

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

03:12

Журнал технической физики, т. 63, в. 10, 1993

© 1993 г.

РАЗЛЕТ ВЕЩЕСТВА В ПУСТОТУ
ПРИ РАЗНЫХ УРАВНЕНИЯХ СОСТОЯНИЯ

В.Н.Гаврилов, Е.А.Литвинов

В настоящее время существует достаточно много различных модельных уравнений, претендующих на описание состояния вещества при непрерывном переходе от твердого тела к плазме [1-4]. Уравнения эти, как правило, весьма сложны и громоздки, и в ряде случаев их применение значительно усложняет решение конкретных задач. Нашей целью было исследовать, как влияет выбор того или иного вида уравнения состояния вещества на динамику разлета газового шара в пустоту, и определить, при каких плотностях и температурах целесообразно использовать простые соотношения типа Ван-дер-Ваальса или идеального газа, а где это, наоборот, недоступно.

Постановка задачи

Однородный, первоначально покоящийся сгусток вещества (в данном случае медь) с начальным радиусом 1 мк начинает разлетаться в вакуум. Исходная концентрация и удельная внутренняя энергия могут варьироваться как параметры задачи. Исследовался разлет при трех различных уравнениях состояния вещества (здесь T и E выражены в эВ, n — в единицах 10^{21} см^{-3} , P — в 1.602 кбар): 1) идеальный газ

$$P = nT, \quad E = 3/2T,$$

где P — давление; n — концентрация; T — температура; E — удельная энергия, приходящаяся на одну частицу; 2) газ Ван-дер-Ваальса

$$P = nT/(1 - an) - bn^2, \quad E = 3/2T - bn,$$

константы a и b определяются через параметры вещества в критическом состоянии (для меди они известны [4]); 3) уравнения, предложенные Хачатурьянцем [4] для ионной компоненты плотной плазмы, включающие в выражения для E и P как тепловые, так и упругие члены,

$$E = E_T + E_y = \left(\frac{2+a}{1+a} \right) 1.5T + \left(9.75 \cdot 10^{-4} n^2 - 2.82 \cdot 10^{-2} n^{4/3} \right),$$

$$P = P_T + P_y = \left(\frac{1.917 + a/3}{1 + a/2} \right) E_T n + \left(1.95 \cdot 10^{-3} n^3 - 3.76 \cdot 10^{-2} n^{7/3} \right);$$

$$a = 673.46 \frac{T}{(n^{1.479})}.$$

Рассматривалось сферически симметричное расширение вещества. Процесс предполагался адиабатическим, теплопроводность и вязкость газа не учитывались. Задача решалась численно методом характеристик [5]. Характеристические уравнения в сферической геометрии выглядят следующим образом:

$$\frac{dP}{\rho c} + du + \frac{2uc}{r} dt = 0$$

вдоль направления $u + c$,

$$\frac{dP}{\rho c} - du + \frac{2uc}{r} dt = 0$$

вдоль направления $u - c$. Их следует дополнить уравнением адиабаты $dE + PdV = 0$ (по направлению скорости u) и уравнением состояния вещества (одним из вышеуказанных трех вариантов). Скорость звука

$$c = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_S},$$

ρ — плотность вещества, S — энтропия, t — время, r — расстояние до центра симметрии.

Результаты

Результаты численного моделирования представлены на рисунках. При обсуждении результатов учтем, что из всех трех модель Хачатурьянца наиболее точно отражает поведение плотного медного газа. Рис. 1 отражает эволюцию газов с начальной плотностью вещества 10^{22} см⁻³ и начальной энергией (приходящейся на одну молекулу) $2.4 \cdot 10^{-19}$ Дж, что соответствует температуре идеального газа 1 эВ: 1 — идеальный газ, 2 — газ Ван-дер-Ваальса, 3 — газ с уравнением состояния Хачатурьянца. Оказалось, что различие в уравнениях состояния (при одинаковых начальных концентрациях и внутренней энергии) наиболее заметно в начальных стадиях разлета. Это иллюстрирует рисунок 1,а, где показана эволюция отношения концентраций газов в центре симметрии с одним из трех уравнений состояния к аналогичной концентрации идеального газа. С течением времени отношение всех трех концентраций стабилизируется, что, по-видимому, свидетельствует о выходе в автомобильный режим расширения (при этом скорость движения элементарного объема газа пропорциональна расстоянию до центра симметрии). На рисунке 1,б показана зависимость концентрации от расстояния до центра при всех трех уравнениях состояния в момент времени, когда достигнут автомобильный режим расширения. Как видим, формы кривых 1-3 несколько отличны друг от друга. Одним из критериев отличия формы

