

(фиг. 3, *з*) помещена градуировочная кривая (частота 2 *мгц*). Расстояние между управляющей сеткой и зондом равнялось 45 *мм*.

Из фиг. 3 следует, что электрическое поле не сразу проникает в плазму. Примерно такие же осциллограммы получаются и при отрицательном напряжении на управляющей сетке, но влияние его на плазму не столь велико. На фиг. 4 помещены осциллограммы тока на зонд для случая, когда расстояние между управляющей сеткой и зондом было увеличено до 185 *мм*; напряжение на управляющей сетке при измерениях равнялось 0 и +100 *в*, 0 и +200 *в*; внизу градуировочная кривая (частота 2 *мгц*).

Сравнение фиг. 3, *б* и 4, *б* показывает, что действие электрического поля обнаруживается сильнее, если зонд расположен далеко от обрезавшей системы. В первом случае отношение амплитуд на совмещенных осциллограммах равно 3, во втором — 20.

Это свидетельствует, что в процессе получения короткого плазменного сгустка, наряду с «истинным» обрезанием плазмы, т. е. отсечением частиц определенного знака, существенную роль играют процессы, связанные с изменением траекторий частиц сгустка. Таким образом, в процессе эксперимента получены короткие однородные плазменные сгустки с плотностью 10^{10} *см*⁻³. Исследование обрезания постоянным электрическим полем движущейся плазменной струи с плотностью 10^{12} *см*⁻³ дает основания полагать, что могут быть получены короткие плазменные сгустки, имеющие подобную плотность.

В заключение автор благодарит А. А. Рухадзе за ценные дискуссии.

Поступила 1 II 1966

ЛИТЕРАТУРА

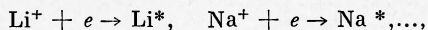
1. Векслер В. И. Когерентный принцип ускорения заряженных частиц. Атомная энергия, 1957, № 5.

ОБ УСИЛЕНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАСПАДЕ ПРЕДЕЛЬНО ИОНИЗОВАННОЙ ПЛАЗМЫ

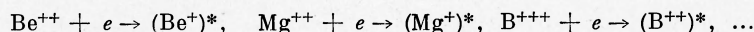
Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин

(Москва)

Анализ возможности усиления электромагнитного излучения на частотах атомного спектра в импульсно рекомбинирующей плазме проводился в работах [1, 2, 3] только для высокоионизованного водорода. Подобное рассмотрение для других элементов (не говоря уже о плазме более разнообразного химического состава¹) провести намного сложнее по самому существу релаксационной задачи, а также из-за отсутствия достаточно точных значений вероятностей процессов, происходящих при столкновениях частиц. Проще всего обсудить распределение населенностей дискретных уровней ионов распадающейся плазмы, подавляющее большинство тяжелых частиц которой — голые атомные ядра одного из элементов (H⁺, He⁺⁺, Li⁺⁺ и т. д.). К этой задаче — о релаксации водородоподобных ионов — примыкает и анализ населенностей в атомах щелочных металлов или в щелочноподобных ионах при распаде соответствующей плазмы:



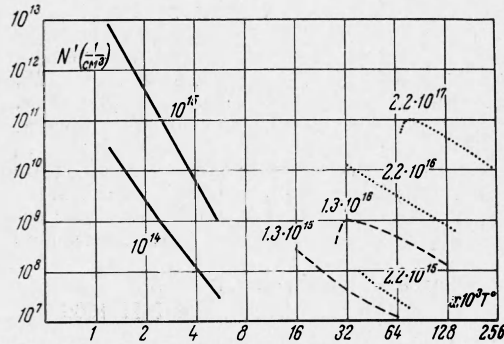
или



Пусть, как и в [1], средняя энергия свободных электронов значительно меньше равновесного значения, соответствующего данной степени ионизации. Такая плазма распадается, причем характер релаксации населенностей дискретных уровней одноэлектронных ионов He⁺, Li⁺⁺, Be⁺⁺⁺ и т. д., образующихся на первом этапе рекомбинации, во многом подобен релаксации в распадающейся водородной плазме. Сначала свободный электрон захватывается на высоковозбужденный уровень иона при тройном соударении (ядро + 2e → ион* + e), затем электрон «сползает» по дискретным уровням: при неупругих столкновениях — главным образом по «соседним» уровням ($n \rightarrow n - 1$), при радиационных переходах — чаще всего сразу в основное состояние ($n \rightarrow 1$). На верхних дискретных уровнях одноэлектронного иона основную роль играют столкновения со свободными электронами, вероятности C_n этих безызлучательных переходов падают с уменьшением главного квантового числа n ; на нижних уровнях преобладают спонтанные радиационные переходы, вероятности A_n которых

¹ Осложнения возникают при существенности нескольких каналов релаксации по дискретным уровням прорекомбинировавших атомов или ионов. С этой точки зрения, например, смесь гелия с водородом, в которой водород рекомбинирует из высокоионизованного состояния, а гелий — практически нейтрален, почти не отличается от химически чистой водородной плазмы.

