

**П. С. Серебrenников** (Мытищи-1, МГУЛ). **Ап-конверсия ИК излучения в парах щелочных металлов.**

Преобразование кванта ИК излучения в более коротковолновое (ап-конверсия) производится в многоуровневой системе (квантовом счетчике — КС) путем поглощения кванта вспомогательного излучения (накачки), кванта ИК излучения и испускания коротковолнового кванта. В первоначальной реализации идеи Бломбергена использовались кристаллы, легированные редкоземельными элементами. Такие преобразователи ИК излучения требовали больших мощностей накачки из-за малого сечения оптического поглощения. Другим недостатком этих КС, понижающим эффективность преобразования, были безызлучательные переходы с испусканием фононов. Значительно более перспективными оказались КС на основе паров щелочных металлов. Большое сечение оптического поглощения позволило использовать малые плотности паров  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , при которых значительно уменьшаются переходы между уровнями, вызванные межатомными столкновениями, а, следовательно, и шумы.

Рассмотрим эффективность преобразования ИК излучения в коротковолновое и спектральную плотность шумов в четырехуровневой системе без усиления (Рис. 1 а) и с усилением (Рис. 1 б).

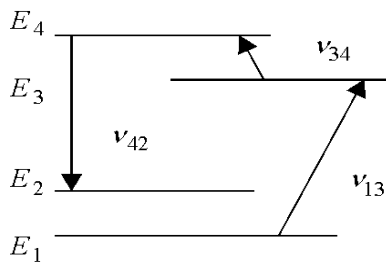


Рис. 1а

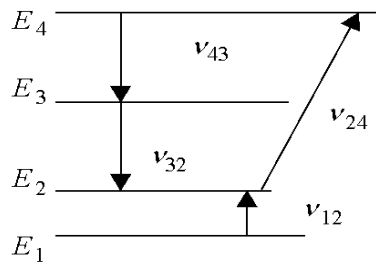


Рис. 1б

В схеме без усиления квант накачки переводит атом щелочного металла из состояния  $E_1$  в состояние  $E_3$ . Из состояния  $E_3$  атом, поглощая ИК квант, переходит в состояние  $E_4$ , откуда, испуская коротковолновый квант с энергией  $h\nu_{42}$ , атом переходит в состояние  $E_2$ . В схеме с усилением атом, поглощая ИК квант, переходит из состояния  $E_1$  в состояние  $E_2$ , откуда квант накачки переводит атом в состояние  $E_4$ . Из состояния  $E_4$  атом, испуская холостой квант, переходит в состояние  $E_3$  и далее, испустив коротковолновый квант с энергией  $h\nu_{32}$ , попадает в состояние  $E_2$ .

Анализ квантовой эффективности преобразования  $\eta = \Phi_{42}/\Phi_{34}$  ( $\Phi_{42}, \Phi_{34}$  — потоки преобразованных квантов и падающих квантов соответственно) производится на основе балансных уравнений, описывающих изменение со временем плотности атомов

в различных состояниях. Для схемы без усиления эти уравнения имеют вид

$$\begin{aligned} \frac{dn_2}{dt} &= \frac{n_4}{\tau_{42}} - \frac{n_2}{\tau_2} + \frac{n_3}{\tau_{32}}, & \frac{dn_3}{dt} &= (n_1 - n_3)W_{13} - \frac{n_3}{\tau_3} - n_3W_{34}(r), \\ \frac{dn_4}{dt} &= n_3W_{34}(r) - \frac{n_4}{\tau_4}, & n_1 + n_2 + n_3 + n_4 &= n_0, & \psi_{42}(r, t) &= \frac{n_4(r, t)}{\tau_{42}}. \end{aligned}$$

