

А.Г. Гриднев

ФАЗОВЫЕ ПЕРЕХОДЫ В ПЛАЗМЕ, РЕКОМБИНИРУЮЩЕЙ В ГАЗОВОЙ АТМОСФЕРЕ

Описаны особенности рекомбинации плазмы большого объема в газовой атмосфере. Показано, что рекомбинация плазмы одноатомных ионов в одноатомном газе всегда идет до конца. Рекомбинация плазмы двухатомных и многоатомных ионов в двухатомном и многоатомном газе не может завершиться без фазового перехода первого рода; в этом случае возникает метастабильное состояние плазменного облака.

Как приложение рассмотрена плазменная модель шаровой молнии. Дана интерпретация наблюдаемых особенностей ее поведения.

1. Введение

В работе [1] показано, что при свободном расширении плазмы в вакууме может возникать явление замораживания степени ионизации, т.е. прекращения рекомбинации. В [2 – 4] показано, что скорость трехчастичной рекомбинации при расширении плазмы в газовой атмосфере всегда уменьшается.

Если существуют особо долгоживущие состояния плазмы (см. [5]), то большое время жизни плазмы после ее создания органически связано с проблемой адиабатических процессов в плазме. В настоящей работе рассмотрены некоторые аспекты этой проблемы.

2. Термодинамическая теория рекомбинации больших объемов низкотемпературной плазмы в газовой атмосфере

Нас будут интересовать фундаментальные термодинамические закономерности, присущие процессу рекомбинации плазмы большого объема, не ограниченной стенками, в газовой атмосфере.

Обобщенной относительной характеристикой газовых и плазменных сред служит показатель адиабаты γ . Запишем выражения для скоростей рекомбинации, считая, что они зависят явно только от таких переменных, как концентрация n и температура T электронов. Положим, что зависимость от остальных факторов, например от давления буферного газа, проявляется лишь косвенно, через их влияние на n и T и через показатель адиабаты γ . Приведенные ниже выражения будут справедливы при слабом по сравнению с переменными n и T изменении других возможных параметров [4]:

$$\frac{dn_1}{dt} \equiv \dot{n}_1 = -A n_1^k T_1^m; \quad (1)$$

$$\frac{dn_2}{dt} \equiv \dot{n}_2 = -A n_2^k T_2^m. \quad (2)$$

Индексы 1 и 2 относятся к двум последовательным моментам времени; $\dot{n} \equiv \frac{dn}{dt}$ – скорость рекомбинации; k и m – показатели степени, характеризующие вид рекомбинации, они определяются в ходе анализа; A – константа. Полагаем, что плазма квазинейтральна и T низка.

Для вычисления k и m вовлечем плазму в процесс адиабатического расширения (либо слабого сжатия). Запишем выражение, связывающее k и T в адиабатическом процессе. Положим, что речь идет об объемчике, малом настолько, что он «не налезает» на соседние объемчики в процессе расширения (слабого сжатия) и имеет одинаковые по объему T и n . Моменты времени 1 и 2 сближены так, чтобы потерянная (или приобретенная) объемчиком энергия при переходе от 1 к 2 была мала по сравнению с энергией, запасенной в объемчике:

$$T_1 \cdot n_1^{1-\gamma} = T_2 \cdot n_2^{1-\gamma}; \quad (3)$$

$$T_1/T_2 = n_1^{1-\gamma}/n_2^{1-\gamma}. \quad (4)$$

Тогда

$$\frac{\dot{n}_1}{\dot{n}_2} = \frac{n_1^k n_1^{m(\gamma-1)}}{n_2^k n_2^{m(\gamma-1)}} = \frac{n_1^{k+m(\gamma-1)}}{n_2^{k+m(\gamma-1)}}. \quad (5)$$

Выражение (5) можно переписать в виде

$$\dot{n}/n^{k+m(\gamma-1)} = \text{const} \quad (6)$$

и, полагая

$$k + m(\gamma - 1) = b, \quad (7)$$

окончательно получаем

$$\dot{n}/n^b = \text{const}. \quad (8)$$

Частное решение этого уравнения для случая, когда расширение (слабое сжатие) почти закончено и отдельные объемчики плазмы в ходе процесса «не налезают» друг на друга, ищем в виде

$$(1 - b)^{-1} n^{1-b} = A_1 - B_1 t. \quad (9)$$

Переобозначая постоянные, пишем далее

$$n^{1-b} = C - B t. \quad (10)$$

Возводя обе части в степень $1/(1 - b)$, получим

$$n = (C - B t)^{1/1-b}. \quad (11)$$

Значения фундаментальных плазменных констант k и m не должны зависеть от того, начинается процесс рекомбинации или почти завершен. Для практически завершенного процесса рекомбинации, когда расширение облака плазмы идет по законам идеального газа, выражение (11) будет справедливо, когда

$$b = 0. \quad (12)$$

Тогда решение примет характерный для свободного расширения идеального газа вид

$$n = n_0 - B t. \quad (13)$$

В этом случае падение концентрации заряженных частиц идет только за счет расширения.