с уменьшением n растут. Время жизни электрона $\tau_n \approx (A_n + C_n)^{-1}$ на n -м уровне максимально при $n = n^*$, где $A_{n^*} \approx C_{n^*}$. В ходе распада такой плазмы на высоких уровнях $n \gg n^*$ быстро (за время $\tau \ll \tau_{n^*}$) устанавливается единое квазиравновесное распределение, связывающее населенности $N_n(t)$ этих уровней с плотностью $N_e(t)$ и средней энергией $kT_e(t)$ свободных электронов формулой Саха. На более низких возбужденных уровнях иона распределение населенностей $N_n(t)$ в довольно широком



Фиг. 1

интервале значений $N_e(t)$ и $T_e(t)$ имеет характер стока, сдерживаемого минимальной пропускной способностью уровня $n = n^*$. Инверсность заселения нескольких уровней наблюдается при отсутствии реабсорбции резонансного излучения иона практически с момента начала распада плазмы и вплоть до прекращения «стационарного стока» из-за накопления электронов в основном состоянии одноэлектронных ионов или из-за исчезновения условий импульсной рекомбинации.

Формулы для термов одноэлектронного иона элемента с порядковым номером z и для термов атома водорода аналогичны¹, только вследствие роста кулоновского взаимодействия расстояния между соответствующими энергетическими уровнями иона в z^2 раз

больше. Поэтому вероятности радиационных переходов в ионе в z^4 раз больше, чем в водороде, сечения же столкновительных процессов — в z^4 раз меньше². В силу сказанного, с ростом z инверсность населенностей ряда уровней будет сохраняться при все более высоких плотностях и температурах свободных электронов распадающейся плазмы. При сравнительно низких значениях T_e параллельно первой рекомбинации голого атомного ядра с образованием одноэлектронного иона эффективно идет и дальнейшая односторонняя рекомбинация — в многоэлектронные ионы и нейтральные атомы. Последняя приводит к некоторому уменьшению населенностей всех уровней одноэлектронного иона, но наиболее существенное значение имеет при этом быстрое «устранение из игры» одноэлектронных ионов в основном состоянии ($n = 1$), что, ослабляя реабсорбцию резонансного излучения (частоты $\nu_{2,1}$), способствует сохранению усилительных свойств плазмы в ходе распада.

Проиллюстрируем сказанное оценкой усилительных свойств распадающейся предельно ионизованной плазмы химического элемента с порядковым номером z , исходя из числовых данных [1,3,4], а также [5,6], характеризующих импульсную рекомбинацию высокоионизованного водорода. Уравнения релаксации населенностей уровней одноэлектронного иона пишутся так же, как для водорода, если температуру T_e и плотность N_e свободных электронов, населенности N_n дискретных уровней и характерные времена τ_n радиационных переходов в этих ионах пересчитать на соответствующие параметры водородной плазмы по формулам

$$N_e = N_e(\text{H}) z^7, \quad N_n = N_n(\text{H}) z^{11} x^{-1}, \quad T = T(\text{H}) z^2, \quad \tau_n = \tau_n(\text{H}) z^{-4} \quad (1)$$

где x — отношение плотности свободных электронов к плотности голых атомных ядер (например, для полностью дважды ионизованного гелия $x = 2$, а при его неполной ионизации $x > 2$). Впрочем, при достаточно низких температурах и больших плотностях свободных электронов непосредственное использование результатов [1,3] путем простого пересчета (1) ограничено ростом различия (между нейтральным атомом водорода и заряженным ионом) в зависимости вероятностей безызлучательного перехода от энергии сталкивающегося свободного электрона (см. сноску²). Из имеющихся данных можно видеть (на фигуре сплошные кривые соответствуют H, штриховые He^+ , точечные Li^{++}), что при сравнительно больших плотностях N_e существует (для данного одноэлектронного иона) область оптимальных температур, при которых абсолютная инверсность $N' = N'_n - N'_2$ (где $N'_n = N_n / \Omega_n$, Ω_n — статистический вес состояния иона с квантовым числом n) принимает наибольшее значение

¹ Здесь не учитывается тонкая структура, мало существенная для нижних уровней и исчезающая в результате взаимодействий на высоких уровнях водорода и одноэлектронных ионов.

