произведению тепловой энергии одного иона  $kT_i/2$  и количества ионов в ШМ  $(4/3)\pi R^3 N_i$ , где  $N_i$  - концентрация ионов, равная концентрации электронов  $N_e$  (здесь и далее считаем атомы плазмы однократно ионизованными).

В результате получим условие удержания ионов:

$$\frac{kT_e R^3}{2 L^3} \geq \frac{kT_i}{2} \frac{4}{3} \pi R^3 N_e \quad (1)$$

Покажем, что при уменьшении радиуса ШМ  $R$  действительно достигается выигрыш энергии  $W$  плазменных колебаний. При адиабатическом сжатии имеем  $T_e = \text{const}(N_e)^{\gamma-1} \sim R^{-3(\gamma-1)} = R^{-1.2}$  ( $\gamma=1.4$  для воздуха),  $L \sim R^{0.9}$ . Получим  $W = -(kT_e/2)R^3/L^3 \sim -R^{-0.9}$ . Таким образом, энергия плазменных колебаний растет по абсолютной величине с уменьшением радиуса ШМ. Сила, удерживающая ионы ШМ, также увеличивается с уменьшением  $R$ :  $F = -\Delta W/\Delta R \sim -R^{-1.9}$ . Аналогично, для изотермического сжатия можно получить  $W \sim -R^{-1.5}$  и  $F \sim -R^{-2.5}$ . В этом случае зависимость энергии и силы от  $R$  еще более резкая. (Изотермическое сжатие может достигаться, например, при интенсивном отводе тепла от ШМ, а также при высокой скорости неупругих столкновений и быстрой потере кинетической энергии электронами).

Перепишем (1) в ином виде:

$$N_e \geq \left( \frac{\epsilon_0 k}{e^2} \right)^3 \left( \frac{4}{3} \pi \right)^2 T_i^2 T_e. \quad (2)$$

На Рис. 1 кривая  $I$  изображает условие (2) в пространстве координат температура электронов – концентрация. Область фазового пространства, расположенная справа и ниже кривой  $I$ , является областью удержания вещества ШМ.

Далее выразим условие (1) через число электронов и ионов в осцилляторе  $s$ . Получим  $s \leq T_e/T_i$ , из чего следует, что в одном осцилляторе может удерживаться тем больше ионов, чем больше различие электронной и ионной температур. Вопрос: возможно ли удержание ионов при  $s < 1$ ? Ответ: не возможно, так как при  $s < 1$  число осцилляторов формально должно превысить число электронов, а полная электрическая энергия быть выше суммарной тепловой энергии электронов, что невозможно. Поэтому, в области  $s < 1$  отмеченный выше выигрыш электрической энергии при уменьшении радиуса ШМ невозможен и, следовательно, отсутствует сила, удерживающая ионы.

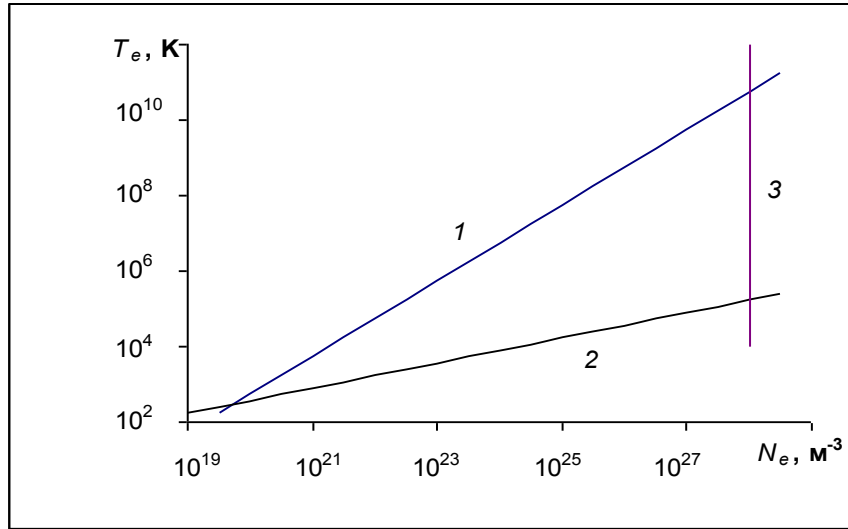
Таким образом, условие (1), (2) необходимо дополнить еще одним условием:

$$s = \frac{4}{3} \pi L^3 N_e \geq 1, \quad (3)$$

откуда следует неравенство

$$N_e \leq \left( \frac{\varepsilon_0 k}{e^2} \right)^3 \left( \frac{4}{3} \pi \right)^2 T_e^3. \quad (4)$$

Данное условие изображено на Рис. 1, кривая 2. Оно допускает состояния плазмы с параметрами слева и выше кривой 2 и таким образом ограничивает область удержания плазмы ШМ.



**Рис. 1.** Область удержания вещества ШМ, ограниченная кривыми 1, 2, 3, в пространстве координат (температура электронов  $T_e$  – концентрация  $N_e$ ). Температура ионов 300 К

Еще одно условие, ограничивающее область удержания, может требовать, чтобы плотность плазмы не превышала плотности конденсированного вещества при температуре, соответствующей температуре ионов (случай неводородной плазмы), т.е.

$$N_e \leq 10^{28} \div 10^{29} \text{ м}^{-3}. \quad (5)$$

Это условие изображено кривой 3 на Рис. 1.

Область фазового пространства, ограниченная кривыми 1-3 является областью самостоятельного удержания вещества ШМ.

### 3. УСЛОВИЕ РАВНОВЕСИЯ ШМ

Обсудим условия равновесия ШМ с окружающей средой – атмосферой. Предположим, что мы имеем полностью ионизованную плазму с параметрами, лежащими внутри области удержания, изображенной на рис.1. Такая плазма может сжиматься под действием электрических сил до тех пор, пока давление, создаваемое электронами и ионами в областях между осцилляторами (имеются в виду области между осцилляторами, в которых коллективное электрическое поле равно нулю), не станет равным атмосферному. Условие равновесия может иметь вид:

$$P = k(T_i + T_e)N_e \exp\left(-\frac{T_e}{T_i s}\right), \quad (6)$$

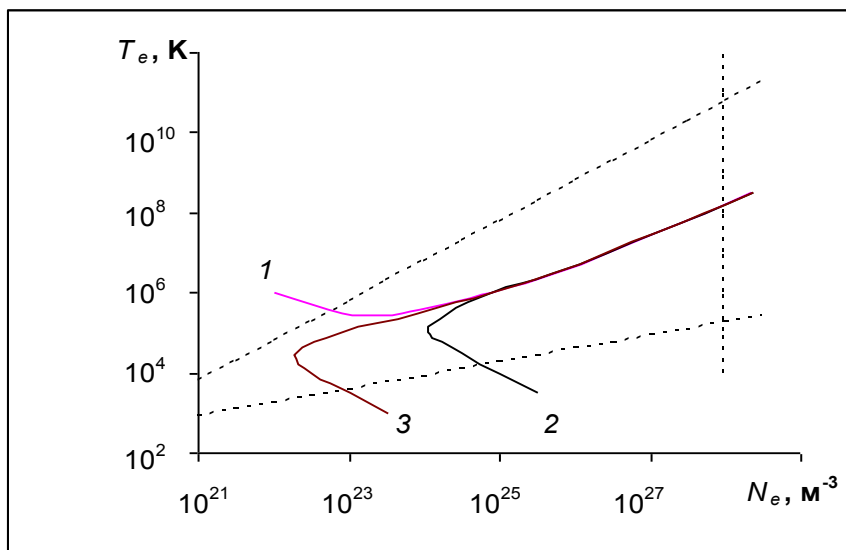
где  $P$  – атмосферное давление; сомножитель  $N_e \exp(-T_e/(T_i s))$  равен концентрации ионов, способных за счет тепловых флуктуаций покинуть электрическую потенциальную яму и попасть в пространство между осцилляторами. Число электронов, покидающих осциллятор равно числу ионов.

