

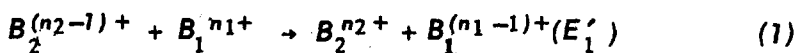
ОБ УСИЛЕНИИ КОРОТКОВОЛНОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ПЛАЗМЕ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин

Для сред, эффективно усиливающих в вакуумном ультрафиолетовом или мягком рентгеновском диапазоне, требования к абсолютной инверсии заселенности уровней намного выше, чем в видимом спектре. Это вызвано ослаблением отражения от "зеркал" и падением отношения вероятностей индуцированного и спонтанного переходов. Говоря об использовании в качестве такой среды плазмы, надо упомянуть о заметках [1,2]. В [1] рассматривалась импульсная рекомбинация ядер в многозарядные водородоподобные ионы; в [2] обсуждались условия, создаваемые перезарядкой ионов, проходящих через специально подобранное вещество. Основная трудность методики, обсуждаемой в [1], состоит в необходимости быстрого обрыва греющего поля, ибо времена релаксации плотной плазмы многозарядных водородоподобных ионов весьма малы. В схеме, предложенной Смирновым в [2], малость времен релаксации иона также приводит к технической проблеме: здесь с ними должно конкурировать время прохождения иона через вещество. Кроме того, в чисто ионном пучке не удастся получить достаточно высокой плотности; в плазменном же пучке многозарядных ионов высокая температура свободных электронов быстро приводит к ионизации "перезаряжающего" вещества и к торможению пучка.

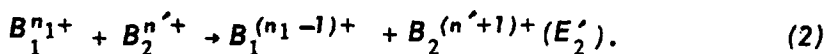
В отличие от схем охлаждения [1] и пучковой [2] обсудим условия, возникающие при быстром нагреве плазмы двух химических элементов. За время Δt действия греющего поля атомы B_1 и B_2 существенно ионизируются до ионов различных кратностей n_1 и n_2 . Обозначим через E_1 энергию ионизации $(n_1 - 1)$ -кратного иона $B_1^{(n_1-1)+}$, E_2 — энергию ионизации $(n_2 - 1)$ -кратного иона $B_2^{(n_2-1)+}$; пусть $E_1 > E_2$. Значения E_1 и E_2 помимо Δt и напряженности греющего поля существенно зависят от структуры внешних электронных оболочек B_1 и B_2 , величина $E_1 - E_2$ может быть весьма большой. Выделим две удобные для данной задачи ситуации: 1) у иона $B_1^{(n_1-1)+}$ имеется уровень с энергией ионизации E_1' , $E_1' \approx E_2$; 2) у иона $B_2^{n_2+}$ есть внутренний электрон, энергия связи которого с ионом E_2' , $E_2' \approx E_1$.

При достаточной малости $|E_1' - E_2|$ и высокой плотности ионов $B_2^{(n_2-1)+}$ в основном состоянии перезарядка



приведет к селективному заселению уровня (E_1') иона $B_1^{(n_1-1)+}$. Проведенные на ЭВМ ФИАН расчеты релаксации плазмы водорода, водородоподобных ионов, гелия и лития указывают на значительное облегчение условий существенной инверсности с ростом числа "каналов релаксации". Это позволяет ожидать в ситуации (1) усиления на ионах $B_1^{(n_1-1)+}$. С точки зрения анализа релаксации, ситуация (1) близка к приведенной в [2]; только расчет для плазмы конкретного химического состава позволит ответить, насколько вредно заполнение уровней иона $B_1^{(n_1-1)+}$, получающееся при ионизации в греющем поле.

Особый интерес представляет ситуация, когда при достаточной малости дефекта энергии ΔE ($\Delta E \approx |E_1 - E_2'|$)* и высокой концентрации N ионов $B_1^{n_1+}$ в основном состоянии идет интенсивная перезарядка:



Ионы $B_2^{(n_2'+1)+}(E_2')$, лишенные помимо n' внешних электронов одного внутреннего, практически не образуются в ходе непосредственной ионизации электронными ударами; очевидно, то же верно и для релаксационно близких состояний этого иона. Максимум сечения перезарядки σ соответствует скоростям v тяжелых частиц [3]: $v = v_m(\Delta E)$, $v_m(\Delta E) \approx (\alpha/h)(\Delta E)$, $\alpha = 7 \cdot 10^{-8}$ см; значениям $\Delta E \approx 10^{-2} + 10^{-1}$ эв соответствуют сравнительно невысокие скорости $v \sim 10^5 + 10^6$ см/сек. Величина σ быстро падает с ростом $|v - v_m(\Delta E)|$, поэтому практически нереально, чтобы сечения перезарядки оказались резонансными сразу для двух переходов. При скоростях, несколько меньших $v_m(\Delta E)$ ($v \approx v_m/3$), можно написать $\sigma = \pi R_0^2$, $R_0 \approx (4\gamma/\pi)(mv^2e^2/(\Delta E)^2)$, где $\gamma = (E_1/R_y)^{1/2}$, m и e — масса и заряд электрона. Для вероятности перезарядки $A = \langle v\sigma \rangle N$ при выписанных значениях параметров и $N \sim 10^{16} + 10^{18}$ см⁻³ имеем $A_\sigma \sim 10^7 + 10^9$ сек⁻¹; эти значения успешно конкурируют с вероятностями радиационных и безызлучательных

переходов в ионе. Оценки показывают, что коэффициент усиления на 1 см пути фотонов в плазме

$$\kappa_{mp} = \frac{\lambda_{mp}^2}{4\Gamma_{mp}} A_{mp} \left(\frac{N_p}{g_p} - \frac{N_m}{g_m} \right)$$

(g_k — статистический вес состояния), в принципе достаточен для создания генератора в мягком рентгеновском диапазоне; роль уменьшения длины волны λ_{mp} по сравнению с лазерами полностью компенсируется высокой вероятностью A_{mp} спонтанного излучения и возможными в обсуждаемой задаче значениями плотности N_p заселения уровней **.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
22 января 1968 г.

Литература

- [1] Б.Ф.Гордиец, Л.И.Гудзенко, Л.А.Шелепин. ПМТФ, 1, 115, 1966.
- [2] Е.М.Смирнов. Письма ЖЭТФ, 6, 565, 1967.
- [3] Дж.Хастед. Физика атомных столкновений. Изд. Мир, 1965.

* Дефект энергии определяется не только его значением при большом удалении, но также кулоновским и поляризационным взаимодействием ионов.

** Значения ширины спектральной линии Γ_{mp} до весьма больших плотностей плазмы практически не зависят от концентрации свободных электронов, так как сечения "столкновительных" переходов внешнего электрона многозарядного иона B^{n+} быстро падают с ростом n ; еще меньше эти сечения для внутренних электронов иона.