Вестник
МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА
№ 1 — 1970

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 621.375.933

А. С. ГОРШКОВ, В. Ф. МАРЧЕНКО, С. Д. ЩИПАКИН

УСИЛЕНИЕ КОРОТКОГО ИМПУЛЬСА СУБГАРМОНИКИ В ПАРАМЕТРИЧЕСКОМ УСИЛИТЕЛЕ С ОБРАТНОЙ ВОЛНОЙ

В работах [1, 2] обсуждался механизм усиления импульсного сигнала субгармоники в поле квазинепрерывной накачки. Показано, что в условиях, когда выполнен фазовый синхронизм между волнами с частотами f_c и f_H, а расстройка групповых скоростей отлична от нуля, $\nu = \frac{1}{u_c} - \frac{1}{u_H} \neq 0$, возможно образование гигантского им-

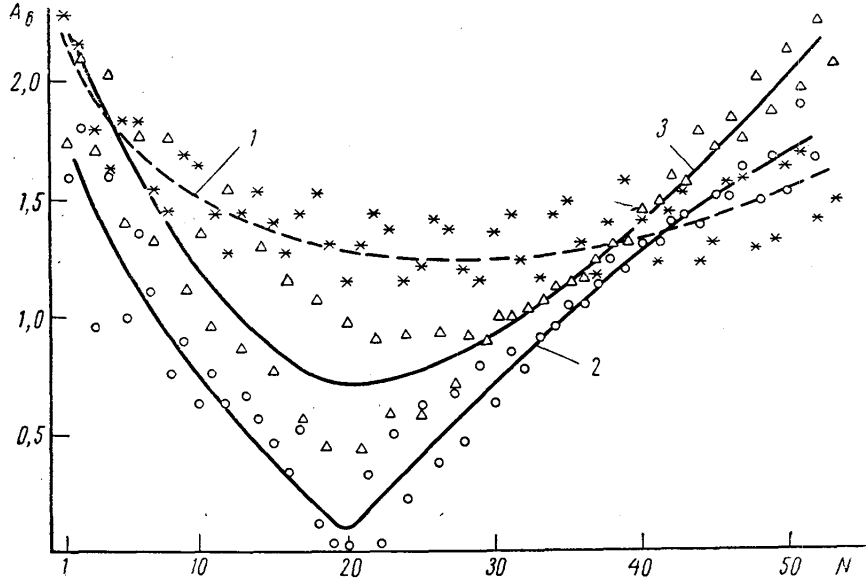

Рис. 1. Распределение амплитуд волн субгармоники (*1*) и накачки (*2* и *3*) вдоль усилителя. Кривые *1* и *2* соответствуют входным фазам, при которых имеет место максимальное подавление волны накачки. Кривая *3* относится к случаю других фаз

пульса субгармоники с амплитудой, превышающей амплитуду накачки $A_c > A_H$. Механизм такого усиления аналогичен механизму усиления короткого импульса света в лазерном усилителе в режиме насыщения [3].

Очевидно, этот эффект максимален при встречном направлении распространения взаимодействующих волн, при котором величина ν максимальна. В оптическом диапа-

зоне формирование короткого импульса при обратном вынужденном комбинационном рассеянии наблюдалось экспериментально [4]. Параметрическое взаимодействие световых волн осуществить пока не удалось вследствие трудностей выполнения условия фазового синхронизма для встречных волн. Это условие сравнительно легко может быть выполнено в искусственной линии; описание эксперимента приведено ниже.

