

Такое поведение обусловлено тем, что в рассматриваемой «одетой» двухуровневой системе возбуждаются четыре стационарных колебания: два с частотой ω_L и два с частотами $\omega_L \pm \Omega$. Им соответствуют различные величины затухания — $0, \gamma, \Gamma, \Gamma$. При этом γ определяется шумовым излучением на частотах $\omega_L \pm \Omega$, а Γ — еще и на частоте ω_L . Соответственно при указанных условиях в спектре флуоресценции ширины сателлитов могут существенно различаться и спектр флуоресценции может претерпевать качественные изменения в зависимости от параметров сильного и шумового полей.

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Bloch F. // Phys. Rev. 1956. 102. P. 104; 1957. 105. P. 1205. [2] Бонч-Бруевич А. М., Вартамян Г. А., Храмов В. В. // ЖЭТФ. 1970. 78. С. 538. [3] Carlsten J. L., Szöke A., Rauber M. G. // Phys. Rev. 1977. A15. P. 1029. [4] Апанасевич П. А. Основы теории взаимодействия света с веществом. Минск. 1977. [5] Mollow B. R. // Phys. Rev. 1969. 188. P. 1969. [6] Burnett K., Cooper J., Kleiber P. D., Ben-Reuven A. // Phys. Rev. 1982. A25. P. 1345. [7] Пестов Э. Г. // Квант. электроника. 1986. 13. С. 247. [8] Виноградов А. В. // Журн. прикл. спектр. 1987. 47. С. 983. [9] Гришанин Б. А. // ЖЭТФ. 1983. 85. С. 447. [10] Эзекиль Ш., Ву Ф. Ю. // Квант. электроника. 1978. 5. 1721. [11] Глаубер Р. // Квантовая оптика и квантовая радиопизика. М., 1966. С. 91. [12] Стриганов А. Р., Одинцова Г. А. Спектры линий атомов и ионов. М., 1982.

Поступила в редакцию
21.09.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35. № 3

УДК 535.3

О ПЛАЗМЕННОМ ГАММА-ЛАЗЕРЕ

А. В. Андреев

(кафедра общей физики и волновых процессов)

Обсуждается возможность генерации когерентного гамма-излучения в нестационарной лазерной плазме, где излучение плазмы осуществляет резонансную переброску ядер с долгоживущего уровня на верхний изомерный уровень активного гамма-перехода. Проведенные оценки показывают, что в режиме квазистационарной генерации указанная схема предъявляет непротиворечивые требования как к параметрам плазмы, так и к параметрам ядерных переходов.

1. Введение

Настоящая статья посвящена теоретическому исследованию особенностей излучения гамма-квантов изомерными ядрами в высокотемпературной лазерной плазме. Динамика гамма-распада ядер в плазме приобретает существенно новые черты, когда спектр излучения плазмы перекрывает разность энергий между населенным изомерным уровнем и хотя бы одним из ниже- или вышележащих короткоживущих уровней. При этом рентгеновское излучение плазмы может выступать как излучение накачки для генерации гамма-излучения на смежном переходе, оно может усиливаться на резонансных переходах ядер или эффективно управлять спектрами и динамикой распада ядер, находящихся в метастабильном состоянии.

В теории генерации когерентного гамма-излучения подавляющее большинство схем основывается на рассмотрении мессбауэровского излучения в кристаллах (см., напр., обзоры [1, 2]). Предложения, ос-

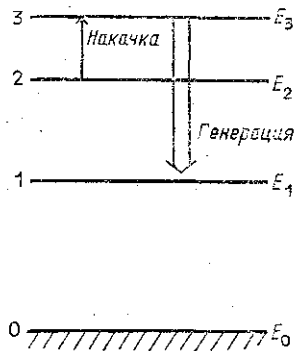
нованные на использовании немёсбауэровских переходов ядер, немногочисленны [3—5]. На наш взгляд, причина этого состоит в том, что, как правило, все схемы основываются на рассмотрении переходов между первым возбужденным изомерным уровнем и основным, т. е. эти схемы являются двухуровневыми. В этом случае возникают противоречивые требования: с одной стороны, для получения умеренных потоков накачки возбужденный уровень должен быть как можно более долгоживущим. С другой стороны, это приводит к уменьшению естественной ширины линии по отношению к доплеровской, а следовательно, к росту пороговых значений плотности инверсии.