На Рис. 2 представлена рассчитанная с помощью (6) кривая 1, изображающая возможные состояния плазмы ШМ при нормальном атмосферном давлении  $P=10^5 \text{ Н}\times\text{м}^{-2}$  и температуре ионов 300 К (холодные ионы). Из Рис. 2 видно, что в полностью ионизованной плазме возможны высоколежащие состояния с большими значениями  $T_e$ ,  $N_e$  из области удержания, а состояния с наименьшими значениями  $T_e$ ,  $N_e$ , например, вблизи кривой 2 (Рис. 1), при данном давлении невозможны. Ниже будет показано, что такие состояния могут существовать в плазме с горячими ионами при ионной температуре порядка нескольких тысяч градусов.

В плазме с холодными ионами состояния с наименьшими значениями  $T_e$ ,  $N_e$  могут оказаться возможны в том случае, если в плазму добавить газ нейтральных атомов и(или) молекул, который мог бы создавать в областях между осцилляторами давление, близкое к атмосферному. Плазма при этом будет частично ионизованной. Условие равновесия может иметь следующий вид:

$$P = k(T_i + T_e)N_e \exp\left(-\frac{T_e}{T_i s}\right) + kT_a N_a \exp\left(-\frac{dE + a\varepsilon_0 E^2}{kT_a}\right). \quad (7)$$

$T_a$ ,  $N_a$ ,  $d$ ,  $a$  – соответственно температура, концентрация, средняя проекция дипольного момента на направление электрического поля, поляризуемость нейтральных атомов вещества ШМ.  $E=kT_e/(eL)$  – амплитуда напряженности электрического поля внутри осциллятора.  $dE$ ,  $a\varepsilon_0 E^2$  – энергии взаимодействия электрического поля, соответственно, с дипольным моментом и поляризацией атомов. Полагаем температуру атомов, равной ионной.



**Рис. 2.** Кривые равновесия вещества ШМ с окружающей атмосферой при нормальном атмосферном давлении и температуре ионов 300 К в пространстве координат (температура электронов  $T_e$  – концентрация  $N_e$ ). 1 – полностью ионизованная плазма, 2 – плазма, включающая газ нейтральных атомов, 3 – плазма, включающая газ нейтральных молекул, обладающих дипольным моментом

Кривая 2 Рис. 2 изображает возможные состояния плазмы ШМ при нормальном атмосферном давлении и температуре атомов и ионов 300 К в соответствии с условием равновесия (7). Поляризуемость атомов полагалась равной  $a=10^{-28}$  м<sup>3</sup>, дипольный момент атомов был приравнен нулю  $d=0$ . Для существования равновесных состояний вблизи нижней границы области удержания необходимо, чтобы концентрация атомов ШМ была выше концентрации атомов в окружающей атмосфере  $N_a \geq P/(kT_a)$ , например  $N_a \approx 2.5 \times 10^{25}$  м<sup>-3</sup>, что и было принято при вычислениях.

Кривая 3 Рис. 2 изображает условие равновесия (7) при средней проекции дипольного момента атомов на направление поля, отличной от нуля и равной дипольному моменту молекул воды,  $d=6.15 \times 10^{-30}$  Кул $\times$ м.

Из Рис. 2 видно что, введение в состав ШМ электронейтральных атомов и молекул делает возможным существование равновесных состояний плазмы вблизи нижней границы области удержания (кривые 2 и 3 пересекают эту границу). При этом, для молекул с бóльшим дипольным моментом условия образования ШМ оказываются существенно облегченными (ШМ может иметь меньшую температуру и концентрацию электронов) по сравнению с молекулами, у которых дипольный момент равен нулю. Этот вывод согласуется с многочисленными опытными данными [Протасевич 1991; Егоров, Степанов 2002; Егоров, Степанов, Шабанов 2004, Куриленков, Протасевич 1989], в соответствии с которыми долгоживущие плазменные образования наиболее легко получают в электроразрядной установке при условии смачивания электродов установкой водой, либо при напуске водяных паров в разрядную камеру.

Отметим, что при значении дипольного момента молекул ШМ меньшем, чем у молекул воды, но большем нуля, или при большем значении поляризуемости равновесная кривая состояний плазмы ШМ будет занимать промежуточное положение между кривыми 2 и 3, Рис. 2. При стремлении  $N_a \rightarrow P/(kT_a)$  обе кривые 2 и 3 смещаются в область меньших значений концентраций электронов.

Заметим, что для существования отличной от нуля средней проекции дипольного момента молекул на направление радиального электрического поля в осцилляторе необходимы частые столкновения молекул друг с другом. В случае большого количества атомов и молекул в одном осцилляторе это условие, по-видимому, легко реализуется.

#### 4. ВРЕМЯ ЖИЗНИ ШМ

Полагаем, что время жизни ШМ определяется временем установления теплового равновесия между электронами и ионами, т.е. временем электрон-ионной релаксации. В идеальной классической плазме данное время больше времен электрон-электронной и ион-ионной релаксации, но является малым по абсолютному значению. Оно составляет единицы наносекунд при плотности плазмы  $10^{25}$  м<sup>-3</sup> и температуре электронов  $10^4$  К. В плазме ШМ, в отличие от идеальной классической, основное количество электронов и ионов совершает не свободное, а финитное движение в областях размером  $L$ , который во много раз меньше длины свободного пробега. Например, при  $N_e \approx 10^{25}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e \approx 10^4$  К длина  $L$  в десятки раз меньше длины свободного

пробега. Поэтому плазма ШМ является бесстолкновительной [Арцимович, Сагдеев 1979]. Можно надеяться, что в ней время электрон-ионной релаксации будет большим.

Покажем, что в плазме ШМ при температуре и плотности электронов вблизи нижней границы области удержания (вблизи кривой 2 Рис. 1) время электрон-ионной релаксации может достигать десятков секунд.