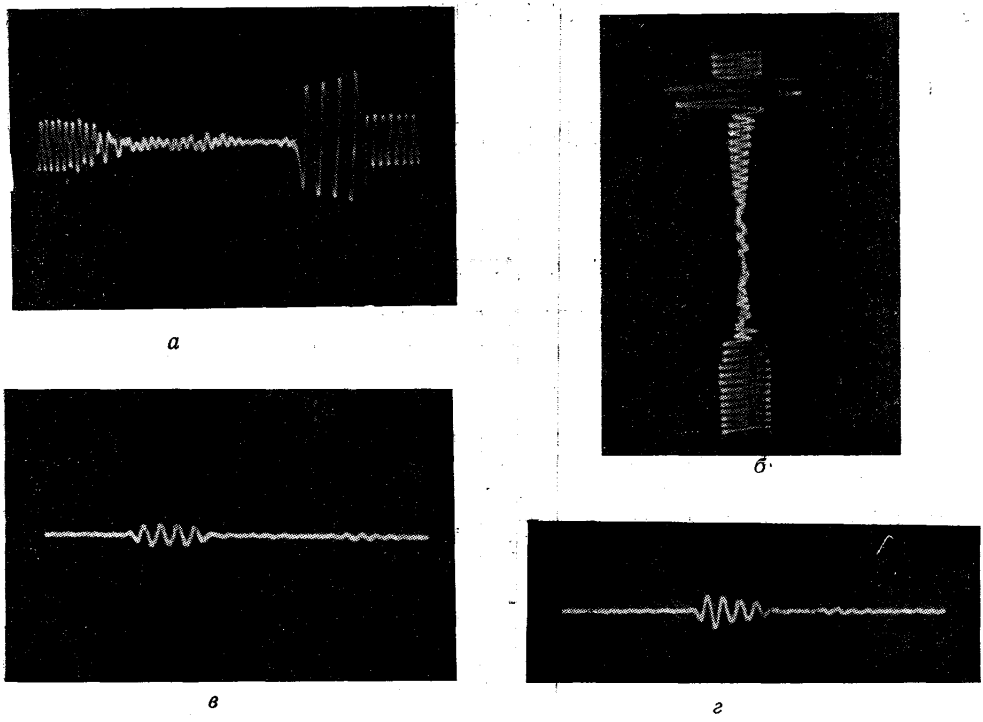

Рис. 2. Осциллограммы непрерывного сигнала накачки на входе усилителя ($N=0$). Входной импульс субгармоники, наложенный на сигнал накачки, имеет длительность *а* — $\tau_c=\tau_{c1}$ и *б* — $\tau_c<\tau_{c1}$. На осциллограммах *в* и *г* показана форма отфильтрованного сигнала субгармоники соответственно на выходе и входе усилителя

Модель параметрического усилителя со встречным взаимодействием представляла собой искусственную линию типа фильтра нижних частот, в которой полярность параметрических диодов периодически чередовалась вдоль линии. Условие встречного синхронизма может быть записано в виде (подробнее см. [5])

$$k_H l_0+2\,k_c l_0=\pi, \qquad (1)$$

kl_0 — набег фазы волны на ячейку линии.

Для параметров линии — индуктивности $Ll_0=10$ *мкгн*, емкости Cl_0 (—3 *в*) = =300 *пкф* — условие (1) точно выполняется для частот $f_c=2$ *мгц* и $f_H=4$ *мгц*. Длина усилителя составляла 55 ячеек, потери на ячейку линии равнялись $\delta_c l_0\approx10^{-2}$, $\delta_H l_0\approx2\cdot10^{-2}$.

Как было показано ранее [5], при встречном взаимодействии волн кратных частот f_c и $f_H=2f_c$ в нелинейной среде отсутствует периодическая перекачка энергии из одной волны в другую и обратно вдоль системы. В зависимости от соотношения амплитуд и фаз на входах системы может быть осуществлен такой режим взаимодействия волн, когда амплитуда накачки подавляется практически до нуля на некоторой длине. В этом случае имеет место усиление амплитуды волны субгармоники, движущейся навстречу волне накачки, в условиях $A_c\gg A_H$. Экспериментально снятые кривые пространственного распределения амплитуд непрерывных сигналов накачки и субгармоники приведены на рис. 1 [1]. Кривая *2* соответствует режиму наибыстрейшего подавления поля накачки для данного усилителя. Минимальное расстояние от входа накачки ($N=55$) до положения минимума A_H составляет примерно $N_1\approx30$ ячеек. На этом участке происходит усиление субгармоники в 1,3 раза с учетом потерь.