Исследования трех- и более многоуровневых схем гамма-генерации, на которых основано действие подавляющего большинства существующих лазеров оптического диапазона, гораздо менее обширны. Они исчерпываются следующими схемами: ядерный раман-эффект [6, 7], требующий для накачки гамма-квантов с энергией 1—10 МэВ; ВКР на близкорасположенных ядерных уровнях с использованием оптической лазерной подсветки [8, 9]; столкновительное возбуждение верхнего лазерного уровня с близкорасположенного долгоживущего изомерного уровня [10]. К этим схемам можно также отнести ряд спорных предложений с использованием долгоживущего верхнего и короткоживущего нижнего уровня [11—14]. В настоящей статье будет дан общий анализ многоуровневых схем, который показывает, что существуют непротиворечивые условия, позволяющие надеяться на реализацию плазменного гамма-лазера.

2. Общая схема

Несомненным достоинством схем плазменных рентгеновских лазеров [15] по сравнению с твердотельными вариантами является то обстоятельство, что в высокоионизованной плазме отсутствует фотопоглощение, поскольку ионизованы все электроны с уровней, лежащих выше уровней лазерного перехода. В этом случае характерное время взаимодействия резонансного излучения с активной средой определяется не длиной фотопоглощения, а длиной среды L , которая может достигать нескольких сантиметров, т. е. на два порядка превосходить длину фотопоглощения $L_{рф}$. Таким образом, критическая плотность инверсии уменьшается пропорционально $L/L_{рф}$. Однако в результате доплеровского уширения критическая плотность возрастает пропорционально $\Delta\omega_D/\Delta\omega_0$, где $\Delta\omega_D$ — доплеровская ширина линии, а $\Delta\omega_0$ — естественная.

Обсудим особенности генерации гамма-излучения на ядрах со структурой уровней, изображенной на рисунке. Пусть уровень 2 является долгоживущим изомерным уровнем. Будем считать, что активные ядра внедряются в мишень, из которой затем создается плазма с активными ядрами на этом уровне, или же они возбуждаются тем или иным способом на этот уровень до момента создания плазмы. В зависимости от способа приготовления мишени время жизни этого уровня может быть либо (10^{-3} —1) с, либо составляет несколько часов или дней. Гамма-генерация предполагается между уровнями 3 (верхней рабочий уровень) и 1 (нижний рабочий уровень), оба они являются короткоживущими.



В рамках такой схемы накачка является двухступенчатой: сначала мы за длительное время проводим аккумуляцию частиц на уровень 2, а затем осуществляем быструю переброску на верхний рабочий уровень за счет излучения плазмы. Уровень 3 выбирается короткоживущим по двум основным причинам. Во-первых, для эффективной переброски частиц с уровня 2 на уровень 3 один из них должен быть достаточно широким, а во-вторых, поскольку в плазме имеется большое неоднородное уширение уровней, то не имеет смысла увеличивать отношение $\Delta\omega_D/\Delta\omega_0$. Уровень 1 также должен быть короткоживущим. Дело в том, что нереально ожидать создания инверсии между уровнями 3 и 1 за времена, меньшие времени жизни уровня 3, который мы выбрали короткоживущим. Следовательно, можно рассчитывать лишь на квазистационарные схемы. Для создания инверсии в квазистационарных схемах уровень 1 должен быстро опустошаться.

3. Пороговые значения параметров накачки

Оценим пороговые значения параметров накачки для схемы, изображенной на рисунке.

а) Пороговая плотность инверсии. Начнем с оценки требуемых значений плотности инверсии изомера $\Delta N/V$. Пороговое условие генерации имеет хорошо известный вид

$$\mu_0 L > 1, \quad (1)$$

где L — длина среды (как мы отмечали выше, в плазме фотопоглощение отсутствует), а μ_0 — резонансный коэффициент усиления:

$$\mu_0 = \frac{\lambda^2}{4\pi} \frac{\Delta N}{V} \frac{\Delta\omega_0}{\Delta\omega_{in}}, \quad (2)$$