Состояния вблизи данной границы характеризуются близким к единице количеством  $s$  электронно-ионных пар в одном осцилляторе. В предельном случае  $s=1$  осциллятор, вероятно, представляет собой квантовый объект – электрон в центрально-симметричном поле иона. На основании второго постулата Бора,  $mvr = n\hbar$ , где  $m$  – масса электрона,  $v$  – скорость электрона,  $r$  – радиус орбиты,  $\hbar$  – постоянная Планка,  $n$  – квантовое число, получим следующее выражение с использованием параметров плазмы ШМ:  $m\sqrt{3kT_e/m}L = n\hbar$ . Из него вычислим значение квантового числа, например, для двух состояний плазмы при нормальном атмосферном давлении: для состояния  $N_e=6 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e=14700 \text{ К}$  (точка пересечения кривой 2 Рис. 2 с нижней границей области удержания) и для состояния  $N_e=0.9 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e=3700 \text{ К}$  (точка пересечения кривой 3 Рис. 2 с той же границей). В первом случае квантовое число  $n=25$ , а во втором  $n=50$ . Таким образом, осцилляторы могут рассматриваться как объекты, подобные ридберговским атомам. Напомним, что ридберговские атомы – это атомы, которые находятся в возбужденном состоянии с большим значением главного квантового числа [Делоне 1998; Манькин 2001]. Они имеют макроскопические размеры и макроскопическое время жизни. Естественное время жизни ридберговских атомов (время распада состояния  $n$  в состоянии с меньшим значением квантового числа) определяется выражением  $t_0=t_1 n^3$  [Делоне 1998], где  $t_1=10^{-9} \text{ с}$ . Для первого выше оговоренного состояния плазмы при  $n=25$  время жизни составит  $t_0 \approx 10^{-5} \text{ с}$ , а для второго при  $n=50$  получим  $t_0 \approx 10^{-4} \text{ с}$ .

Используем значения естественного времени жизни ридберговских атомов для оценки времени электрон-ионной релаксации в плазме ШМ. Время электрон-ионной релаксации оценим по формуле

$$t = t_0 M/m = t_1 n^3 M/m, \quad (8)$$

где  $M$  – масса иона (например,  $M=28 \text{ а.е.} = 4.7 \times 10^{-26} \text{ кг}$ ). При записи выражения (8) полагали, что вероятность распада возбужденного состояния ридберговского атома характеризует вероятность столкновения составляющих его частиц – электрона и иона. Полагали также, что в плазме ШМ при числе электронно-ионных пар в осцилляторе  $s \geq 1$  и числе нейтральных атомов и молекул в осцилляторе  $s_a \geq 0$  аналогичные столкновения могут обеспечивать электрон-ионную релаксацию. Плазменное вещество, в котором  $s+s_a > 1$ , назовем квазиридберговским, имея в виду то, что оно состоит из квантовых объектов, более сложных по строению, чем ридберговские атомы. При этом для распада возбужденного состояния ридберговского атома требуется одно столкновение, а для электрон-ионной релаксации в ШМ число столкновений электрона, должно быть примерно равно отношению масс иона и электрона,  $M/m$ . Согласно выражению (8), для первого выше оговоренного состояния плазмы при  $n=25$  время электрон-ионной релаксации составляет  $t=0.6 \text{ с}$ , а для второго случая при  $n=50$  время  $t=5 \text{ с}$ . Напомним, что значения  $n$  были получены при  $s=1$ . При большем значении  $s$ , например  $s=2$ , значение  $n$  будет выше, и время электрон-ионной релаксации (время жизни ШМ) будет иметь большие значения, соответственно  $t=3 \text{ с}$  и  $t=25 \text{ с}$ . При дальнейшем увеличении числа  $s$  или  $s_a$  с вероятностью радиационной рекомбинации начнет конкурировать ударно-радиационная, пропорциональная квадрату числа частиц. При этом время жизни будет уменьшаться. Полученные выше оценки времени жизни ШМ не противоречат опыту. Напомним, что время жизни ШМ в естественных условиях составляет десятки секунд [Стаханов 1985; Смирнов 1988].

Необходимо отметить, что приведенное выше выражение для естественного времени жизни относится к ридберговским атомам с низким значением орбитального квантового числа  $l$  ( $l \ll n$ ). Именно такие состояния имеют наибольшую вероятность распада в низшие состояния. Большинство же ридберговских атомов (при изначальной сильной перемешанности по значениям  $l$ ) находятся в состояниях  $l \approx n$ , для которых вероятность распада в ниже лежащие состояния мала (пропорциональна  $l^{-2}$ ), а соответствующее время жизни велико [Делоне, Крайнов, Шепелянский 1983]. Другими словами, большинство квазиридберговских состояний ШМ может иметь время жизни на много превышающее те значения, которые были оценены выше. Для этого необходима низкая скорость перемешивания по  $l$ , которая вероятно может достигаться при  $s+s_a \rightarrow 1$ .

Вопрос: Почему ШМ не разрушается за время естественного распада квазиридберговских состояний, равное  $t_0 \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ с}$ ? Ответ: При естественном распаде ридберговского атома в состояние с меньшим значением квантового числа излучается электромагнитный квант (в основном миллиметровая-сантиметровая область спектра при  $n=25, 50$ ;  $l \approx n$ ). Оценим длину пробега кванта в веществе ШМ до процесса его поглощения соседними осцилляторами. Она обратно-пропорциональна сечению поглощения, равному по порядку величины сечению фотоионизации ридберговского атома по Крамерсу  $S_0 = 2.2 \times \lambda^3 / n^5 \approx 10^{-17} \text{ м}^2$  при длине волны фотона  $\lambda = 10^{-3} \text{ м}$  [Делоне, Крайнов, Шепелянский 1983]. При концентрации осцилляторов равной  $N_e \sim 10^{25} \text{ м}^{-3}$  длина пробега составит  $(S_0 N_e)^{-1} = 10^{-8} \text{ м}$ . Таким образом, электромагнитный квант, излучающийся при распаде квазиридберговского состояния поглощается ближайшими осцилляторами, и состояние ШМ восстанавливается. За время  $t_0 \sim 10^{-5} \div 10^{-4} \text{ с}$  ШМ может потерять лишь поверхностный слой толщиной  $10^{-8} \text{ м}$ , который на много порядков меньше размера ШМ, около  $10^{-1} \text{ м}$ , согласно данным опыта [Стаханов 1985; Смирнов 1988].

Вопрос: Может ли электрон покинуть свой осциллятор и рассеяться на ионах из других осцилляторов?  
 Ответ: Электрон, может покинуть осциллятор вместе с ионом. Оценим время релаксации энергии электрона при столкновении с ионами из других осцилляторов. Его грубо можно оценить по формуле  $t = t_{ei} / \exp(-T_e / (T_i s))$ , где экспонента характеризует вероятность выхода иона из потенциальной ямы (и электрона вместе с ним). При  $t_{ei} = 10^{-8}$  с ( $t_{ei}$  – время электрон-ионной релаксации в идеальной классической плазме),  $T_e = 14700$  К,  $T_i = 300$  К,  $s = 2$  получим время  $t = 400$  с. Таким образом, различные оценки времени электрон-ионной релаксации в рамках предложенной модели ШМ показали, что это время может быть достаточно большим, чтобы не противоречить времени существования естественных объектов.