Здесь:  $n_i(r, t)$  — плотность атомов в состоянии  $E_i$ ;  $n_0$  — полная плотность атомов,  $\tau_{ij}$  — время спонтанного перехода с уровня  $E_i$  на уровень  $E_j$ ;  $\tau_i$  — время жизни уровня  $E_i$ . Величины  $W_{ij}$  представляют собой вероятности вынужденных переходов в единицу времени с уровня  $E_i$  на уровень  $E_j$ . Через  $\psi_{42}(r, t)$  обозначен поток квантов с преобразованной частотой испускаемый единичным объемом в точке  $r$ . Для сигнала, промодулированного по амплитуде с частотой  $\omega$ , производные по времени в уравнениях заменяются на  $i\omega$  и для квантовой эффективности получаем выражение

$$\eta(\omega) = (1 - e^{-\Lambda}) \frac{\tau_4}{\tau_{42}} \frac{1}{\sqrt{1 + (\omega\tau_4)^2}}.$$

Здесь:  $\Lambda = n_0W_{13}/(2W_{13} + \tau_3^{-1})\sigma_{34}l$ ,  $l$  — толщина слоя газа (пара) щелочных атомов. Максимальная квантовая эффективность определяется отношением  $\tau_4/\tau_{42}$  и всегда меньше единицы. Абсолютно аналогично анализируется случай КС с усилением и квантовая эффективность для этого случая имеет вид:

$$\eta(\omega)_{yc} = (1 - e^{-\Lambda'}) \frac{W_{24}\tau_2}{\sqrt{1 + (\omega\tau_2)^2}}, \quad \Lambda' = n_1\sigma_{12}l.$$

Из формулы следует, что в этой схеме КС возможно значительное усиление определяемое фактором  $W_{24}\tau_2$ . Происхождение усиления связано с тем, что после преобразования ИК кванта в коротковолновый квант с энергией  $h\nu_{32}$  атом вновь оказывается в состоянии  $E_2$  и процесс повторяется.

Анализ шумовых свойств системы производится методом Ланжевена. В уравнения для флуктуаций (отклонений величин от их средних значений) добавляются случайные источники, отражающие статистический характер взаимодействия атомов с излучением, со стенками и т. д. Принято, что флуктуации скоростей спонтанных переходов между разными парами уровней независимы между собой и имеют пуассоновский характер:

$$\langle \tilde{r}_{ki}(r_1, t_1) \tilde{r}_{sn}(r_2, t_2) \rangle = \delta_{ks} \delta_{ln} \bar{r}_{kl} \delta(t_2 - t_1) \delta(r_2 - r_1),$$

где  $\bar{r}_{kl}$  — средняя скорость спонтанных переходов с уровня  $E_k$  на уровень  $E_l$ :  $\bar{r}_{kl} = n_k/\tau_{kl}$ ,  $\delta_{ks}$  — символ Кронекера. Приведем выражение для спектральной плотности флуктуаций потока преобразованных квантов в схеме с усилением:

$$\begin{aligned} S^{(\omega)} &= 2\bar{\psi}_{32} \left[ 1 + \frac{2\xi(\omega)}{\sqrt{1 + (\omega\tau_2)^2}} \right] \delta(r_1 - r_2) + \xi^2(\omega) (n_1\sigma_{12})^2 \left[ S_{\varphi_{12}(r_1)\varphi_{12}(r_2)}^{(\omega)} - 2\bar{\varphi}_{12}(r_1)(r_{\perp 1} - r_{\perp 2}) \right] \\ &+ (n_1\sigma_{12})^2 \left( \frac{W_{24}\tau_2}{1 + W_{24}\tau_2} \right)^2 \frac{\bar{\varphi}_{12}(r_1)\bar{\varphi}_{12}(r_2)}{\bar{\varphi}_{24}^2} S_{\varphi_{24}\tilde{\varphi}_{24}}^{(\omega)}. \end{aligned}$$

Здесь  $\xi(\omega) = W_{24}\tau_2/\sqrt{1 + (\omega\tau_2)^2}$  — усиление в системе. Анализ показывает, что отношение сигнала к шуму на выходе ухудшается всего в  $\sqrt{2}$  раз по сравнению со входом. Отметим преимущества газовых КС по сравнению с другими узкополосными приемниками с интерференционными фильтрами. Здесь оптическая полоса, определяемая доплеровской шириной линий, значительно меньше полосы пропускания интерференционных фильтров. Кроме того здесь отсутствуют ограничения на углы приема излучения в отличие от приемников с интерференционными фильтрами, где они жестко ограничены.