

УДК 621.378.325

## ХАРАКТЕРИСТИКИ ГИГАНТСКОГО ИМПУЛЬСА, РАЗВИВАЮЩЕГОСЯ ИЗ СВОБОДНОЙ ГЕНЕРАЦИИ

*В. А. Бахорин, Ю. Н. Епифанов, А. С. Маркин*

Предложена методика расчета времени развития гигантского импульса из предварительной свободной генерации. Получены условия, когда энергия этого импульса много больше энергии свободной генерации. Проведено сравнение с экспериментом.

При работе лазера в режиме активной модуляции добротности момент появления гигантского импульса довольно точно связан с моментом включения добротности, поэтому лазеры подобного типа находят себе применение там, где требуется жесткая временная синхронизация гигантского импульса и исследуемых процессов. Однако время развития импульса при подобном способе включения добротности в большинстве случаев оказывается недостаточным, чтобы успел сформироваться достаточно узкий спектр выходного излучения. С целью увеличения времени формирования спектра в работе [1] было предложено начальные потери в лазере делать достаточными для возникновения свободной генерации. Тогда к моменту включения добротности в резонаторе лазера уже будет присутствовать излучение с достаточно сформированным спектром, и оно явится затравкой для гигантского импульса. Однако при этом появляется новый источник нестабильности времени возникновения гигантского импульса, поскольку это время будет зависеть от того, попадает ли момент включения добротности на пичок или между пичками свободной генерации. В данной работе мы проведем оценку такого рода нестабильности, а также укажем условия, при которых энергия излучаемого гигантского импульса будет много больше энергии предшествующей свободной генерации. Полученные оценки сравниваются с экспериментом.

Рассмотрение будем проводить в рамках кинетических уравнений Статца-де-Марса в обозначениях монографии [2], где  $m$  и  $n$  есть безразмерные значения интенсивности поля в резонаторе и инверсной населенности,  $(\alpha - 1)$  — относительное превышение скорости накачки над пороговым значением,  $G = \frac{T_1}{T_c}$ ,  $T_1$  — время релаксации инверсной населенности,  $T_c$  — время затухания излучения в резонаторе,  $\tau = \frac{t}{T_1}$  — безразмерное время. В консервативном приближении величина  $\eta = n - 1$  считается малой, и за время  $\tau$ , кратное периоду следования пичков, энергия излучения лазера в стационарном и пичковом режиме одинакова, т. е.

$$\int_0^{\tau} m d\tau = \int_0^{\tau} m_B d\tau, \quad (1)$$

где  $m_B = \alpha - 1$  есть стационарное значение интенсивности поля.

За длительность пичка  $\tau_p$  принимается время, в течение которого  $m \geq m_B$ , а за интервал между пичками будем считать время  $\tau_0$ , в течение которого  $m \leq m_B$ . При наличии экспериментальной зависимости интенсивности излучения от времени, пользуясь свойством (1), можно провести на этой зависимости уровень  $m = m_B$  и определить времена  $\tau_0$  и  $\tau_p$  (см. рис. 1). С другой стороны, эти значения известным образом [2] связаны с максимальным отклонением инверсной населенности  $\eta_{\max}$  от стационарного значения и относительным превышением скорости накачки над пороговым значением:

$$\tau_p = \frac{2}{G \eta_{\max}} \ln \frac{2G \eta_{\max}^2}{\alpha - 1}, \quad \tau_0 = \frac{2\eta_{\max}}{\alpha - 1}. \quad (2)$$

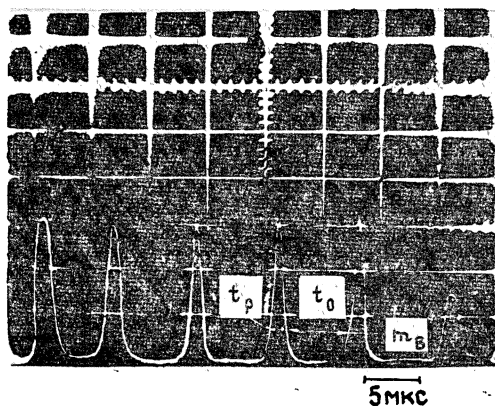


Рис. 1. Оциллограмма свободной генерации. Уровень стационарного значения интенсивности  $m_B$  проведен из условия равенства площадей; расположенных соответственно выше и ниже значения  $m_B$ .