#### 5. ОСОБЕННОСТИ ДИФФУЗИИ АТОМОВ И МОЛЕКУЛ В ШМ

Особенность диффузии электронейтральных атомов и молекул в ШМ состоит в том, что она протекает в присутствии часто осциллирующего в пространстве электрического поля осцилляторов. Атомы и молекулы, кинетическая энергия которых меньше электрической энергии взаимодействия дипольного момента и наведенной поляризации с данным полем, в диффузии не участвуют. Они совершают колебания внутри осцилляторов. Атомы и молекулы, у которых кинетическая энергия больше электрической, могут участвовать в диффузии. Но коэффициент диффузии для них, вероятно, определяется не длиной свободного пробега в веществе ШМ, а длиной сравнимой или лишь в несколько раз превышающей размер осциллятора. Действительно, согласно выводам квантовой механики, при пролете частицы над краем потенциальной ямы коэффициент отражения выражается формулой [Ландау, Лифшиц 1989]  $R = |(k_1 - k_2) / (k_1 + k_2)|^2$ , где  $k_1 = (2mE_k)^{0.5} / \hbar$ ,  $k_2 = (2m(E_k - U))^{0.5} / \hbar$ ,  $E_k$  - кинетическая энергия атома или молекулы,  $U$  - глубина потенциальной ямы. При характерных для нейтральных атомов значениях параметров,  $E_k = 0.024$  эВ (при  $T_a = 300$  К),  $U \approx -E_k$ , получим значение коэффициента отражения  $R = 0.03$ . Это значение мало, но при пролете частицы над десятью потенциальными ямами (количество краев в два раза превышает количество ям) результирующий коэффициент отражения, вычисленный по легко воспроизводимой грубой формуле составит  $R \sum_{i=0}^{20} (1 - R)^i = 0.5$ . Получена заметная величина коэффициента отражения, позволяющая ограничить длину пробега атома или молекулы в ШМ величиной  $\sim 10L$ . В результате, для коэффициента диффузии атомов и молекул в ШМ можно записать приближенное выражение

$$D = 10L v_a = 10L \sqrt{3kT_a / M}, \quad (9)$$

где  $v_a$  – скорость теплового движения атомов и молекул. Согласно данному выражению, коэффициент диффузии равен  $D = 2 \times 10^{-5} \text{ м}^2 \times \text{с}^{-1}$  для состояния плазмы ШМ в точке пересечения кривой 2 (Рис. 2) с нижней границей области удержания и при температуре атомов  $T_a = 300$  К.

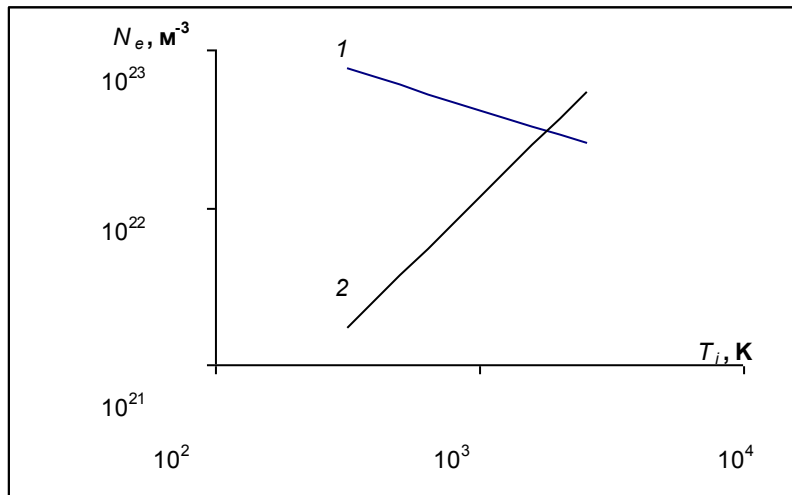
Вычисленное значение коэффициента диффузии примерно в десять раз меньше коэффициента диффузии атомов в окружающей атмосфере. Таким образом, диффузионный перенос вещества (а также тепловой энергии) из ШМ в атмосферу и обратно значительно стеснен по сравнению с аналогичными процессами в атмосферном воздухе.

При влете атома или молекулы из окружающей атмосферы внутрь ШМ данная частица квантомеханически отразится назад с вероятностью более 90% в слое сравнимом с длиной свободного пробега молекулы внутри ШМ (около  $40L$ ). Таким образом, внешняя молекула с большой вероятностью отразится от поверхности ШМ, не испытав столкновения с частицами ее вещества. Данное объяснение может быть ответом на вопрос - почему вещество ШМ и вещество окружающей атмосферы не перемешиваются друг с другом.

#### 6. ЭВОЛЮЦИЯ ШМ

Полагаем, что в процессе эволюции ШМ температура ионов увеличивается вследствие электрон-ионной релаксации. Эволюция протекает в условиях равенства атмосферного давления и давления внутри ШМ. Плотность плазмы при этом неизбежно меняется. Электронная температура также меняется в соответствии с уравнением адиабаты  $T_e / (N_e)^\gamma = \text{const}$ , где  $\gamma = 1,4$  для воздуха. Будем полагать, что плотность нейтральных атомов и молекул изменяется пропорционально плотности электронов и ионов в силу ранее отмеченных особенностей поступательного движения атомов и молекул в ШМ.

Кривая 1 на Рис. 3 демонстрирует поведение концентрации электронов при изменении температуры ионов в ШМ в соответствии с условием (7) и уравнением адиабаты. Начальным состоянием считалось состояние плазмы, соответствующее точке пресечения кривой 2 рис.2 с нижней границей области удержания вещества ШМ,  $N_e = 6 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 14700$  К. Полагали  $N_a = 4.2 N_e$ . Согласно кривой 1 рис.3, плотность плазмы ШМ уменьшается по мере повышения ионной температуры.



**Рис. 3.** Эволюция равновесной концентрации электронов  $N_e$  вещества ШМ при росте ионной температуры  $T_i$ . 1 – концентрация электронов, 2 – граничная концентрация, соответствующая порогу удержания; обе кривые при начальном состоянии  $N_e=6 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e=14700 \text{ К}$ ,  $T_i=300 \text{ К}$

Кривая 2 на Рис. 3 изображает эволюцию граничной концентрации электронов, рассчитанной с помощью условия удержания (2) и уравнения адиабаты. Плазма ШМ удерживается при ионной температуре меньше температуры, соответствующей точке пересечения кривых 1, 2. В точке пересечения условие удержания плазмы перестает выполняться. ШМ прекращает свое существование. В точке пересечения температура ионов составляет около  $2 \times 10^3 \text{ К}$  (рис.3). При меньшей начальной плотности и электронной температуре плазмы (например, соответствующих точке пресечения кривой 3 Рис. 2 с нижней границей области удержания) разрушение ШМ происходит при меньшей ионной температуре.

#### 7. ПОВЕРХНОСТНОЕ НАТЯЖЕНИЕ ШМ

Поверхностный слой ШМ образован тесно расположенными друг относительно друга структурными элементами - осцилляторами радиуса  $L$ . Коэффициент поверхностного натяжения ШМ  $\sigma$  можно вычислить как работу  $A$ , совершаемую при перемещении монослоя осцилляторов единичной площади  $S$  из объема ШМ на ее поверхность, т.е.  $\sigma=A/S$ . Работа  $A$  равна разности энергий связи монослоя осцилляторов с окружением на поверхности ШМ  $A_s=-FS(2L)$  и в объеме  $A_v=-F(2S)(2L)$ . Здесь  $F$  – плотность сил связи на поверхности монослоя осцилляторов (она уравнивается газокинетическим давлением частиц в пространстве между осцилляторами, т.е.  $F=P$ ),  $2L$  – длина действия сил связи. В результате для коэффициента поверхностного натяжения получим следующую формулу:

$$\sigma = \frac{A_s - A_v}{S} = 2PL. \quad (10)$$

Приведем расчетные значения коэффициента поверхностного натяжения для двух ранее рассматриваемых состояний плазмы ШМ вблизи нижней границы области удержания: для плазмы, включающей только поляризующиеся нейтральные молекулы и для плазмы, включающей молекулы с дипольным моментом. В первом случае коэффициент поверхностного натяжения равен  $\sigma=7 \times 10^{-4} \text{ Дж} \times \text{м}^{-2}$ , а во втором  $\sigma=3 \times 10^{-3} \text{ Дж} \times \text{м}^{-2}$ .