² Такой пересчет сечений неверен вблизи пороговых значений энергии возбуждения [2]. Сечения безызлучательных переходов при столкновениях иона с электроном не стремятся к нулю при малом превышении пороговой энергии налетающего электрона, а принимают здесь максимальное значение.

ние. Важно подчеркнуть, что эти температуры достаточно высоки для использования (в отличие от водородной плазмы) также и сторонних источников электронов. Отметим также, что быстрый распад плазмы, приводящий к инверсной заселенности уровней, можно получить и принципиально другими методами, например изотермическим сжатием.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

Поступила 10 VI 1966

ЛИТЕРАТУРА

1. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. Отрицательное поглощение в неравновесной водородной плазме. Ж. эксперим. и теор. физ., 1963, т. 45, № 5.
2. Сб. Атомные и молекулярные процессы (под ред. Бейтса Д. Р.), Изд. «Мир», 1964.
3. Гудзенко Л. И., Колесников В. Н., Соболев Н. Н., Шелепин Л. А. Об использовании высокоионизованной плазмы для создания лазера. Магнитная гидродинамика, 1965, т. I, № 3.
4. Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. Усиление в рекомбинирующей плазме. Докл. АН СССР, 1965, т. 160, № 6.
5. Bates D. R., Kingston A. E. Properties of a decaying plasma. Planet. Space Sci., 1963, vol. 11, No 1.
6. McWhirter R. W. P., Hearn A. G. A calculation of the instantaneous population densities of the excited levels of hydrogen-like ions in a plasma. Proc. Phys. Soc., 1963, vol. 82, No 529.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ ПОКАЗАТЕЛЯ ПОЛИТРОПЫ ДЛЯ ПРОДУКТОВ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ

Ю. Н. Денисов, Я. К. Трошин

(Москва)

Предлагаемый метод определения величины показателя политропы γ для продуктов газовой детонации основан на определении отношения скоростей падающей и отраженной волн D_2/D_1 при столкновении двух детонационных волн друг с другом в условиях, когда можно пренебречь неоднородной структурой зоны химической реакции в падающей волне. Процесс столкновения двух таких квазиодномерных детонационных волн описывается решением задачи о столкновении детонационной волны с абсолютно жесткой стенкой, полученным в приближении сильной детонационной волны [1,2]. Это приближение в применении к газовой детонации, где отношение начального давления горючей газовой смеси к давлению в детонационной волне $p_0/p_1 \approx 0.05-0.2$, может дать существенную погрешность при определении величины γ . Поэтому выведем зависимость γ от D_2/D_1 без пренебрежения p_0 по сравнению с p_1 .

Запишем уравнения сохранения массы, количества движения, условие Жуке для падающей детонационной волны

$$\rho_0 D_1 = \rho_1 (D_1 - u_1), \quad p_1 - p_0 = \rho_0 D_1 u_1$$

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{\gamma_1 + 1 - p_0/p_1}{\gamma_1} \quad (1)$$

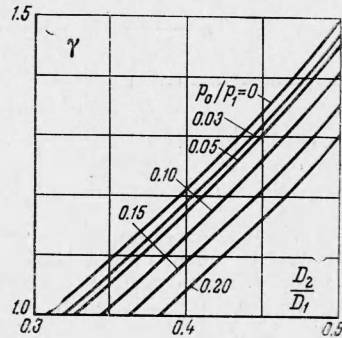
Для отраженной ударной волны (предполагая, что $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma$) из законов сохранения массы, количества движения и энергии, имеем

$$\rho_2 D_2 = \rho_1 (D_2 + u_1), \quad p_2 - p_1 = \rho_1 (D_2 + u_1) u_1$$

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{p_1(\gamma - 1) + p_2(\gamma + 1)}{p_1(\gamma + 1) + p_2(\gamma - 1)} \quad (2)$$

Здесь ρ и u — соответственно плотность и массовая скорость, индексы 0, 1, 2, относятся соответственно к состояниям газа: в исходной смеси, в падающей и в отраженной волнах. Из (1) и (2), пользуясь заменами

$$d = \frac{D_2}{D_1} + 1, \quad \xi = \frac{\gamma + 1}{\gamma}, \quad \pi = \frac{p_0}{p_1} \quad (3)$$



Фиг. 1. График зависимости γ от D_2/D_1