Раскрываем (12) через (7) для получения условия, связывающего k , m и γ для случая расширения плазмы по законам идеального газа, и, учитывая, что $\gamma = 5/3$, имеем

$$m = -3k/2. \quad (14)$$

Таким образом, термодинамически разрешенным в случае адиабатического расширения (либо сжатия) большого облака плазмы в газовой среде будет такой процесс рекомбинации, при котором показатели степени k и m связаны соотношением (14).

При $k = 3$ имеет место случай трехчастичной рекомбинации. Тогда из (14) получаем

$$m = -9/2. \quad (15)$$

Значению $m = -7/2$ соответствует в нашем рассмотрении $k = 7/3$. Это означает, что коэффициент рекомбинации зависит здесь от концентрации электронов в степени $1/3$.

При $k = 2$ из (14) получаем

$$m = -3. \quad (16)$$

Термодинамически разрешены и виды рекомбинации с другими k , при том что постоянные k и m связаны формулой (14).

Если наблюдаемые в эксперименте значения k и m не связаны друг с другом соотношением (14), то, вероятно, наблюдаемый процесс рекомбинации не носит доминирующего характера и на него наложены обратные процессы ионизации или на процесс рекомбинации влияет близкая к границе плазмы стенка.

Требование адиабатичности процесса, по существу, означает прежде всего то, что объем сгустка плазмы должен быть довольно велик и иметь достаточную плотность. В этом случае потери энергии на излучение резонансных линий существенно уменьшаются. В этом пункте темы развития фоторезонансной плазмы и рекомбинации больших плазменных объектов соприкасаются [6].

Требование адиабатичности может выполняться и для слабого сжатия плазмы. (При высоких скоростях сжатия плазма может сильно нагреться, что приведет к развитию режима ионизации). При этом значение γ будет двигаться в сторону уменьшения, скорость рекомбинации будет возрастать. В случае же свободного расширения значения γ , наоборот, увеличиваясь, сдвигается к показателю адиабаты для идеального газа.

Возвращаясь к (5), видим, что для всех видов рекомбинации, описанных формулами (14) – (16), скорость рекомбинации при расширении уменьшается, как в [2 – 4]. При несильном сжатии плазмы скорости рекомбинации возрастают. Дифференциальное выражение (5) при сделанных выше предположениях справедливо не только когда расширение почти закончено, но и на других стадиях эволюции плазмы.

3. Фазовые переходы при рекомбинации облака плазмы большого объема в газовой атмосфере

Фундаментальные термодинамические плазменные константы k и m связаны друг с другом посредством формулы (14), справедливой для случая свободной (не ограниченной стенками) рекомбинирующей низкотемпературной плазмы большого объема. В отличие от них постоянная адиабаты меняется в процессе расширения и рекомбинации плазмы. Установим пределы, в которых может изменяться γ . Верхним пределом значений $\gamma = \gamma_{\max}$ является постоянная адиабаты для идеального газа ($\gamma = 5/3$). Установим нижний предел. Если $b > 1$, то с течением времени концентрация электронов будет увеличиваться. Это соответствует обратному рекомбинации процессу ионизации. При b , стремящемся к единице, концентрация стремится к бесконечности. Итак, значение b для рекомбинации не может превосходить 1. Если $b = 1$, то

$$m (\gamma_{\min} - 1) = 1 - k \quad \text{и} \quad \gamma_{\min} = 1 + [2 (k - 1)/(3k)], \quad (17)$$

и для $k = 3$, $m = -9/2$

$$\gamma_{\min} = 13/9. \quad (18)$$

Итак, значение γ в процессе расширения не может быть меньше 13/9, если доминирует рекомбинация с $k = 3$ и $m = -9/2$, т.е. трехчастичная рекомбинация.

Приведенные конкретные численные значения γ совсем не означают, что определенная в эксперименте γ не сможет выйти за эти пределы. Ведь кроме трехчастичной рекомбинации в плазме действуют и другие процессы. Учет их изменит, вообще говоря, указанные пределы. Приведенные же численные значения могут служить критерием того, что трехчастичная рекомбинация в плазме – доминирующий процесс.