Рассчитанное значение коэффициента поверхностного натяжения, равное в среднем  $10^{-3} \text{ Дж} \times \text{м}^{-2}$ , согласуется по порядку величины со значением, вычисленным на основании опытных наблюдений ШМ, равным в среднем  $10^{-3} \text{ Дж} \times \text{м}^{-2}$  [Стаханов 1985].

Из выражения (10) видно, что коэффициент поверхностного натяжения ШМ прямо пропорционален атмосферному давлению. На этом основании можно сделать некоторые выводы относительно поведения ШМ. Так, при локальном понижении внешнего давления коэффициент поверхностного натяжения уменьшается и ШМ может "перетекать" в область пониженного давления. В узких щелях, сквозь которые легко проникают естественные ШМ [Стаханов 1985], могут быть высокие скорости движения воздуха и, в соответствии с гидродинамикой, низкое давление. Возможно, поэтому ШМ может легко проникать сквозь такие щели.

#### 8. ЭНЕРГИЯ ШМ

Согласно предложенной модели ШМ, плотность запасенной ею энергии складывается из энергии, затраченной на ионизацию нейтральных атомов и молекул исходного газа, тепловой энергии электронов, ионов и атомов, а также из энергии плазменных колебаний. Плотность энергии ШМ можно оценить по формуле

$$W = (eI + k(T_e + T_i) + kT_e / s)N_e + kT_a N_a. \quad (11)$$

где  $I \approx 10 \text{ В}$  – потенциал ионизации атомов исходного газа.

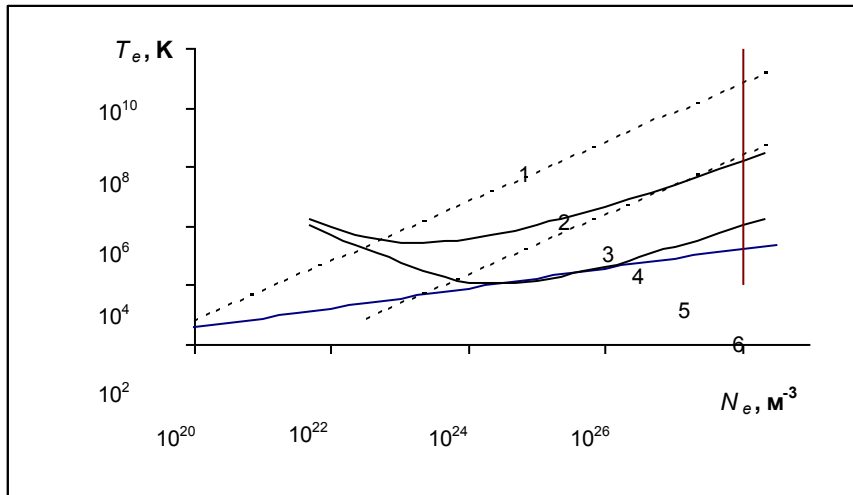
Для двух ранее рассматриваемых состояний плазмы ШМ вблизи нижней границы области удержания имеем плотность энергии  $W=10^7 \text{ Дж} \times \text{м}^{-3}$  (при  $N_e=6 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e=14700 \text{ К}$ ) и  $W=3 \times 10^5 \text{ Дж} \times \text{м}^{-3}$  (при  $N_e=0.9 \times 10^{23} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e=3700 \text{ К}$ ,  $N_a=2.5 \times 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_a=300 \text{ К}$ ). Средняя плотность энергии ШМ, наблюдаемой в природе, составляет  $1.5 \div 15 \text{ МДж} \times \text{м}^{-3}$  [Смирнов 1988], т.е. примерно равна оцененной плотности или несколько больше.



Считаем, что принципиального противоречия с опытом нет, поскольку оценка плотности энергии выполнена для состояний плазмы ШМ с минимально возможной плотностью и температурой электронов. При больших значениях плотности и температуры можно ожидать большего значения расчетной плотности энергии.

#### 9. ШМ НА ГОРЯЧИХ ИОНАХ

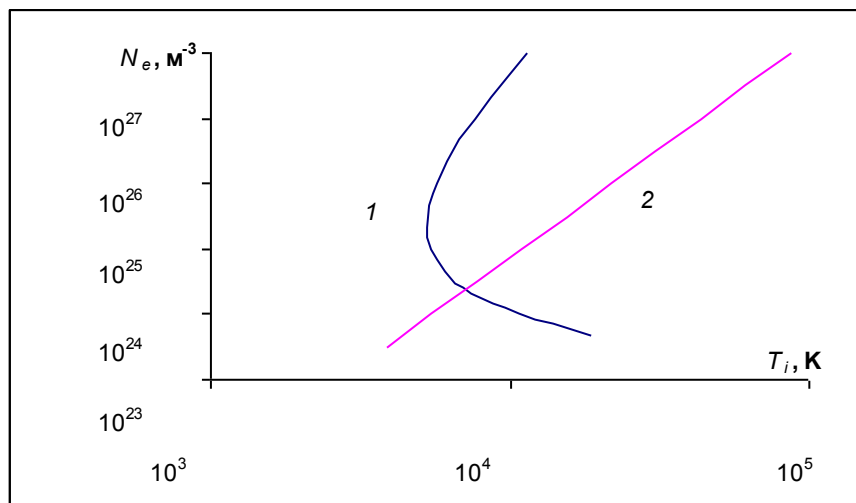
Выше было показано, что в полностью ионизованной плазме с холодными ионами равновесные состояния вблизи нижней границы области удержания вещества ШМ не существуют. Покажем, что такие состояния оказываются возможными в плазме с горячими ионами – при ионной температуре в несколько тысяч градусов.



**Рис. 4.** Кривые равновесия вещества ШМ с окружающей атмосферой при нормальном атмосферном давлении в пространстве координат (температура электронов  $T_e$  – концентрация  $N_e$ ) при температуре ионов 300 К (кривая 2) и 5000 К (кривая 4). Кривые 1, 3 – верхние границы области удержания при температурах ионов 300 и 5000 К, соответственно. Кривые 5, 6 – нижняя и правая границы области удержания вещества ШМ

На Рис. 4 кривая 2 изображает равновесные состояния полностью ионизированной плазмы при нормальном атмосферном давлении и температуре ионов 300 К в соответствии с условием (6), а кривая 4 показывает аналогичные состояния при ионной температуре 5000 К. Видно, что в отличие от кривой 2 кривая 4 соприкасается с кривой 5, изображающей нижнюю границу области удержания вещества ШМ. Таким образом, в плазме с горячими ионами действительно возможны состояния плазмы вблизи нижней границы области удержания.

Численные оценки показывают, что плотность вещества, время жизни, поверхностное натяжение, плотность внутренней энергии ШМ на горячих ионах около нижней границы области удержания близки к таковым для выше рассмотренной ШМ, состоящей из не полностью ионизованной плазмы с параметрами  $N_e = 6 \times 10^{24} \text{ м}^{-3}$ ,  $T_e = 14700 \text{ К}$ ,  $T_i = 300 \text{ К}$ .