$\Delta\omega_0$ — естественная ширина линии, $\Delta\omega_{in}$ — неоднородная. Полагая, что активный объем плазмы имеет длину порядка нескольких сантиметров, будем считать, что пороговое значение коэффициента усиления составляет величину порядка нескольких обратных сантиметров: $\mu_0|_{th} = (1-3) \text{ см}^{-1}$. Тогда из (2) получим

$$\frac{\Delta N}{V} \Big|_{th} = \frac{10^{15}}{\lambda^2 (\text{нм})} \frac{\Delta\omega_{in}}{\Delta\omega_0}. \quad (3)$$

В диапазоне $\lambda=0,1-1 \text{ нм}$ основным механизмом неоднородного уширения в плазме является доплеровское уширение

$$\Delta\omega_D = \omega \frac{v_i}{c} = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\frac{3kT}{M}}, \quad (4)$$

где T — температура ионов плазмы, M — их масса. Полагая $M=100 m_p$, из (4) получим

$$\Delta\omega_D (\text{Гц}) = 10^{13} \frac{\sqrt{kT (\text{эВ})}}{\lambda (\text{нм})}. \quad (5)$$

Следовательно, при $T_1=10^{-12} \text{ с}$ из (3) получим

$$\frac{\Delta N}{V} \Big|_{th} = 10^{15} \frac{\sqrt{kT (\text{эВ})}}{\lambda^3 (\text{нм})}. \quad (6)$$

Таким образом, при $kT=1 \text{ кэВ}$ и $\lambda=0,625 \text{ \AA}$ ($\hbar\omega=20 \text{ кэВ}$) получаем

$$\frac{\Delta N}{V} \Big|_{th} = 10^{20} \text{ см}^{-3}.$$

б) Пороговая энергия накачки. Значение пороговой плотности скорости накачки определяется выражением

$$\Phi_{th} = \frac{\Delta N}{V} \frac{1}{T_1}. \quad (7)$$

Из (3), (5) получим

$$\Phi_{th} (\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}) = 10^{27} \frac{\sqrt{kT} (\text{эВ})}{\lambda^3 (\text{нм})}. \quad (8)$$

Пороговая плотность энергии накачки определяется выражением

$$w_{th} = \hbar \omega_p \Delta N / V, \quad (9)$$

где $\hbar \omega_p$ — энергия кванта накачки, резонансного перехода $2 \rightarrow 3$. Полагая $\hbar \omega_p = 10$ кэВ, получаем

$$w_{th} (\text{Дж} \cdot \text{см}^{-3}) = \frac{\sqrt{kT} (\text{эВ})}{\lambda^3 (\text{нм})}. \quad (10)$$

При $kT = 1 - 10$ кэВ и $\hbar \omega_p = 10 - 20$ кэВ

$$w_{th} \approx 10^5 \text{ Дж} \cdot \text{см}^{-3}. \quad (11)$$

Если активный объем имеет вид цилиндра длиной 1 см и диаметром 10 мкм, то пороговая энергия накачки имеет значение

$$W_{th} = w_{th} V = 10^{-1} \text{ Дж}. \quad (12)$$

в) Скорость накачки. Из формул (9) — (11) следует, что пороговые значения энергии и энерговклада имеют вполне реалистичные значения, легко достижимые в лазерной плазме, создаваемой лазерами умеренной интенсивности. Оценим возможности реализации пороговой плотности скорости накачки. Пусть $kT = 1$ кэВ и $\lambda = 0,025$ нм, тогда

$$\Phi_{th} = 10^{32} \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}. \quad (13)$$

При плотности ионов в плазме $N/V \approx 10^{22} \text{ см}^{-3}$ скорость излучения накачки должна быть порядка 10^{10} с^{-1} . В режиме охлаждающейся плазмы эта скорость определяется скоростью рекомбинации $T_{\text{rec}} \ll 0,1$ нс, что также имеет вполне достижимые значения.