Если ввести обозначение  $x = \frac{2G}{\alpha - 1} \eta_{\max}^2$ , то для  $x$  можно записать уравнение

$$x = 2 \frac{\tau_0}{\tau_p} \ln x. \quad (3)$$

Зная величину  $x$ , можно найти согласно [2] максимальное и минимальное значения интенсивности излучения в пиковом режиме:

$$\frac{m_{\max}}{m_B} = \gamma_1, \quad \frac{m_{\min}}{m_B} = \gamma_2, \quad (4)$$

где  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$  являются корнями уравнения

$$\gamma - \ln \gamma = 1 + \frac{x}{4}. \quad (5)$$

После включения добротности из свободной генерации начинает развиваться гигантский импульс. Время появления максимума гигантского импульса  $t_{г.и}$  можно оценить по формуле

$$t_{г.и} = \frac{T'_c}{n_0 - 1} \ln \frac{G'(n_0 - 1 - \ln n_0)}{m_{г.и}} + \frac{T'_c}{2} \frac{n_0 - 1}{n_0 - 1 - \ln n_0}, \quad (6)$$

где  $T_c'$  — время затухания излучения в резонаторе после включения добротности,  $n_0 = \frac{T_c'}{T_c}$  — безразмерная инверсная населенность в момент включения добротности (малыми осцилляциями этой величины во время свободной генерации можно пренебречь),  $m_i$  — начальная интенсивность излучения, принимающая значения от  $m_{\min}$  до  $m_{\max}$ ,  $G' = \frac{T_1}{T_c'}$ .

Таким образом, время появления гигантского импульса может меняться в пределах от  $t_{г.и}^{\min}$  до  $t_{г.и}^{\max}$ , где  $t_{г.и}^{\min}$  и  $t_{г.и}^{\max}$  — значения этой величины при включении добротности в моменты установления в резонаторе интенсивности  $m_{\min}$  и  $m_{\max}$  соответственно.

Интегральный спектр выходного излучения будет определяться спектром гигантского импульса, если энергия последнего будет много больше энергии предварительной свободной генерации. При свободной генерации выходная энергия пропорциональна интегралу (1), где  $\tau = \tau_i = \frac{t_i}{T_1}$ , а  $t_i$  — время с момента начала свободной генерации до момента включения добротности. В случае гигантского импульса выходная энергия пропорциональна (с тем же коэффициентом пропорциональности) интегралу

$$\int_{\tau_0}^{\tau_f} m d\tau = n_0 - n_f, \quad (7)$$

где  $n_f$  — безразмерная инверсная населенность в конце гигантского импульса.

Таким образом, отношение энергий предварительной свободной генерации и гигантского импульса будет равно

$$\xi = \frac{W_{с.г}}{W_{г.и}} = \frac{m_B \tau_i}{n_0 - n_f} = \frac{\alpha - 1}{n_0 - n_f} \frac{t_i}{T_1}. \quad (8)$$

Из условия  $\xi \ll 1$  легко получить для длительности предварительной свободной генерации  $t_i$  ограничение

$$t_i \ll \frac{n_0 - n_f}{\alpha - 1} T_1. \quad (9)$$

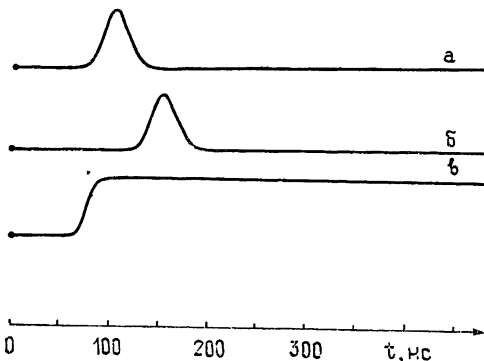


Рис. 2. Осциллограммы гигантского импульса (а, б) и пропускания затвора (в) при включении затвора в момент пика предварительной свободной генерации (а) и между пиками (б).

Эксперимент проводился на схеме кольцевого неодимового лазера бегущей волны, аналогичной использованной в работе [1]. Оптическая длина резонатора составляла 2 м. Регистрация выходного излучения осуществлялась коаксиальным фотоэлементом ФЭК-09, подключенным к пластинам осциллографа С1-11.

Типовые осциллограммы гигантских импульсов для случаев, когда момент включения затвора попадает на пикок свободной генерации и между пиками, приведены на рис. 2. Там же приведена осциллограмма пропускания затвора. Время задержки гигантского импульса  $t_{г.и}$  измерялось от момента, когда пропускание

затвора достигнет уровня 0,1 от максимального, до момента максимума гигантского импульса. Как видно из осциллограмм, значения этой величины изменяются в пределах 35—85 нс при длительности самого импульса около 30 нс. Отношение энергии гигантского импульса вместе с предварительной свободной генерацией к энергии свободной генерации (затвор при этом не включался) при рабочих параметрах изменялось в пределах 30—90 при длительностях свободной генерации 15—30 мкс, т. е. величина  $\xi$  составляла 0,03—0,01.