**Рис. 5.** Эволюция равновесной концентрации электронов  $N_e$  вещества ШМ (кривая 1) и граничной концентрации, соответствующей порогу удержания (кривая 2) при росте ионной температуры  $T_i$ ; обе при начальной ионной температуре  $T_i = 5000 \text{ К}$

Рассмотрим эволюцию ШМ на горячих ионах. На Рис. 5 кривая 1 показывает адиабатическую эволюцию плотности вещества ШМ при повышении ионной температуры. При начальной плотности плазмы менее  $10^{25}$  м<sup>-3</sup> равновесная плотность вещества ШМ быстро уменьшается с повышением ионной температуры и становится ниже пороговой плотности (кривая 2), необходимой для выполнения критерия удержания. Такое вещество ШМ быстро распадается. В другом случае, когда начальная плотность плазмы выше  $10^{25}$  м<sup>-3</sup>, эволюция вещества ШМ при росте ионной температуры протекает без нарушения критерия удержания вещества (кривые 1 и 2 не пересекаются при повышении ионной температуры). Плотность вещества ШМ увеличивается. При достижении предельного значения плотности, характерного для конденсированного вещества, условие равновесия по давлению перестает выполняться. ШМ вероятно должна закончить свое существование. Время жизни ШМ с такими параметрами может быть большим.

#### 10. НЕВИДИМЫЕ, ИЗЛУЧАЮЩИЕ И ЧЕРНЫЕ ШМ

Оптические свойства ШМ, по-видимому, определяются отношением светимости вещества ШМ к светимости окружающих предметов, на фоне которых наблюдается ШМ, а также способностью ШМ поглощать видимый свет. В том случае, когда светимость ШМ на много слабее светимости фона, а вещество ШМ оптически прозрачно, ШМ может быть невидимой. Если при тех же условиях вещество ШМ оптически плотно, то ШМ может быть серой или черной. В том случае, когда светимость ШМ, велика по сравнению со светимостью окружающих предметов, ШМ будет выглядеть, как светящийся объект. Ее цвет определяется температурой, плотностью и химическим составом ее вещества.

Условие оптической прозрачности ШМ можно представить в виде  $d \gg 2R$ , где  $d = (S_0 N_e)^{-1}$  – длина свободного пробега кванта света до поглощения в веществе ШМ. После подстановки в явном виде сечения поглощения  $S_0 = 2.2 \times \lambda^3 / n^5$  [Бабичев, Бабушкина, Братковский 1991] и среднего значения главного квантового числа осциллятора  $n = (3kT_e m)^{0.5} L / \hbar = (3\epsilon_0 m / N_e)^{0.5} kT_e / (\hbar e)$  получим условие прозрачности в виде (в системе единиц СИ):

$$N_e \ll (3.5 \times 10^{13}) T_e^{10/7} \lambda^{-6/7} R^{-2/7}. \quad (12)$$

Условие слабой светимости ШМ представим в виде  $J \ll J_0$ , где  $J$  – плотность мощности светового излучения ШМ,  $J_0$  – плотность мощности светового излучения от окружающих предметов (выберем ее равной, например,  $4 \times 10^{-2}$  Вт×м<sup>-2</sup>, что соответствует освещенности в сумерки, равной 30 лк). Величину  $J$  определим исходя из следующих соображений. Будем считать, что ШМ образована из квазиридберговского вещества – двухтемпературной плазмы с  $s > 1$ . Излучение в видимой области спектра могут давать фотопереходы ридберговских атомов из высоко возбужденных состояний в состояние с главным квантовым числом, равным 2 (серия Бальмера), в соответствии с правилами отбора:  $(n, l) \rightarrow (2, l-1)$  и  $(n, l) \rightarrow (2, l+1)$ , первое при  $l=1, 2$ ; второе при  $l=0$ ,  $n \gg 1$ . Доля таких атомов от полного количества ридберговских атомов (при сильной начальной перемешанности состояний по  $l$ ) мала. Она составляет  $\sum_0^2 (2l+1) / \sum_0^{n-1} (2l+1) = 9/n^2$ , т.е. всего 0.4% при  $n=50$ .

Если в процессе существования ШМ перемешивание по  $l$  будет затруднено, то оптические переходы серии Бальмера быстро «выгорят» и ШМ перестанет излучать в видимом диапазоне. Поэтому, для того, чтобы ШМ излучала видимый свет, ридберговские состояния должны перемешиваться. Это, по-видимому, легко осуществимо в плазме ШМ при количестве частиц в одном осцилляторе,  $s + s_a > 1$ . Вероятность электрон-электронных столкновений, приводящих к перемешиванию состояний в ШМ, будем полагать примерно равной вероятности электрон-ионных столкновений внутри ридберговского атома, приводящих к его радиационному распаду. Учитывая, что вероятность распада состояния  $(n, l)$ , согласно [Безуглов, Борисов, Веролайн 1991], равна  $10^9 / [n^3 (l+0.5)^2]$ , получим вероятность заселения верхних состояний и последующих фотопереходов серии Бальмера:  $A_n = (9/n^2) 10^9 / [n^3 (l+0.5)^2]$ . Далее найдем плотность мощности светового излучения ШМ:  $J = (hc/\lambda) (2RN_e/6) A_n$ , где  $(hc/\lambda)$  – энергия кванта света,  $(2RN_e/6)$  – число атомов, излучающих через единицу площади поверхности ШМ перпендикулярно поверхности. Условие слабой светимости ШМ в предположении  $l \sim n$ , а также после подстановки  $n$  в явном виде, может быть представлено следующим образом (в системе единиц СИ):

$$N_e \ll (2 \times 10^{18}) T_e^{14/9} (J_0 \lambda / R)^{2/9}. \quad (13)$$

На Рис. 6 кривые 1 и 2 изображают в пространстве координат  $T_e - N_e$  условия (12) и (13), соответственно. Полагали  $\lambda = 10^{-6}$  м,  $R = 0.15$  м.

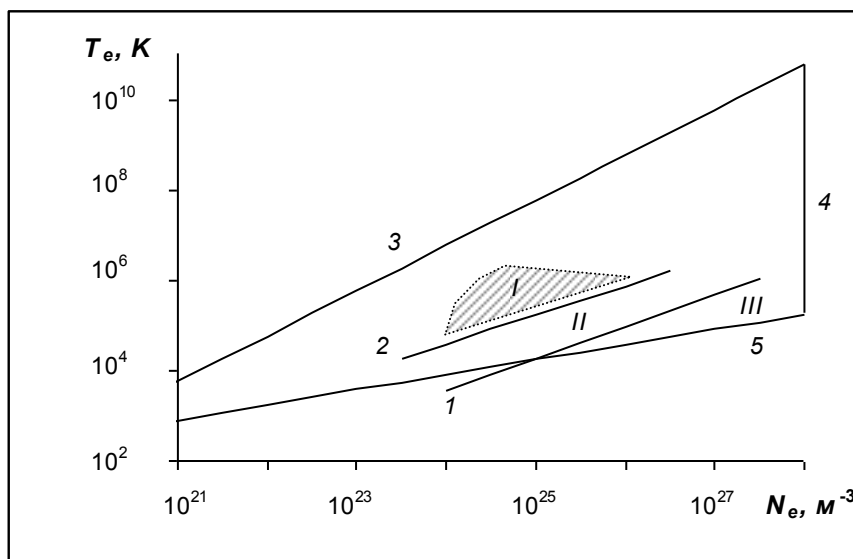


Рис. 6. Кривые оптической прозрачности 1 и слабой светимости 2 ШМ, 3-5 – кривые, ограничивающие область удержания вещества ШМ. I – область невидимых ШМ, II – видимые прозрачные ШМ, III – видимые непрозрачные ШМ

Кривые 1 и 2 делят область удержания вещества ШМ на три области: I – область параметров, соответствующих невидимым ШМ, II – область видимых прозрачных ШМ, III – область видимых непрозрачных ШМ. Подчеркнем, что условие слабой светимости (13) получено в предположении, что число частиц в осцилляторе  $s+s_a > 1$ . В том случае, когда  $s+s_a \gg 1$ , преобладающей может оказаться ударно-радиационная рекомбинация. При этом интенсивность излучения плазмы будет высокой. В результате область параметров, соответствующих невидимым ШМ, может иметь лишь весьма небольшие размеры, как показано штриховкой на рис.6.