г) Сечение возбуждения. Оценим основные требования, предъявляемые к схеме, показанной на рисунке, с точки зрения создания инверсии населенностей. Рассмотрим случай, когда генерация носит квазистационарный характер, и воспользуемся скоростными уравнениями. Пусть T_{31} — время радиационного спонтанного перехода $3 \rightarrow 1$, а T_{10} — перехода $1 \rightarrow 0$. Будем считать, что уровень 2 связан радиационно с уровнем 3 относительно разрешенным переходом, а с уровнем 1 — более запрещенным, так что выполняется условие $T_{32} < T_{21}$. Тогда скоростные уравнения можно записать в виде

$$dN_3/dt = -N_3/T_{31} + N_2/\tau_p, \quad (14)$$

$$dN_1/dt = -N_1/T_{10} + N_3/T_{31},$$

где $1/\tau_p$ — скорость накачки уровня 3 излучением плазмы, резонансным переходу $2 \rightarrow 3$. В стационарном случае $dN_3/dt = dN_1/dt = 0$. Тогда из условия существования инверсии

$$N_3 > \frac{g_3}{g_1} N_1, \quad (15)$$

где g_i — статистический вес уровня i , несложно получить

$$T_{31} > \frac{g_3}{g_1} T_{10}. \quad (16)$$

Как и следовало ожидать, в квазистационарном случае скорость опустошения нижнего уровня должна быть выше скорости распада верхнего. Из (15) следует также условие на скорость накачки. Оно имеет вид

$$\frac{N_3}{\tau_p} > \frac{g_3}{g_1} \frac{N_3}{T_{31}}, \quad (17)$$

его можно переписать в виде

$$\frac{1}{\tau_p} > \frac{N_1}{N_2} \frac{g_3}{g_1} \frac{1}{T_{31}}.$$

Поскольку в квазистационарном случае возможно $N_{1,3} \ll N_2$, то это условие, как мы видим, не является жестким. Действительно, для двухуровневой системы $1/\tau_p$ в (14) определяется выражением

$$\frac{1}{\tau_p} > \frac{3\pi}{2} \frac{1}{\Gamma T_1} \frac{I}{\hbar \omega_p}, \quad (18)$$

где I — интенсивность поля накачки, T_1 — время спонтанного перехода $3 \rightarrow 2$, Γ — ширина указанного перехода. Вводя $L_p = \tau_p c$ (c — скорость света), выражение (18) можно переписать в виде

$$1/L_p = \sigma n_p, \quad (19)$$

где n_p — плотность квантов накачки, σ — сечение резонансного перехода — имеет хорошо известный вид:

$$\sigma = \frac{3\lambda^2}{4\pi} \frac{1}{\Gamma T_1}.$$

Полагая снова, что $\Gamma = \Delta\omega_D$ и $T_{32} = 10^{-10}$ с, для σ получим

$$\sigma \text{ (см}^2\text{)} = 2 \cdot 10^{-18} \frac{\lambda^3 \text{ (нм)}}{\sqrt{\hbar T \text{ (эВ)}}}.$$

4. Возможные переходы

Чтобы проиллюстрировать не только теоретическую, но и практическую значимость предлагаемой схемы, покажем, что обсуждавшаяся выше структура уровней встречается в реальных ядерных переходах. Примерами служат ядра ${}^{77}\text{Ir}^{191}$, ${}^{75}\text{Re}^{188}$, ${}^{83}\text{Eu}^{152}$. В ядре ${}^{77}\text{Ir}^{191}$ изомерный уровень с энергией 171,3 кэВ имеет время жизни $T_1 = 4,94$ с. Для резонансного возбуждения уровня $E_3 = 178,9$ кэВ требуется рентгеновское излучение с энергией $\hbar\omega_p = 7,6$ кэВ. В качестве рабочего перехода можно рассматривать переход $M1$ с уровня $E_3 = 178,9$ кэВ на уровень $E_1^{(1)} = 129,4$ кэВ, дающий гамма-кванты с энергией $\hbar\omega^{(1)} = 49,5$ кэВ. С уровня $E_3 = 178,9$ кэВ разрешенным является также и более коротковолновый переход на уровень $E_1^{(2)} = 82,3$ кэВ, приводящий к испусканию гамма-квантов с энергией $\hbar\omega^{(2)} = 96,6$ кэВ, однако он требует более высоких плотностей изомера.

Изомерный уровень ядра ${}^{75}\text{Re}^{188}$ с энергией $E_2 = 172,1$ кэВ имеет время жизни $T_1 = 18,6$ мин. Резонансная накачка уровня $E_3 = 182,7$ кэВ может осуществляться рентгеновским излучением с энергией $\hbar\omega_p =$

$\approx 10,6$ кэВ. В качестве рабочих переходов могут рассматриваться переходы с уровня $E_3=182,7$ кэВ на уровень $E_1^{(1)}=169,4$ кэВ или на уровень $E_1^{(2)}=156$ кэВ. В первом случае можно получить генерацию излучения с энергией $\hbar\omega^{(1)}=13,3$ кэВ, а во втором — $\hbar\omega^{(2)}=26,7$ кэВ.

