ԵՐԵՎԱՆԻ ՊԵՏԱԿԱՆ ՀԱՄԱԼՍԱՐԱՆԻ ԳԻՏԱԿԱՆ ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ
УЧЕНЫЕ ЗАПИСКИ ЕРЕВАНСКОГО ГОСУДАРСТВЕННОГО УНИВЕРСИТЕТА

Բնական գիտություններ **2, 1977** **Естественные науки**

Физика

К. М. МОВСИСЯН, П. С. ПОГОСЯН

СИНХРОННОЕ ДЕТЕКТИРОВАНИЕ МОДУЛИРОВАННОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Рассмотрена задача о детектировании амплитудно-модулированного света с помощью нелинейного кристалла методом биения с опорной волной. Качественно рассмотрены особенности такой системы и проведены сравнения с аналогичными системами в радиотехнике.

Показано, что при условии синхронизма возбуждаемое поле пропорционально производной огибающего модулированного излучения по времени.

Гетеродирование света, основанное на эффекте фотоэлектрического смешения [1], нашло широкое применение для исследования спектральных характеристик лазерного излучения [2]. Однако из-за инерционности такие системы мало перспективны для исследования сверхкоротких световых импульсов и детектирования модулированного света с высокой частотой модуляции.

Сообщения последних лет об успешном осуществлении генерации разностной частоты в нелинейных кристаллах [3—5] предопределяют новые возможности для гетеродирования света. При этом особый интерес представляет синхронное детектирование света, где в качестве смесителя применяется нелинейный кристалл.

В настоящей работе приводятся результаты расчетов о синхронном детектировании лазерного излучения. Сущность такого детектирования заключается в том, что в нелинейном кристалле осуществляется биение между сильным опорным монохроматическим и слабым модулированным излучениями. В отличие от радиотехники в оптике синхронное детектирование имеет свои особенности.

Для качественного анализа процесса синхронного детектирования рассмотрим следующую упрощенную задачу.

Пусть на нелинейный кристалл, начало которого находится в плоскости $z=0$, падают модулированная и опорная монохроматическая плоскополяризованные волны, распространяющиеся вдоль положительного направления оси z.

Рассматривается одномерный случай в приближении заданных полей. Система уравнений Максвелла в этом случае сводится к следующему уравнению для возбуждаемого поля [6]:

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2}-\frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}=\frac{4\pi}{c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2}\hat{\chi}\,\vec{E}_0\vec{E}_1^*, \quad (1)$$

где $\hat{\chi}$—тензор нелинейной восприимчивости кристалла, n—коэффициент преломления среды, $\vec{E}_1=\vec{e}_1A_1e^{i(\omega_1 t-k_1 z)}$ — поле опорной волны, $\vec{E}_0$ — поле модулированной волны.

Ограничимся рассмотрением амплитудной модуляции.

При этом $\vec{E}_0$ можно представить в виде

$$\vec{E}_0=\vec{e}_0A_0 f\left(t-\frac{z}{u}\right)e^{i(\omega_0 t-k_0 z)},$$

где u — групповая скорость модулированного светового излучения, ω_0 — несущая оптическая частота, ω_1 — частота опорной волны. В случае синхронного детектирования $\omega_1=\omega_0$.

В (1) не учтена дисперсия в области спектра модулирующего излучения. Такое приближение практически реализуемо, поскольку большинство нелинейных материалов (в частности, те, которые используются в оптических модуляторах) обладает незначительной дисперсией в широкой области спектра излучения СВЧ.

Для спектральных компонент полей уравнение (1) принимает вид

$$\frac{d^2E(z,\omega)}{dz^2}+\frac{\omega^2}{v^2}E(z,\omega)=-\eta\omega^2F(\omega)e^{-i\frac{\omega}{u}z}, \tag{2}$$

где введены следующие обозначения: $v=\frac{c}{n}$ — фазовая скорость возбуждаемого поля, $\eta=\frac{4\pi}{c^2}NA_0A_1$, $N=\vec{e}\hat{\chi}\vec{e}_0\vec{e}_1$ — коэффициент нелинейной связи, $F(\omega)$ — Фурье-образ амплитуды поля $\vec{E}_0$.

Решение уравнения (2) для прямой волны с учетом условия излучения дается следующим выражением:

$$E(z,\omega)=-i\frac{\eta F(\omega)\omega z}{\frac{1}{v}+\frac{1}{u}}e^{-i\omega\left(\frac{1}{v}+\frac{1}{u}\right)\frac{z}{2}}\operatorname{sinC}\left[\omega\left(\frac{1}{v}-\frac{1}{u}\right)\frac{z}{2}\right], \tag{3}$$

где $\operatorname{sinC}\alpha=\frac{\sin\alpha}{\alpha}$ — функция отсчета.

Условие синхронизма сводится к равенству $v=u$, т. е. фазовая скорость возбуждаемой волны приравнивается групповой скорости света.

При этом из (3) имеем

$$E(z,\omega)=-i\frac{\eta F(\omega)\omega z v}{2}e^{-i\frac{\omega}{v}z}. \tag{4}$$

Если ввести понятие коэффициента передачи системы следующим образом: $K_0(\omega)=\frac{E(z,\omega)}{F(\omega)}$, то из (4) получаем

$$|K_0(\omega)|=\frac{2\pi}{nc}NA_0A_1z\omega. \tag{5}$$

Заметим, что $|K_0(\omega)|$ прямо пропорционально частоте ω. Физически это обусловлено накоплением усиления благодаря синхронизму. С другой стороны, пропорциональность частоте означает, что такая система ведет себя подобно дифференцирующей цепочке в радиотехнике.