При плохом перемешивании квазиридберговских состояний по орбитальному квантовому числу, что вероятно возможно при числе частиц в осцилляторе  $s+s_a \rightarrow 1$ , состояния, излучающие в видимом спектре, могут «выгорать». Вследствие этого ШМ из области II вблизи нижней границы области удержания также могут быть невидимыми, а ШМ из области III могут иметь серый или черный цвет.

#### 11. ШМ И КОНТРАКЦИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО РАЗРЯДА В ГАЗЕ

Рассмотренный в данной работе механизм удержания плазмы ШМ очевидно может проявлять себя и в других физических объектах, содержащих плазму, например, в плазме электрического газового разряда. Наш взгляд он играет важную роль в явлении контракции разряда. Напомним, что явление контракции состоит в том, что при превышении некоторого критического тока самостоятельного тлеющего разряда, занимающего значительный объем пространства (при исследовании в трубках занимает весь объем трубки), разряд быстро сжимается, превращается в тонкий светящийся шнур. При этом электрическое поле и напряжение на вольт-амперной характеристике разряда скачком уменьшаются. В хорошо изученном разряде в неоне [Голубовский, Зинченко, Каган 1977] контракция наблюдалась при токе 105-140 мА в диапазоне давлений 75-200 торр. в трубке радиусом 2.8 см. При давлении 113 торр. радиус шнура составлял 1.4 мм, концентрация электронов в шнуре - около  $10^{19} \text{ м}^{-3}$ .

В научной литературе явление контракции объясняют вероятными механизмами возникновения неустойчивостей диффузного (тлеющего) разряда [Райзер 1992] - ионизационно-перегревным, ступенчатой ионизацией, максвеллизацией электронов - обеспечивающими нелинейный рост скорости рождения электронов от концентрации  $N_e$ . Недостатком первого механизма является то, что он не подходит для описания явления в ряде газов с низким током контракции  $\sim 1$  мА, например, в ксеноне [Райзер 1992], где существенного разогрева газа не происходит. Механизм ступенчатой ионизации должен приводить к зависимости тока контракции от давления газа, но опыты, например с неоном [Голубовский, Зинченко, Каган 1977], такой зависимости не дают. Механизм максвеллизации электронов также испытывает затруднения при объяснении контракции в области пониженных давлений газа.

Мы полагаем, что контракция самостоятельного тлеющего разряда не исключает определенной роли указанных механизмов нелинейного размножения электронов, но в значительной степени происходит благодаря увеличению времени рекомбинации при выполнении условий удержания. Поэтому концентрация электронов в области удержания возрастает. Контракция возникает тогда, когда ток разряда, превышает значение минимально возможного тока в шнуре. Этот ток определяется минимальной плотностью электронов из области удержания плазмы, а также минимальным радиусом шнура при заданных давлении и температуре газа.

Минимальная плотность электронов  $N_{min}$  согласно Рис. 1 составляет  $N_{min} = 5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$  при поперечной температуре электронов и ионов 300 К (продольные температуры электронов и ионов в контрагированном разряде выше и не совпадают друг с другом). (Равновесие по давлению в шнуре и снаружи шнура достигается

благодаря присутствию в первом нейтральных атомов газа с концентрацией, близкой к концентрации газа снаружи). Отметим, что минимальная плотность электронов, найденная с помощью критерия удержания, близка к измеренной в опыте. Согласно опытным данным разных авторов эта плотность может достигать  $10^{20}$  м<sup>-3</sup> (например, обзор в [Райзер 1992]).

Минимальный радиус шнура  $r_{min}$  равен длине пробега электрона до рекомбинации с ионом и определяется выражением  $r_{min}=(D\tau_r)^{0.5}$ , где  $D$  – коэффициент амбиполярной диффузии,  $\tau_r$  – время рекомбинации.

Оценим  $r_{min}$  в неоне при давлении 113 торр. Коэффициент диффузии ионов равен  $D_i=7\times 10^{-5}$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup> [Бабичев, Бабушкина, Братковский 1991]. Коэффициент амбиполярной диффузии  $D=2D_i=2\times 10^{-4}$  м<sup>2</sup>с<sup>-1</sup>. Время рекомбинации положим равным естественному времени жизни ридберговского атома  $\tau_r=t_0=t_1n^3$ . Для состояния плазмы с  $N_{min}=5\times 10^{19}$  м<sup>-3</sup>,  $T_e=T_i=300$  К время рекомбинации составит  $\tau_r\approx 3\times 10^{-3}$  с. В результате получим значение радиуса шнура  $r_{min}\approx 1$  мм, что близко к выше цитированному экспериментальному значению.

Ток контракции оценим по формуле

$$J = ewN_{min}\pi r_{min}^2,$$

где  $w$  – дрейфовая скорость электрона в электрическом поле (при давлении 113 торр. в неоне  $w=5\times 10^3$  м/с [Бабичев, Бабушкина, Братковский 1991]). Получим расчетное значение тока контракции  $J\approx 100$  мА. Оно также близко к значению, наблюдаемому в опыте. Видим, что численные оценки не противоречат экспериментальным данным. Поэтому, явление контракции действительно может быть следствием самоудержания плазмы.

Электрическая дуга также представляет собой контрагированный разряд. Для нее характерны равенство электронной и ионной температур, более высокая температура плазмы, обеспечивающая более высокую концентрацию электронов в соответствии с законом  $N_{min}\sim T_i^3$  (см. условия (2), (4)), радиус шнура  $r\geq r_{min}$ .

С помощью идеи самоудержания плазмы, по-видимому, можно также объяснить образование катодных и анодных пятен в дуговом разряде.

## 12. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Предложенная двухтемпературная плазменная модель ШМ позволяет численно оценить основные параметры – плотность, энергию, время жизни, поверхностное натяжение ШМ. Эти параметры по порядку величины совпадают с теми, которые были определены на основании опытных наблюдений данного явления. Таким образом, рассмотренная модель представляет интерес для дальнейшего ее исследования. Она может позволить оценить какие-либо дополнительные параметры объекта, а также может быть использована для модификации методов получения лабораторных аналогов ШМ и углубления понимания этого интереснейшего физического феномена. В частности, очевидно, что для получения двухтемпературной плазмы необходима электроразрядная установка. В пламени горелки или взрыва порохового заряда такая плазма не может быть получена (предполагается, что внешнее электрическое поле отсутствует). При минимальных энергозатратах ШМ можно получить из атомов полярного или легко поляризуемого вещества. Принудительное охлаждение ШМ с целью снижения ее ионной температуры, вероятно, могло бы увеличить ее время существования. Эти и множество других рекомендаций можно предложить на основании двухтемпературной плазменной модели ШМ.

