

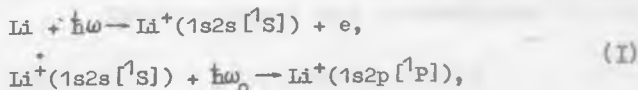
О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ СВЕРХСВЕТИМОСТИ В ИОНАХ Li II

И. Л. Бейтман, И. М. Гайсинский

УДК 621.373.826

Аналитически получены оценки, указывающие на возможность использования рентгеновского излучения лазерной плазмы в качестве источника накачки, что позволяет в ионах Li II получить активную среду с общим коэффициентом усиления, большим единицы, на переходе $1s2p [^1P] \rightarrow 1s^2$ с $\lambda \sim 200 \text{ \AA}$.

1. Возможность создания инверсной среды в вакуумной ультрафиолетовой и мягкой рентгеновской областях спектра с помощью фотоионизации внутренних оболочек нейтральных атомов рассматривалась в ряде работ [1-3]. В данной статье мы оценили возможность создания инверсной населенности с помощью двухступенчатого процесса



где $\hbar\omega$ - ионизирующий фотон, $\hbar\omega_0$ - фотон с длиной волны перехода $1s2s [^1S] \rightarrow 1s2p [^1P]$.

Поскольку состояние $1s2s [^1S]$ метастабильно, имеется возможность накопить ионы Li^+ в этом состоянии, а затем с помощью короткого лазерного импульса перевести их на уровень $1s2p [^1P]$.

2. Коэффициент усиления для перехода $1s2p [^1P] \rightarrow 1s^2$ можно записать в виде:

$$k = (\lambda^2 A / 4\sqrt{\pi} \Delta\omega_D) N_p \Gamma, \quad (2)$$

где $\lambda = 200 \text{ \AA}$ - длина волны перехода, $A = 2,6 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$ - его вероятность, $\Delta\omega_D$ - доплеровская полуширина линии, N_p - кон-

концентрация ионов на уровне $1s2p$ [$1P$], $\Gamma = I - \epsilon_p N_1 / \epsilon_1 N_p$, (индексом I отмечено основное состояние $Li^+(1s^2)$). Принимая температуру атомов $Li \sim 1000$ К, из (2) получим

$$k = 2,6 \cdot 10^{-14} N_p \Gamma \text{ см}^{-1}. \quad (3)$$

Для определения N_p необходимо в соответствии со схемой (I) оценить возможную концентрацию ионов N_s в состояниях $1s2s$. Время накопления ионов на этих уровнях τ_H определяется скоростью перехода $2s \rightarrow 2p$ из-за столкновений с электронами. Очевидно, что должно выполняться условие:

$$\tau_H < \frac{1}{N_e \langle v\sigma(2s \rightarrow 2p) \rangle},$$

где N_e - плотность свободных электронов, $\langle v\sigma \rangle \sim 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$ - скорость перехода /4/. Обозначим Φ_ν [фотон/см²с] поток квантов внешнего ионизирующего излучения с энергией $\hbar\omega > 65$ эВ. По порядку величины сечение фотоионизации из К-оболочки лития $\sigma_i \sim 10^{-18} \text{ см}^2$. Тогда количество вакансий N_s , которые можно создать за время существования инверсии τ , равно $N_s = N_{Li} \Phi_\nu \sigma_i \tau$ (N_{Li} - плотность нейтральных атомов Li).

В дальнейшем мы будем полагать, что импульс излучения $\hbar\omega_0$ достаточно мощный. Тогда можно считать, что за время, меньшее времени радиационного распада уровня $1s2p$, устанавливается населенность $N_p = \beta_2 N_s$. Нетрудно видеть, что за время τ на уровне $1s^2$ накапливаются ионы с концентрацией

$$N_1 \approx N_{Li} N_s \langle v\sigma \rangle \Phi_\nu \sigma_i \tau^2 \left\{ 1 + \frac{\langle v\sigma_e \rangle}{\langle v\sigma \rangle} \frac{1}{\Phi_\nu \sigma_i \tau} \right\}, \quad (4)$$

где $\langle v\sigma_e \rangle$ - скорость ионизации нейтральных атомов Li электронным ударом. Рассмотрим сначала случай, когда вторым членом в (4) можно пренебречь, тогда $\Gamma > 0$, если $\tau \leq \beta_2 \tau_H$. Учитывая, что плотность электронов N_e пропорциональна количеству вакансий $N_s = \beta_1 N_e$, максимально возможная концентрация N_s при заданном потоке Φ_ν и плотности N_{Li} равна:

$$N_s = [\beta_1 \beta_2 N_{Li} \Phi_\nu \sigma_i / \langle v\sigma(2s \rightarrow 2p) \rangle]^{1/2}. \quad (5)$$