Определим γ_{\min} для других видов рекомбинации. Для $k = 2$ и $m = -3$ получаем

$$\gamma_{\min} = 4/3. \quad (19)$$

А для $k = 7/3$ и $m = -7/2$

$$\gamma_{\min} = 29/21. \quad (20)$$

Для одноатомного газа $\gamma = 5/3$, а для плазмы из одноатомных ионов γ изменяется от 13/9 до 5/3. Следовательно, ничто не мешает γ меняться в указанных пределах, и трехчастичная рекомбинация может гладко идти до конца. Другая ситуация наблюдается для плазмы, состоящей из двухатомных ионов. Здесь показатель адиабаты может изменяться в тех же преде-

лах от 1,44... (или 13/9) до 1,66... (или 5/3). Однако конечное состояние – двухатомный газ – имеет показатель адиабаты 1,4. При трехчастичной рекомбинации, следовательно, плазма никоим образом не может достигнуть конечного состояния – требуется фазовый переход. Фазовый переход не происходит сам по себе; для того, чтобы он совершился, требуются затраты энергии и внешнее воздействие. Если же плазменное облако в атмосфере не подвергается такому воздействию, то в процессе рекомбинации оно входит в метастабильное состояние.

Реальный ход релаксации плазменного облака в атмосфере из проведенного рассмотрения видится состоящим из двух, по крайней мере, этапов.

а) Плазменное облако расширяется в атмосфере, температура, плотность и скорость рекомбинации плазмы в нем падают, γ стремится к значению γ_{\min} , равному γ для идеального газа.

б) Так как вещество в плазменном облаке имеет плотность, меньшую, чем плотность окружающей газовой атмосферы, и наблюдаются небольшие потери энергии, например на излучение, то после прекращения расширения и некоторого остывания начнется период сжатия плазмы окружающей атмосферой, при этом значение γ будет сдвигаться к γ_{\min} , а скорость рекомбинации увеличиваться. Однако вследствие изложенного выше рекомбинация плазмы с преобладанием двух- и многоатомных ионов в двух- и многоатомном газе не может завершиться переходом в конечное состояние. Тогда с необходимостью плазменное облако переходит в метастабильное состояние. Фазовый переход из этого состояния в конечное (состояние нейтрального газа) возможен только скачком, подобно кристаллизации переохлажденной жидкости, под влиянием внешних факторов.

4. Заключение

В результате проведенного наблюдения можно констатировать, что термодинамический подход позволяет:

1) получить связь между показателями степени в выражении для скорости рекомбинации и зависимость скорости трехчастичной рекомбинации от $T^{-9/2}$;

2) выяснить, что скорость рекомбинации при расширении плазмы всегда уменьшается;

3) показать, что плазма одноатомных ионов и электронов имеет возможность при расширении всегда рекомбинировать до конца;

4) показать, что плазменное облако из двух- и многоатомных ионов с электронами при рекомбинации в газовой атмосфере попадает в метастабильное состояние, для выхода из которого и для завершения рекомбинации требуется фазовый переход.

Существование метастабильных долгоживущих состояний плазменного облака больших размеров в атмосфере (шаровая молния) – естественное фундаментальное свойство плазмы, в которой идут адиабатические процессы; не требуется дополнительных гипотез для оправдания существования таких состояний.

Источник компенсации энергетических потерь метастабильного плазменного облака в атмосфере – сжатие облака по мере его остывания давлением внешней атмосферы.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Шаровая молния, устойчивость шаровой молнии, источник компенсации энергетических потерь при эволюции шаровой молнии, причины редкого появления шаровых молний

1. Для того чтобы плазма была долгоживущей, подводить к ней энергию необязательно, необходимо только обеспечить ее адиабатичность. Если же размеры плазмы не очень велики, так что отношение поверхности к объему не обеспечивает достаточно малые относительные потери энергии, то для выполнения в целом условия адиабатичности плазма должна поглощать энергию извне, равную потерям.

2. При расширении плазмы в атмосфере газа скорость любого из рассмотренных видов рекомбинации уменьшается. Если расширение производится в сосуде с газом, то для обеспечения большего времени жизни плазменного облака сосуд должен иметь объем, значительно превышающий объем плазменного облака. Для достижения же максимального в данных условиях времени жизни плазменного облака необходимо дать плазме возможность свободно расширяться в атмосфере и сжиматься под действием внешнего атмосферного давления, избавив ее от всякого контакта со стенками.