Изомерный уровень ядра ${}_{63}\text{Eu}^{152}$ с энергией $E_2=147,8$ кэВ имеет время жизни $T_1=96$ мин. С него резонансно могут быть возбуждены уровни с энергией $E_3=148,7$ кэВ и $E_3=150,7$ кэВ. В первом случае для накачки необходимо иметь рентгеновское излучение с энергией $\hbar\omega_p^{(1)}=0,9$ кэВ, а во втором — $\hbar\omega_p^{(2)}=2,9$ кэВ.

Заключение

Проведенный выше анализ показал, что схема генерации когерентного немёссбауэровского излучения в плазме с подкачкой ядер на верхний изомерный уровень рентгеновским излучением нестационарной лазерной плазмы предьявляет непротиворечивые требования как к параметрам плазмы, так и к параметрам ядерных переходов. Оценены пороговые значения плотности инверсии, скорости и энергии накачки, требуемого энергозклада. Показано, что получающиеся величины указанных пороговых значений могут быть реализованы в рекомбинирующей лазерной плазме со скоростью рекомбинации 10^{10} с^{-1} .

ЛИТЕРАТУРА

- [1] Baldwin G. C., Solem J. C., Goldanskii V. I. // *Rev. Mod. Phys.* 1981. 53. P. 687. [2] Высоцкий В. И., Кузьмин Р. Н. *Гамма-лазеры*. М., 1989. [3] Wood L., Charline G. // *Nature*. 1974. 252. P. 447. [4] Боровской А. В., Коробкин В. В. // *Квант. электроника*. 1982. 8. С. 1680. [5] Тольдандский В. И., Намиот В. А. // *Квант. электроника*. 1976. 3. С. 835. [6] Collins C. B., Eberhard C. D., Glesener J. W., Anderson J. A. // *Phys. Rev.* 1988. C37. P. 2267; Collins C. B., Anderson J. A., Paiss Y. et al. // *Phys. Rev.* 1988. C38. P. 1852; Anderson J. A., Byrd M. J., Collins C. B. // *Ibid.* P. 2838. [7] Ишханов Б. С., Пискарев И. М. // *Ядерная физика*. 1980. 32. С. 593. [8] Бакланов Е. В., Чебогаев В. П. // *Письма в ЖЭТФ*. 1975. 21. С. 286. [9] Бакланов Е. В., Чебогаев В. П. // *Квант. электроника*. 1976. 3. С. 634. [10] Арутюнян Р. В., Большов Л. А., Стрижов В. Ф., Ткаля Е. В. *Препринт ИАЭ-4864/2*. М., 1989. [11] Bonchev T., Kamenov P. // *Bulg. J. Phys.* 1975. 5. P. 425. [12] Kamenov P., Bonchev T. // *Compt. Rend. Acad. Bulg. Sci.* 1975. 28. P. 1175. [13] Greaves E. D., Sajo-Bohus L., Groening H. // *Nuovo Cim.* 1987. D9. P. 1303. [14] Skorobogatov G. A. // *Nuovo Cim.* 1990. D12. P. 793. [15] Elton R. C. *X-Ray Lasers*. N. Y., 1990.

Поступила в редакцию
11.10.93

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1994. Т. 35, № 3

УДК 535.34

О СОСТАВЕ ПРИПОВЕРХНОСТНОГО МОНОСЛОЯ РОДАМИНА 6Ж, АДОРБИРОВАННОГО ИЗ ВОДЫ НА СТЕКЛО

Т. А. Дмитриева, Л. В. Левшин, Н. Р. Сенаторова
(кафедра общей физики)

Рассмотрены спектры поглощения монослоев родамина 6Ж при его адсорбции из воды на поверхность стекла. Оценено относительное содержание молекулярных форм красителя в объемной и приповерхностной фазах.

Расширяющееся использование адсорбционных слоев различных веществ в опто- и микроэлектронике и в новых химических технологи-