При длине активной зоны L для полного коэффициента усиления kL находим:

$$kL \approx 6,4 \cdot 10^{-4} \beta_1^{1/2} \beta_2^{3/2} \Gamma [N_{Li}/10^{16}]^{1/2} [\Phi_\nu/\Phi_0]^{1/2} L, \quad (6)$$

где $\Phi_0 = 0,6 \cdot 10^{17}$ фотон/см²с. Величина потока Φ_0 соответствует плотности потока энергии I Вт/см² при энергии квантов ~ 100 эВ. Выражение (6) справедливо, если ионизация нейтрального лития электронами незначительна, т.е.

$$\frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} \geq 10^{11} (\beta_1 \beta_2)^{-1} \left[\frac{\langle \nu \sigma_e \rangle}{\langle \nu \sigma \rangle} \right]^2 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right] \approx 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]. \quad (7)$$

Для случая малых потоков, когда условие (7) не выполняется, время существования инверсии $\tau \ll (\beta_1 \beta_2 / N_{Li} \langle \nu \sigma_e \rangle)$. Полный коэффициент усиления kL при этом равен (мы принимаем $\langle \nu \sigma_e \rangle \sim 3 \cdot 10^{-8}$ см³/с):

$$kL \approx 2,6 \cdot 10^{-14} \beta_1 \beta_2^2 \Gamma \frac{\Phi_\nu \bar{\sigma}_i}{\langle \nu \sigma_e \rangle} L \approx 5,2 \cdot 10^{-8} \beta_1 \beta_2^2 \Gamma \left[\frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} \right] L. \quad (8)$$

3. Рассмотрим случай, когда ионизирующее излучение (накачка) распространяется вдоль направления усиления. Тогда величина L определяется длиной пробега кванта, т.е. $L \sim (N_{Li} \bar{\sigma}_i)^{-1}$. При этом для полного коэффициента усиления получаем:

$$kL \approx \begin{cases} 6 \cdot 10^{-2} \beta_1^{1/2} \beta_2^{3/2} \Gamma \left[\frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} \right]^{1/2} \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]^{-1/2} & \text{при } \frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} > 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right], \\ 5 \cdot 10^{-6} \beta_1 \beta_2^2 \Gamma \left[\frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} \right] \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]^{-1} & \text{при } \frac{\Phi_\nu}{\Phi_0} < 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]. \end{cases} \quad (9)$$

Мы будем рассматривать область плотностей $N_{Li} < 10^{18}$ см⁻³ (температура паров $Li < 1000$ К). При этом относительная концентрация Li_2 не превышает 10% /5/, что позволяет не учитывать вклад молекулярных процессов.

*) Если время существования инверсии $\tau_H \ll L/c$, то мы получаем как бы бегущую активную зону, движущуюся вместе с передним фронтом ионизирующего излучения. Так как длина пробега ионизирующих квантов много больше длины зоны инверсии, скорость распространения активной зоны в пределах длины пробега равна c .

Если $\Phi_0 \geq 10^9$ Вт/см², то уже при $N_{Li} \sim 10^{16}$ см⁻³, $L \sim 100$ см, $kL > 10$ (мы приняли фактор $\beta_1^{1/2} \beta_2^{3/2} \Gamma \sim 10^{-2}$). Во всяком случае, поскольку трудно иметь длину $L > 10$ см и, соответственно, плотность $N_{Li} < 10^{15}$ см⁻³, для того, чтобы $kL > 1$ (при факторе $\beta_1 \beta_2^2 \Gamma \sim 10^{-3} + 10^{-2}$), необходимо $\Phi_0 > 10^6 + 10^7$ Вт/см² ($10^{23} + 10^{24}$ фотон/см²с). Согласно /6/, например, накопитель ВЭШ-2М дает $10^{23} - 10^{24}$ фотон/см²с.ср в телесном угле $\sim 10^{-6}$ ср, что примерно в 10^6 раз меньше требуемого.

Другая возможность состоит в использовании лазерной плазмы с параболическим фокусирующим зеркалом. По оценкам /7/ мощность мягкого рентгеновского излучения может составлять $\Phi_L \sim 10^{12}$ Вт/см² при диаметре плазмы $l_p \sim 10^{-2}$ см. Для излучения с энергией кванта ~ 100 эВ можно использовать параболоид с отношением диаметра к фокусу $d/F \sim 0,5$. Например, при $N_{Li} \sim 10^{16}$ см⁻³, $d \sim 1$ см, $L \sim 10^2$ см имеем плотность энергии в пучке $\sim 0,5 \cdot 10^7$ Вт/см² ($\sim 2 \cdot 10^{23}$ фотон/см²с) в требуемый телесный угол Σ , что в принципе достаточно для удовлетворения условия $kL > 1$.