[1] Разброс точек связан не с отражениями от концов линии, а с появлением пространственной модуляции емкости при чередовании полярности диодов.

Рассмотрим случай, когда сигнал субгармоники представляет собой импульс с длительностью τ_c. Если длительность τ_c близка к величине $\tau_{c1}=\frac{N_1 l_0}{u_c}$ и выполнены условия максимального отбора энергии из волны накачки (см. рис. 1), то импульс субгармоники должен получить дополнительное усиление по сравнению с величиной 1,3. Это усиление связано с тем, что импульс отбирает энергию накачки, двигаясь вдоль всей длины усилителя. Величина дополнительного усиления, которую можно трактовать как формирование гигантского импульса субгармоники, составила в нашем случае величину 1,6. Поле накачки на выходе системы оказывается подавленным практически до нуля в области $\tau=\frac{Nl_0}{u_c}$ на рис. 2, *а*. При длительностях τ_c, бо́льших или меньших τ_{c1}, наблюдается лишь частичное подавление поля накачки, соответственно дополнительное усиление оказывается меньше, чем 1,6. Одновременно с увеличением импульса субгармоники происходит его обострение (рис. 2, *в*).

Этот эффект связан с преимущественным усилением переднего фронта импульса, распространяющегося в области бо́льших амплитуд накачки. Выбором специальной формы переднего фронта импульса можно получить, по-видимому, эффективное сужение гигантского импульса.

Авторы признательны А. П. Сухорукову и А. С. Чиркину за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Чиркин А. С. Письма в ЖЭТФ, 7, 237, 1968.
2. Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. В., Чиркин А. С. Тезисы доклада на IV Всесоюзном симпозиуме по нелинейной оптике. Киев, 1968.
3. Басов Н. Г., Амбарцумян Р. В., Зуев В. С., Крюков П. Г., Летохов В. С. ЖЭТФ, 50, 23, 1966.
4. Maier M., Kaiser W., Giordmaine J. The report at the International Summer School of Physics. «Enrico Fermi». Varenna, 1967.
5. Горшков А. С., Марченко В. Ф. «Изв. вузов», радиофизика, 10, 825, 1967.

Поступила в редакцию
28.3 1969 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 548.7

А. В. КОЛПАКОВ

ПРИНЦИП ДИНАМИЧЕСКОГО ОБМЕНА В ТЕОРИИ ДИФРАКЦИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛУЧЕЙ

Принцип динамического обмена энергией между дифракционными пучками рентгеновского излучения в кристаллах был впервые сформулирован Дарвином [1], а затем развит Эвальдом [2] и Лауэ [3].

В настоящей работе на основании модели нелокального взаимодействия дифракционных пучков дается формулировка принципа динамического обмена, сводящая любую дифракционную задачу к решению некоторой системы связанных дифференциальных уравнений.

Дифракционное поле в кристалле может быть найдено из решения уравнений Максвелла

$$\operatorname{rot}\vec{H}\,\frac{1}{c}=\frac{\partial\vec{D}}{\partial t},\qquad \operatorname{div}\vec{D}=4\pi\rho,$$
$$\operatorname{rot}\vec{E}=-\frac{1}{c}\,\frac{\partial\vec{H}}{\partial t},\qquad \operatorname{div}\vec{H}=0, \tag{1}$$

к которым должны быть присоединены граничные условия. Полагая, что поле в кристалле чисто поперечное, из (1) получаем

$$\nabla^2\vec{E}-\frac{1}{c^2}\,\frac{\partial^2\vec{D}}{\partial t^2}=0. \tag{2}$$