3. Плазма, состоящая из одноатомных ионов (инертные газы, атомы и ионы химических элементов) в ходе адиабатического процесса всегда имеет возможность рекомбинировать до конца, хотя при расширении скорость рекомбинации уменьшается. На них получить особо долгоживущие (метастабильные) плазменные состояния вряд ли удастся, так как в этом случае плазма имеет возможность перейти в конечное состояние, не совершая фазовый переход.

4. При адиабатическом процессе слабого сжатия плазмы двухатомных ионов (например, плазма азота в азотной же атмосфере) трехчастичная рекомбинация с участием третьего электрона до конца не идет (хотя при слабом сжатии скорость рекомбинации и увеличивается) – возникает разрыв показателя адиабаты γ (хотя скорость рекомбинации максимальна, а γ стремится к γ_{\min}). Конечного состояния без фазового перехода в этом случае достичь невозможно.

5. При адиабатическом процессе слабого сжатия плазмы многоатомных ионов разрыв γ_{\min} с конечным значением γ увеличивается в несколько раз и, значит, для реализации фазового перехода требуется уже большая энергия. Образование метастабильного состояния здесь более вероятно. Итак, *способность не рекомбинировать до конца в атмосфере двухатомного и многоатомного газа есть фундаментальное природное свойство плазмы из двух- и многоатомных ионов и электронов, если ее размеры достаточно велики.*

При адиабатическом же расширении γ стремится к $\gamma = 5/3$, и в таком процессе для плазмы из двух- и многоатомных ионов нет никакой возможности достичь конечного состояния. Для завершения рекомбинации расширяющегося плазменного облака необходимым этапом является последующее слабое сжатие плазмы внешней атмосферой.

6. Шаровая молния может, исходя из вышеизложенного, возникнуть при пробое атмосферы, насыщенной парами воды, и после быстрого обрыва тока, при свободном расширении плазмы в атмосфере (с последующим слабым сжатием под действием внешнего атмосферного давления, компенсирующим потери энергии в ходе рекомбинации). Так как и на конечной стадии расширения температура плазмы в шаровой молнии еще выше температуры окружающей атмосферы, то плотность вещества в шаре ниже и наличие существования некоторой выталкивающей силы. При этом плазменный шар ведет себя подобно газовому пузырю в очень легкой жидкости и устойчивость его обеспечена благодаря отсутствию заметных токов в плазме.

Если этап расширения после вложения энергии в плазму отсутствует, а плазма сразу начинает сжиматься под воздействием атмосферы в процессе рекомбинации, то время жизни плазмы существенно сокращается. Это происходит в том случае, когда ионизирующая и нагревающая плазму энергия продолжает вкладываться в плазму во время ее расширения; такое наблюдается во время длительного развития разряда линейной молнии. Однако для образования шаровой молнии необходимо, чтобы ток молнии резко прервался (например, ветвящийся разряд нашел себе более короткий путь). Такое, естественно, происходит достаточно редко.

1. Райзер Ю. П. // ЖЭТФ. 1959. Т. 37. Вып. 2. С. 580–582.
2. Гриднев А. Г. // Всес. сов. «Инверсная заселенность и генерация на переходах в атомах и молекулах»: Тезисы докл. Ч. 1. Томск: Изд-во ТГУ, 1986. С. 278.
3. Gridnev A. G. // Proc. SPIE. V. 2619. «Atomic and Molecular Pulsed Lasers». 1995. P. 224–233.
4. Гриднев А. Г. Импульсные открытые разряды и их применение для создания активных сред лазеров: Дис. ... канд. физ. мат. наук. Томск: ИОА СО РАН, ТГУ, СФТИ, 1996. 207 с.
5. Барри Дж. Шаровая молния и четочная молния / Пер. с англ. М.: Мир, 1983. 288 с.
6. Гриднев А. Г. Особенности применения фоторезонансной плазмы в качестве активной среды лазеров. Томск, 1997. 77 с. Деп. в ВИНТИ 21.04.1997. N 1306–В97.

Институт оптики атмосферы СО РАН,
Томск

Поступила в редакцию
2 июня 1997 г.

A. G. Gridnev. Recombinating Plasmas Phase Transitions in Gaseous Atmosphere.

Peculiarities of recombination of plasma of great volume in gaseous atmosphere are described. It is shown that the recombination of monoatomic ions plasma in the atmosphere of monoatomic molecules has always to go to its completion. Polyatomic ions plasma recombination in polyatomic gas can not be completed without phase transition of the first order; in this case, a metastability of the plasma cloud takes place. The plasma model of ball lightning is regarded as an application. The interpretation of the observed ball lightning behavior is presented.