4. В случае поперечной накачки длина активной зоны ограничена временем существования инверсии:

$$L \leq \tau = \begin{cases} 1,2 \cdot 10^6 (\beta_1 \beta_2)^{1/2} \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]^{-1/2} \left[\frac{\Phi_0}{\Phi_0} \right]^{-1/2} & \text{при } \frac{\Phi_0}{\Phi_0} > 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right], \\ 10^2 \beta_1 \beta_2 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]^{-1} & \text{при } \frac{\Phi_0}{\Phi_0} < 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]. \end{cases}$$

При этом для полного коэффициента усиления соответственно получаем:

$$kL = \begin{cases} 10^3 \beta_1 \beta_2^2 \Gamma & \text{при } \frac{\Phi_0}{\Phi_0} > 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right], \\ 5 \cdot 10^{-6} \beta_1^2 \beta_2^3 \Gamma \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]^{-1} & \text{при } \frac{\Phi_0}{\Phi_0} < 10^9 \left[\frac{N_{Li}}{10^{16}} \right]. \end{cases}$$

*) При этом степень ионизации $Li \sim 10^{-4} + 10^{-3}$, что приводит к поглощению около 10^{-2} Дж за время $\sim 3 \cdot 10^{-9}$ с.

Рассмотрим теперь в качестве источника накачки лазерную плазму без дополнительной фокусировки ^{ж)}. Тогда, очевидно, по порядку величины $\Phi_{\nu} = \Phi_L (1_n/L)^2$. Нетрудно видеть, что оптимальной является ситуация, когда $\Phi_{\nu}/\Phi_0 > 10^9 [N_{Li}/10^{16}]$ т.е. $L \sim 0,6 \times (N_{Li}/10^{16})^{-1/2}$ см. При этом $kL \sim 2+20$. Фокусировка практически ничего не дает.

5. Оценим теперь необходимую интенсивность дополнительного излучения с энергией квантов $h\nu_0$ ($\lambda = 9728 \text{ \AA}$). Легко видеть, что вероятность перехода $1s2s[{}^1S] \rightarrow 1s2p[{}^1P]$ в поле излучения с потоком Φ дается соотношением

$$w = \frac{\lambda^2}{4\pi^2} \frac{g({}^1P)}{g({}^1S)} \frac{A}{\Delta\omega_D} \frac{\Phi}{h\nu_0} \approx 6 \cdot 10^5 \left(\Phi \left[\frac{\text{Вт}}{\text{см}^2} \right] \right) s^{-1}$$

где $A = 5 \cdot 10^6 s^{-1}$ - вероятность спонтанного перехода. Так как требуется, чтобы время перехода было существенно меньше времени существования инверсии τ_i , то должно быть $\Phi [\text{Вт}/\text{см}^2] > 10^{-5} \tau_i^{-1}$, т.е. $\Phi > 10^5 + 10^6 \text{ Вт}/\text{см}^2$. Таким образом, использование в качестве источника накачки рентгеновского излучения лазерной плазмы в принципе позволяет получить усиление $kL > 1$ на переходе с $\lambda \sim 200 \text{ \AA}$ в ионах LiII.

^{ж)} Может оказаться, что лазерную плазму трудно образовать в паре Li. Одна из возможностей состоит в испарении Li непосредственно перед образованием лазерной плазмы в виде пучка нейтральных атомов.

Поступила в редакцию
28 февраля 1979 г.

Л и т е р а т у р а

1. D. J. Nagel, Physica Pennica, 2, 381 (1974).
2. D. J. Nagel, Physica Pennica, 2, suppl. F1, 381 (1974).
3. B. Lax, A. H. Guenther, Laser Interaction and Related Plasma Phenomena, Plenum publ. Corp. 3, 859 (1973).

4. Л. А. Вайнштейн, И. И. Собельман, Е. А. Юков, Сечения возбуждения атомов и ионов электронами, М., "Наука", 1973 г.
5. А. Н. Несмеянов, Давление пара химических элементов, изд. АН СССР, 1961 г.
6. Г. Н. Кулипанов, А. Н. Скринский, УФН, 122, 369 (1977).
7. V. A. Moiko, A. Ya. Faenov, S. A. Pikus, J.Q.S.R.T., 19, 11 (1978).