Для определения времен затухания  $T_c$  и  $T_c'$  использовалась схема обычного двухзеркального резонатора с тем же самым активным элементом и схемой накачки, причем коэффициенты отражения зеркал  $R_1$  и  $R_2$  подбирались таким образом, чтобы порог генерации в системе достигался при рабочих значениях накачки. В этом случае

$$T_c = \frac{2L}{c \ln (R_1 R_2)^{-1}}, \quad (10)$$

где  $L$  — оптическая длина резонатора,  $c$  — скорость света в вакууме. Вычисленные значения  $T_c$  и  $T_c'$  в нашем случае оказались равными 2,6 и 6,7 нс соответственно.

Типичная осциллограмма свободной генерации приведена на рис. 1. Значения  $t_0$  и  $t_p$ , измеренные по этой осциллограмме, составляют 5,0 и 1,5 мкс соответственно, что приводит при  $T_1 = 0,4 \cdot 10^{-3}$  с к значениям  $\tau_0 = 12,5 \cdot 10^{-3}$  и  $\tau_p = 3,75 \cdot 10^{-3}$ . Используя уравнение (3) и равенства (2), для полученных значений  $\tau_0$  и  $\tau_p$  можно рассчитать параметр накачки  $\alpha$ , для которого получается два значения 2,71 и 1,10. Одно из полученных значений  $\alpha$  необходимо отбросить по физическим соображениям, и для этого мы использовали то обстоятельство, что время задержки  $t_3$  импульса генерации относительно импульса накачки согласно [2] выражается как

$$\tau_3 = \frac{t_3}{T_1} \approx \ln \frac{\alpha}{\alpha - 1}. \quad (11)$$

Для  $\alpha \approx 1,10$  эта формула дает значение  $t_3 \approx 2,4 T_1 = 0,96 \cdot 10^{-3}$  с, что не согласуется с экспериментом, поскольку обычно эта величина имеет порядок 200 мкс. Таким образом, у нас остается одно значение  $\alpha = 2,71$ , и для него мы из уравнения (5) можем легко вычислить величины  $\gamma_1$  и  $\gamma_2$ , а также отношение  $\gamma_1/\gamma_2 = m_{\max}/m_{\min}$ . Для нашего случая последнее отношение составило примерно  $3,4 \cdot 10^3$ . Измерение такого контраста экспериментальными методами представляет значительные трудности (с помощью нашей экспериментальной методики мы смогли лишь оценить, что это отношение не менее 300), поэтому предлагаемый расчетный путь может в подобных случаях оказаться единственно возможным. Вычисление величины  $t_{r,и}$  для  $m_i = m_{\min}$  и  $m_i = m_{\max}$  дало значения  $t_{r,и}^{\min} = 82$  нс и  $t_{r,и}^{\max} = 45$  нс, что хорошо согласуется с экспериментом (см. рис. 2).

Оценка величины  $\xi$  по формуле (8) при наших значениях параметров составила 0,06—0,03, что несколько больше значений  $\xi$ , наблюдаемых в эксперименте. Однако в рамках сделанных допущений расхождение можно считать допустимым. Отметим, что при  $\xi \sim 0,05$  отношение пиковых мощностей гигантского импульса и пика предварительной свободной генерации составляет около  $0,5 \cdot 10^4$ , что более чем достаточно для дальнейшего выделения первого сигнала на фоне второго.

В заключение следует сказать, что при увеличении начальной инверсной населенности  $n_0$  интервал изменения  $t_{r,и}$  и сами значения можно уменьшить, т. е. увеличить «жесткость» синхронизации гигантского

импульса. Так, при  $n_0 \approx 5,0$  и неизменности остальных параметров аналогичный расчет приводит к значениям  $t_{г.и}^{\min} = 35$  нс и  $t_{г.и}^{\max} = 22$  нс.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. А. Бахорин, Ю. В. Коробкин, А. С. Маркин, А. В. Прохиндеев, Письма в ЖЭТФ, 19, вып. 12, 758 (1974).
2. Я. И. Ханин, Динамика квантовых генераторов, изд. Сов. радио, М., 1975.

Московский институт радиотехники,  
электроники и автоматики

Поступила в редакцию  
8 февраля 1979 г.

#### CHARACTERISTICS OF GIANT PULSE DEVELOPED FROM FREE GENERATION

*V. A. Bakhorin, Yu. N. Epifanov, A. S. Markin*

A method is suggested for calculating the time of giant pulse development from preliminary free generation. Conditions have been obtained when the energy of this pulse is much larger than the energy of free generation. A comparison with the experiment is given.

---