Основные положения настоящей работы опубликованы в [Шавлов 2008].

### Список использованной литературы

1. Арцимович Л. А., Сагдеев Р. З. Физика плазмы для физиков. - М.: Атомиздат, 1979. - 318 с.
2. Бабичев А. П., Бабушкина Н. А., Братковский А. М. и др. Физические величины: Справочник / Под ред. И. С. Григорьева, Е. З. Мейлихова. - М.: Энергоатомиздат, 1991. - 1232 с.
3. Барри Дж. Шаровая молния и четочная молния. - М.: Мир, 1983. - 288 с.
4. Безуглов Н. Н., Борисов Е. Н., Веролайнен Я. Ф. Распределение радиационных времен жизни по возбужденным состояниям атомов и ионов // УФН. - 1991. - Т. 161. - № 1. - С. 3-29.
5. Голубовский Ю. Б., Зинченко А. К., Каган Ю. М. // ЖТФ. - 1977. - Т. 47. - С. 1478.
6. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л. // УФН. - 1983. - Т. 140. - № 3. - С. 355-392.
7. Делоне Н. Б. // Соросовский образовательный журнал. - 1998. - № 4. - С. 64-70.
8. Дмитриев М. Т. // Природа. - 1967. - № 6. - С. 98-106.
9. Егоров А. И., Степанов С. И. // ЖТФ. - 2002. - Т. 72. - Вып. 12. - С. 102-104.
10. Егоров А. И., Степанов С. И., Шабанов Г. Д. // УФН. - 2004. - Т. 174. - № 1. - С. 107-109.
11. Капица П. Л. // ДАН СССР. - 1955. - Т. 101. - № 2. - С. 245-248.
12. Куриленков Ю. К., Протасевич Е. Т. // Письма в ЖТФ. - 1989. - Т. 15. - Вып. 14. - С. 7-12.
13. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. - М.: Наука, 1989. - Т. III. Квантовая механика (нерелятивистская теория). - 768 с.
14. Леонов Р. Загадка шаровой молнии. - М.: Наука, 1965. - 108 с.
15. Манькин Э. А. // Соросовский образовательный журнал. - 2001. - Т. 7. - № 7. - С. 102-108.
16. Норман Г. Э. // Письма в ЖЭТФ. - 2001. - Т. 73. - Вып. 1. - С. 13-16.
17. Протасевич Е. Т. Экспериментальное моделирование долгоживущих плазменных образований // Сб. тез. докл. под ред. проф. Смирнова Б. М. «Шаровая молния». - М.: ИВТАН, 1991.
18. Райзер Ю. П. Физика газового разряда. - М.: Наука, 1992. - 536 с.

19. Сингер С. Природа шаровой молнии. - М.: Мир, 1973. - 239 с.
20. Смирнов Б. М. Проблема шаровой молнии. - М.: Наука, 1988. - 208 с.
21. Стаханов И. П. О физической природе шаровой молнии. - М.: Энергоатомиздат, 1985. - 209 с.
22. Холмид Л., Манькин Э. // ЖЭТФ. - 1997. - Т. 111. - № 5. - С. 1601-1610.
23. Шавлов А. В. Параметры шаровой молнии, вычисляемые с помощью двухтемпературной плазменной модели. – Тюмень: Институт криосферы Земли СО РАН, 2008. - 17 с. Ил. 3. Библиогр. 17. Назв. рус. Деп. в ВИНТИ 04.03.08 № 195-В2008.

## МЕХАНИЗМЫ РЕАЛИЗАЦИИ МНОГОПОТОКОВОГО БАЙЕСОВСКОГО ЛОГИЧЕСКОГО ВЫВОДА

*Шамиев А. Б.*

*Ульяновский государственный технический университет*

### Необходимость реализации многопоточного вывода

Современная тенденция развития вычислительной техники состоит в увеличении количества вычислительных ядер в процессорах. На сегодняшний день максимальное количество ядер в одном процессоре – 4, однако производители процессоров анонсируют процессоры с большим количеством ядер (например, AMD планирует через 2 – 3 года выпустить процессор с 12 ядрами). Также не следует забывать про графические процессоры. Например, процессор производства фирмы nVidia GTX 280 обладает двумястами сорока процессорными ядрами (младшая версия данного процессора – GTX 260 – сто девяносто ядер) которые благодаря технологии CUDA можно использовать для неграфических вычислений. Использование параллельного программирования позволяет использовать вычислительные способности процессоров гораздо более эффективно, чем в традиционном однопоточном программировании. Очевидно, что рациональное использование многоядерности позволяет получить существенный выигрыш в производительности.

### Сложности реализации многопоточных приложений

Основной проблемой при реализации многопоточных приложений является необходимость взаимодействия потоков. Взаимодействие происходит с использованием общих переменных. Т.е. несколько потоков должны ждать, пока другой поток не сформирует необходимое значение. Так же действия потоков не должны приводить к искажению общих данных. Из этого следует, что для реализации многопоточного приложения необходимо также реализовать механизм синхронизации действий потоков, что приводит к возникновению накладных расходов на управление потоками. Современные среды программирования, в частности платформа .NET Framework, разработанная компанией Microsoft, имеет в своём составе средства для организации многопоточных приложений. Из вышесказанного можно сделать следующий вывод: для реализации задачи байесовского логического вывода необходимо разбить задачу на подзадачи таким образом, чтобы они как можно меньше зависели друг от друга и как можно меньше взаимодействовали друг с другом.

### Байесовская сеть доверия

Байесовская сеть доверия (БСД) представляет собой направленный ациклический граф, структура которого задаёт причинно следственные связи между значимыми переменными задачи, заданными вершинами графа. Каждая вершина представлена набором состояний, в которых она может находиться с различной степенью вероятности. Таким образом, каждая вершина графа может быть истолкована как соответствующее нечёткое понятие, имеющее некоторое количество соответствующих нечётких значений. Каждая вершина (кроме начальных) имеет матрицу условных вероятностей, связывающую вероятности нахождения вершины в том или ином состоянии в зависимости от состояния вершин – предков. Таким образом, каждая матрица условных вероятностей может быть истолкована как набор правил «Если - То». Следовательно, логический вывод по сети доверия можно интерпретировать как нечёткий логический вывод.

### Многопоточный нечёткий вывод

Для того, чтобы выполнить логический вывод по сети доверия при помощи нечёткого логического вывода, сеть доверия необходимо преобразовать в дерево решений. Одним из вариантов такого преобразования является использование библиотеки MSBNx. Деревья решений – это способ представления правил в иерархической, последовательной структуре, где каждому объекту соответствует единственный узел, дающий решение. Под правилом понимается логическая конструкция, представленная в виде "если ... то ...".

Таким образом, задача логического вывода по сети доверия сводится к иерархическому нечёткому выводу. Для реализации механизма многопоточного нечёткого вывода удобно брать один уровень дерева решений, так как само дерево можно получить, последовательно соединив несколько механизмов.

Данный механизм должен произвести логический вывод по набору правил, поэтому логичным является решение выделить каждому правилу отдельный вычислительный поток (или в одном потоке производить вывод по нескольким правилам). Схема такого вывода представлена на рисунке ниже: