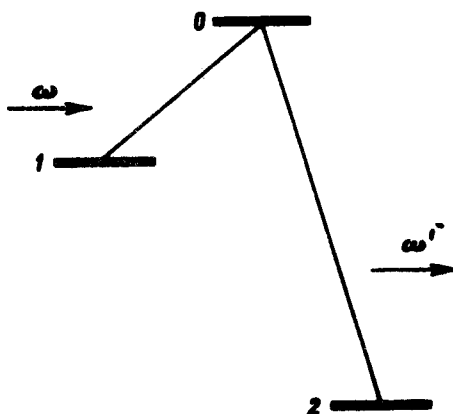


ОБ ОДНОЙ ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ГЕНЕРАЦИИ В γ -ДИАПАЗОНЕ

Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев

1. Различные возможности создания γ -лазера обсуждались недавно на III Вавиловской конференции по нелинейной оптике [1 – 3]. Общепринято, что для создания γ -лазера необходимо использование эффекта Мессбауэра. Учитывая практически достижимые мощности накачки, необходимо использовать сравнительно долгоживущие изомеры с временем жизни уровня $\sim 10^{-2}$ сек. При этом для выполнения условия генерации ширина линии усиления должна быть $10^4 + 10^5$ эв. Чтобы удовлетворить указанным требованиям, без специальных конструктивных вариантов, необходимо для возбуждения уровня иметь поток нейтронов, достижимый лишь при ядерном взрыве, но при условиях, позволяющих использовать эффект Мессбауэра [4, 5]. Использование более долгоживущих изомеров позволяет снизить уровень накачки, но приводит к необходимости сильного сужения мессбауэровских линий [6, 7], что требует решения ряда проблем в области кристаллофизики, эффекта Мессбауэра и др.

В этой работе предлагается новый путь создания γ -лазера, основанный на использовании резонансного вынужденного комбинационного рассеяния (ВКР) на ядерных переходах. ВКР позволяет использовать в качестве начального состояния долгоживущие изомеры с временем жизни $\sim 1 + 10^5$ сек, а получать усиление на переходах с короткоживущим верхним уровнем с временем жизни $10^{-7} + 10^{-15}$ сек. Эти требования противоречивы в ранее рассмотренных вариантах реализации γ -лазера.



2. Схема ядерных переходов, которую мы здесь рассматриваем, показана на рисунке. Уровень 1 является долгоживущим, его возбуждение производится различными способами. Длинноволновое излучение частоты ω резонансно переходит $0 \rightarrow 1$, частота которого ω_{01} . Комбинационное рассеяние наблюдается на переходе $0 \rightarrow 2$, причем частота

$\omega_{02} \gg \omega_{01}$. Конечная вероятность распада γ_{01} с уровня 0 на уровень 1 меняет кинетику возбужденных переходов. При нахождении a — коэффициента усиления спектральной компоненты на переходе $0 \rightarrow 2$ используется стандартная процедура решения уравнений для матрицы плотности. Константа релаксации уровня 1, входящая в уравнения, определяется не временем жизни уровня 1, а временем взаимодействия ядра с полем $\tau_1 = 1/\gamma_1$. Это время связано с пролетом, столкновениями и т. д. и может быть на много порядков меньше времени жизни уровня 1. Это обстоятельство, являющееся специфичным для газа, как будет показано ниже, играет определяющую роль в рассматриваемом варианте γ -лазера. Приведем результаты вычислений, когда $\gamma_1 + \gamma_2 \ll \omega_0 = \frac{\omega_{02}}{\omega_{01}} \omega_g$,

$\gamma_1 + \gamma_2 \ll \gamma_0^{(1)}$ ($\gamma_0 \cdot \gamma_2$ — обратные времена жизни уровней 0 и 2, $\omega_g = \omega_{01} \frac{v_0}{c}$, v_0 — тепловая скорость):

$$a = a_0 \frac{(\gamma_0/2)^2}{\left(\frac{\omega_{01} \cos \theta}{\omega_{02}} \Omega' - \Omega\right)^2 + (\gamma_0/2)^2} \exp \left[-\left(\frac{\Omega' - \Omega}{\omega_0}\right)^2 \right] \quad (1)$$

$$2) \omega_g \sin \theta \gg \gamma_0,$$

$$a = a_0 \frac{\gamma_0}{\omega_g \sin \theta} \exp \left[-\left(\frac{\omega_{01} \cos \theta}{\omega_{02}} \Omega' - \Omega\right)^2 / (\omega_g \sin \theta)^2 \right] \exp \left[-\left(\frac{\Omega'}{\omega_0}\right)^2 \right], \quad (2)$$

$$a_0 = \frac{\lambda'^2 \gamma_{02}}{\gamma_0} \frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} \frac{1}{\gamma_0} \frac{\gamma_0 - \gamma_{01} + \gamma_1}{\gamma_0} \frac{\lambda^2 n \gamma_{01}}{\omega_g} \frac{l}{\hbar \omega}, \quad (3)$$

где θ — угол между направлениями распространения падающего и вынужденного излучения, $\Omega' = \omega' - \omega_{02}$, $\Omega = \omega - \omega_{01}$, γ_{01} и γ_{02} — вероятности переходов $0 \rightarrow 1$ и $0 \rightarrow 2$, неравенство $\gamma_0 \gg \gamma_{01} + \gamma_{02}$ учитывает

¹⁾ В условиях резонанса, когда промежуточный уровень является короткоживущим по сравнению с начальным ($\gamma_0 \gg \gamma_1$) вынужденное излучение на смежном переходе определяется двухквантовыми переходами (ВКР) [8]. Вкладом одноквантовых переходов можно пренебречь. В этом случае для получения усиления необходима инверсия между уровнями 1 и 2, в то время, как инверсия между уровнями 0 и 2 необязательна. В оптическом диапазоне генерация при резонансном ВКР на возбужденных атомах с преобразованием излучения в более коротковолновую область наблюдалась в [11]. В [12] рассмотрена возможность получения коротковолновой генерации по трехуровневой схеме на переходах атомов гелия в связи с проблемой ускорения атомов оптическим полем. В [13] наблюдалась генерация при многофотонном поглощении длинноволнового излучения из основного состояния атомов.

внутреннюю конверсию, λ и λ' — длины волны падающего и рассеянного поля соответственно, n — плотность ядер, возбужденных на уровне 1 (в см^3), I — плотность потока энергии ($\text{эрг}/\text{см}^2 \cdot \text{сек}$) внешнего поля на частоте ω ; выражение для a_0 приведено с точностью до множителя, несущественного для оценок; насыщение на переходе $0 \rightarrow 1$ мало, т. е.

$$\kappa = \frac{\lambda^2 \gamma_{01}}{\gamma_0 \gamma_1} \frac{\gamma_0 - \gamma_{01} + \gamma_1}{\gamma_0} \frac{I}{\hbar \omega} \ll 1. \quad (4)$$

3. Оценим необходимую мощность падающего излучения для получения генерации. Пусть рентгеновское монохроматическое излучение с длиной волны $\lambda = 10^{-7} \text{ см}$ ($\sim 1 \text{ кэв}$) приводит к ВКР γ -излучения с $\lambda' = 10^{-9} \text{ см}$ ($\sim 100 \text{ кэв}$). Для генерации необходимо, чтобы усиление (1) компенсировало потери на поглощение и рассеяние фотона в газе. Коэффициент поглощения (на ед. длины) для $\lambda' = 10^{-9} \text{ см}$ определяется фотоэлектрическим поглощением и равен $n\sigma$, где $\sigma \sim 10^{-22} \text{ см}^2$ [9] (для оценок мы считаем газ полностью изомерным). Если принять

$\gamma_{01} \sim \gamma_{02} \sim \gamma_0$, $\omega_g \sim 10^{10} \text{ гц}$ ($v_0 \sim 10^3 \text{ см/сек}$), то из условия генерации $a_0 = n\sigma$ получим $I \sim 10^6 \text{ вт/см}^2$. Для сечения пучка $\sim 10^{-4} \text{ см}^2$ получим небольшое значение мощности накачки $P \sim 10^2 \text{ вт}$.