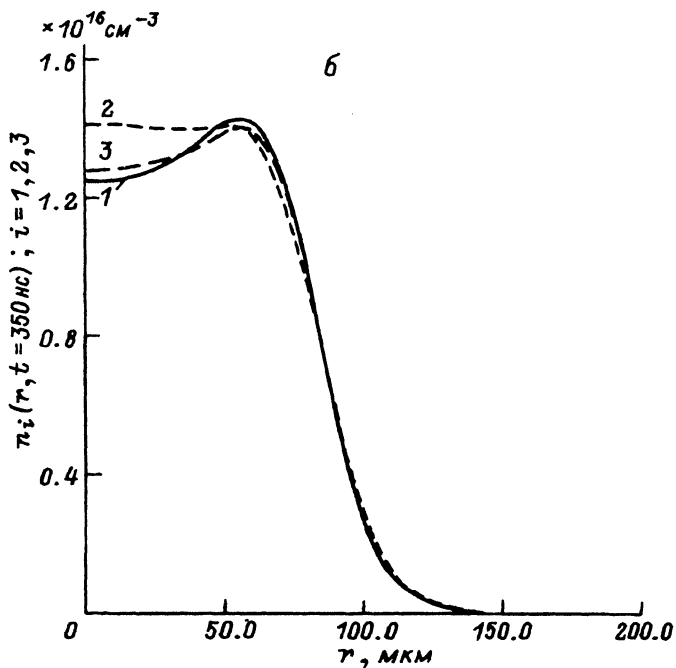
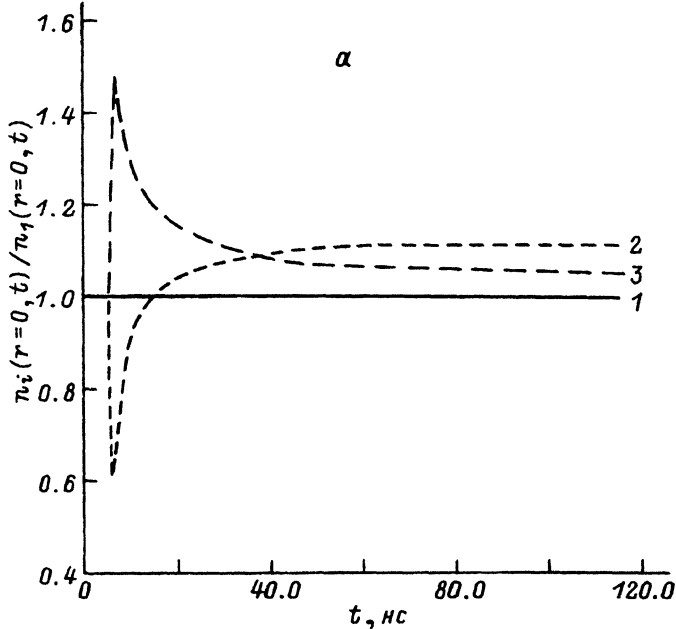


Рис. 1.

a — изменение со временем отношения концентраций в центре, *б* — распределение концентраций газов по пространству через 350 нс ($3.5 \cdot 10^{-7}$ с) после начала разлета.

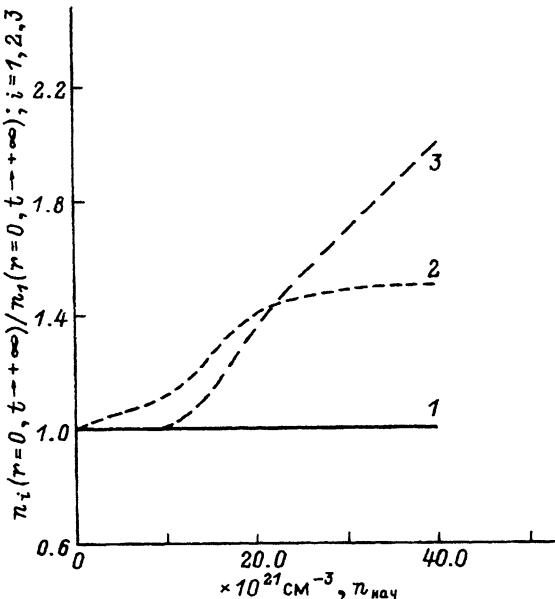


Рис. 2. Отношение концентраций газов в центре (после установления автомоделного режима расширения) при разных начальных плотностях.

кривых и является отношение концентраций газов в центре (в данный момент времени).