Время накачки $\tau_1 = 1/\gamma_1$, необходимое для поддержания стационарного режима, найдем из условия $\kappa \sim 1$. Пользуясь (4), получим $\tau_1 \sim 10^{-8} \text{ сек}$. Если выбрать длину лазера $L = 10 \text{ см}$, то для диаметра луча можно принять $d \sim \sqrt{\lambda^2 L} \sim 10^{-4} \text{ см}$. Плотность возбужденных ядер не влияет на условие генерации, а поэтому мы выберем n таким образом, чтобы вся падающая мощность поглощалась на длине d . Так как коэффициент поглощения на ед. длины равен $\beta = \lambda^2 n \gamma_0 / \omega_g$, то при $\beta d \sim 1$ имеем $n \sim 10^{18} \omega_g / \gamma_0$.

Обсудим вопрос, связанный с обеспечением необходимой накачки.

Если $\omega_g \lesssim \gamma_0$, то нужную скорость возбуждения можно обеспечить, прокачивая газ со скоростью $v = d/\tau_1 = 10^4 \text{ см/сек}$. При $\omega_g \gg \gamma_0$ число ядер, взаимодействующих с излучением равно $n \gamma_0 / \omega_g$. Столкновения приведут к перераспределению по скоростям за время $\tau \sim 1/n v_0 \sigma_t \sim 10^{-6} \gamma_0 / \omega_g$ ($\sigma_t \sim 10^{-15} \text{ см}^2$ — газокинетическое сечение) и для того, чтобы было $\tau \lesssim \tau_1$ необходимо $\gamma_0 / \omega_g \lesssim 10^{-2}$. "Выгорание" ядер в пучке будет теперь происходить за время $t \sim \tau_1 \omega_g / \gamma_0$, а их приход в эту область может быть обеспечен за счет диффузии за время $t_g \sim d^2/D$ ($D \sim v_0 / n \sigma_t$ — коэффициент диффузии). При $\gamma_0 / \omega_g \sim 10^{-3}$ $t \sim t_g \sim 10^{-5} \text{ сек}$, т. е. генерация будет стационарной.

4. Можно указать ряд конкретных ядерных переходов, соответствующих трехуровневой схеме при $\omega_{02} \gtrsim \omega_{01}$. Например, в Te^{125} возбужденный уровень с энергией 145 кэв имеет время жизни 58 дней. Уровень с энергией 641 кэв может распасться на уровень 35 кэв ($\gamma_{02} \sim 10^{10} \text{ сек}^{-1}$) и на уровень 145 кэв (по-видимому $\gamma_{01} \sim 10^7 \text{ сек}^{-1}$) [10]. Выбор конкретной схемы с $\omega_{02} \gg \omega_{01}$ оказался затруднительным.

5. Рассмотренный метод генерации может быть применен для получения ультрафиолетового и рентгеновского излучения с использованием

ем электронных переходов многозарядных ионов. Выбор конкретной схемы в этом случае значительно облегчен.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
17 февраля 1975 г.

Литература

- [1] Р.В.Хохлов. Доклад на III Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1973.
 - [2] В.С.Летохов. Доклад на III Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1973.
 - [3] G. C. Baldwin. Доклад на III Вавиловской конференции по нелинейной оптике, Новосибирск, июнь, 1973.
 - [4] В.И.Гольданский, Ю.Каган. ЖЭТФ, 64, 90, 1973.
 - [5] В.И.Гольданский. Ю.Каган. УФН, 110, 445, 1973.
 - [6] Р.В.Хохлов. Письма в ЖЭТФ, 15, 580, 1972.
 - [7] Ю.А.Ильинский, Р.В.Хохлов. УФН, 110, 449, 1973.
 - [8] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 64, 1495, 1973.
 - [9] Справочник по ядерной физике. Под редакцией Л.А.Арцимовича, ГИФМЛ, 1963.
 - [10] Б.С.Джелепов, Л.К.Пекер, В.О.Сергеев. Схемы распада радиоактивных ядер $A \geq 100$, изд. АН СССР, 1963.
 - [11] И.М.Бетеров, Ю.А.Матюгин, В.П.Чеботаев. Оптика и спектроскопия, 28, 357, 1970.
 - [12] А.П.Казанцев. ЖЭТФ, 66, 1599, 1974.
 - [13] S. E. Harris, D. M. Bloom. Appl. Phys. Lett., 24, 229, 1974.
-