Если изменять начальную концентрацию вещества перед разлетом, оставляя неизменным начальный удельный энерговклад (на уровне $2.4 \cdot 10^{-19}$ Дж на 1 частицу), то конечная форма кривых распределения концентраций по пространству (в определенные моменты времени) будет тем более различной, чем выше исходная плотность вещества перед разлетом. Наоборот, кривые эти сливаются при уменьшении начальной концентрации. Это отражено на рис. 2, где представлена зависимость отношения концентраций газов в центре при достижении автомоделности от начальной концентрации вещества. Расчеты показывают, что, как и следовало ожидать, при увеличении начального энерговклада, но фиксированной начальной плотности различие между кривыми распределения концентраций по пространству уменьшается.

Выводы

При начальной концентрации 10^{21} см^{-3} и температуре около 1 эВ выбор разных уравнений состояния вещества приводит к различию в решении по концентрации, не превышающему 1%. Поэтому при этих условиях удобнее всего использовать уравнение состояния идеального газа.

При начальной концентрации $4 \cdot 10^{21} \text{ см}^{-3}$ (температура 1 эВ) различие в уравнениях состояния приводит к 5%-ной ошибке в определении концентрации и приближение газа здесь не всегда оправдано. Для концентрации 10^{22} см^{-3} и выше (температуры от 1 до 5 эВ) ни приближение идеального газа, ни уравнения Ван-дер-Ваальса не дают приемлемых для практических расчетов результатов, так как ошибки по плотности достигают 10–15%, но для оценок они еще пригодны. При концентрациях $4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и выше применение простых уравнений идеального газа и га-

за Ван-дер-Ваальса приводит к качественно неверным результатам и их нельзя использовать даже для оценок.

Работа частично финансируется Российским Фондом фундаментальных исследований, проект № 93-02-17349.

Список литературы

- [1] Фортвов В.Е. Модели уравнений состояния вещества. Препринт ОИХФ. Черногловка, 1979.
- [2] Фортвов В.Е., Якубов И.Т. Физика неидеальной плазмы. Препринт ОИХФ. Черногловка, 1984.
- [3] Калиткин Н.Н., Кузьмина Л.В. // Физика плазмы. 1976. Т. 2. № 5. С. 858–868.
- [4] Колгатин С.Н., Хачатурьянц А.В. // ТВТ. 1982. Т. 20. № 3. С. 447–451.
- [5] Хоскин Н.Э. // Вычислительные методы в гидродинамике / Под ред. Б.Олдера, С.Фернбаха, М.Ротенберга. М., 1967. 384 с.

Институт электрофизики
Екатеринбург

Поступило в Редакцию
1 декабря 1992 г.

04
© 1993 г.

Журнал технической физики, т. 63, в. 10, 1993

ОПТИМИЗАЦИЯ ПЛАЗМЕННОЙ ГОРЕЛКИ АТМОСФЕРНОГО ДАВЛЕНИЯ

С.М.Перминов, В.Н.Перминова, А.В.Шаханов

Одним из интенсивно развивающихся направлений в технологии кварцевого стекла является плазмохимический синтез диоксида кремния из высокочистых хлоридов. В частности, применение плазмохимических методов привело к созданию нового поколения световодов на основе фтор-силикатных стекол. В ряде методов синтез ведут в плазменной горелке. При этом синтезированный диоксид кремния выносится из горелки плазменной струей и направляется на обтекаемую струей форму.

Плазменная горелка представляет собой отрезок кварцевой трубы, проходящей через ВЧ индуктор или СВЧ волновод^[1,2]. В трубку через сопло 1 (рис. 1,а) подают закрученный поток газа. В таком потоке плазменный разряд, возбуждаемый электромагнитным полем, локализован в приосевой области кварцевой трубы и отделен от ее стенок слоем непрогретого газа, что обеспечивает чистые условия плазмохимического синтеза.

Наибольшая эффективность преобразования исходных реагентов в конечный продукт синтеза получается при подаче реагентов через осевое сопло 2 (рис. 1,б). Однако конструкция, представленная на рис. 1,б, не жизнеспособна, так как возникающие между срезом сопел и плазмой рециркуляционные вихри (рис. 2,а) возвращают часть синтезированного в плазме диоксида кремния назад, происходит засорение сопел, что ведет к потере устойчивости плазменного факела и деградации горелки.

Один из вариантов конструкции плазменных горелок, используемых на практике, показан на рис. 1,в. Вводя экранирующий поток инертного газа через дополнительное кольцевое сопло 3, добиваются разнесения