Действительно, проделав обратное преобразование Фурье, из (4) получим

$$E(z,t) = -\frac{2\pi N A_0 A_1 z}{nc} \cdot \frac{\partial f\left(t - \frac{z}{v}\right)}{\partial t}. \quad (6)$$

Следовательно, если рассматриваемую систему дополнить интегратором, то можно восстановить форму модулирующего поля.

При отсутствии синхронизма, т. е. когда $v \neq u$, не только уменьшается эффективность преобразования, но и ограничивается полоса пропускания системы для спектра огибающего модулированного сигнала. В этом случае нелинейный кристалл ведет себя подобно гребенчатому фильтру. При заданной длине кристалла $z = l$ эффективная полоса пропускания на уровне 3 дб дается выражением

$$\Delta\omega = \frac{\pi v}{\left|1 - \frac{v}{u}\right| l}, \quad (7)$$

а число гребней m определяется из следующего соотношения:

$$(2m-1)\pi = \omega\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{u}\right) l. \quad (8)$$

Максимальное значение коэффициента передачи системы при $v \neq u$ выражается формулой

$$|K(\omega)|_{max} = |\dot{K}_0(\omega)| \frac{4}{\pi(2m-1)\left(1 + \frac{v}{u}\right)}, \quad (9)$$

т. е. коэффициент передачи убывает пропорционально числу гребней.

Физические причины, лежащие в основе полученных результатов, хорошо известны [6].

Если эффективность преобразования β определить как отношение мощности возбуждаемого поля к мощности модулированного сигнала, то получим

$$\beta = \frac{32\pi^3 N^2 z^2 P_{оп}}{n^2 c^3} \cdot \left|\frac{\partial \ln f\left(t - \frac{z}{v}\right)}{\partial t}\right|^2, \quad (10)$$

где $P_{оп}$ —мощность опорного излучения на единицу площади. В (10) наличие выражения $\left|\frac{\partial \ln f\left(t - \frac{z}{v}\right)}{\partial t}\right|^2$ указывает на то, что эффективность преобразования с увеличением частоты модуляции растет по квадратичному закону.

Таким образом, синхронный детектор, основанный на нелинейном кристалле, в сочетании с интегратором является демодулятором амплитудно-модулированного лазерного излучения. Частотные характеристики такого демодулятора ограничиваются только условием синхронизма.

Выше рассматривался одномерный случай. Однако не представляет труда проделать аналогичные расчеты для многомерного случая [7]. Опуская ход расчетов, здесь мы приведем только конечные результаты.

Фурье-образ возбуждаемого поля дается выражением

$$E(\vec{x}, z, \omega) = -i\frac{\Gamma(\vec{x})F(\omega)Nz\omega^2}{\pi c^2\left(\sigma+\frac{\omega}{u}\right)}\cdot e^{-i\left(\sigma+\frac{\omega}{u}\right)\frac{z}{2}}\operatorname{sinC}\left[\left(\frac{\omega}{u}-\sigma\right)\frac{z}{2}\right], \quad (11)$$

где $\Gamma(\vec{\varkappa})$ определяется сверткой угловых спектров:

$$\Gamma(\vec{\varkappa}) = \int_{-\infty}^{+\infty} A_1(\vec{\varkappa}_0 - \vec{\varkappa})A_0(\vec{\varkappa}_0)d\vec{\varkappa}_0,$$

$\varkappa = \sqrt{k_x^2+k_y^2}$—поперечная, а $\sigma = \sqrt{\frac{\omega^2}{v^2}-\varkappa^2} = k_z$—продольная компоненты волнового вектора.

Как легко убедиться, условие синхронизма в этом случае сводится к равенству $\sigma = \frac{\omega}{u}$, при этом из (11) имеем

$$E(\vec{\varkappa}, z, \omega) = -i\frac{\Gamma(\vec{\varkappa})F(\omega)Nzu\omega}{2\pi c^2}\cdot e^{-i\frac{\omega}{u}z}. \quad (12)$$

После обратного преобразования Фурье из (12) получим

$$E(x, y, z, t) = -\frac{Nuz}{2\pi c^2}\Gamma(x, y)\cdot\frac{\partial f\left(t-\frac{z}{u}\right)}{\partial t}, \quad (13)$$

где

$$\Gamma(x, y) = \frac{1}{4\pi^2}\int_{-\infty}^{+\infty}\Gamma(\vec{\varkappa})e^{i\vec{\varkappa}\vec{R}}d\vec{\varkappa}.$$

Заметим, что выражение (13) совпадает с (6) с той лишь разницей, что в (13) вместо амплитуд падающих полей входит поперечное распределение возбуждаемого поля $\Gamma(x, y)$.

В качестве примера рассмотрим гауссовые лазерные пучки без учета расходимости, т. е.

$$A_1(x, y) = A_{10}e^{-\frac{x^2+y^2}{r_1^2}}, \quad A_0(x, y) = A_{00}e^{-\frac{x^2+y^2}{r_0^2}},$$

где r_1 и r_0—радиусы пучков.

Для возбуждаемого поля из (13) получим

$$E(x, y, z, t) = -\frac{2\pi A_{10}A_{00}Nuz}{c^2}\cdot e^{-\frac{r_1^2+r_0^2}{r_1^2 r_0^2}(x^2+y^2)}\cdot\frac{\partial f\left(t-\frac{z}{u}\right)}{\partial t}, \quad (14)$$

т. е. возбуждаемое поле также распределено по Гауссу.

В заключение заметим, что расчеты, выполненные методом разложения возбуждаемого поля по угловым спектрам, можно применить к таким системам, размеры которых значительно превышают длину волны модулирующего излучения. Это практически можно осуществить в области субмиллиметровых длин волн. В области же СВЧ обычно нелинейный материал помещается в волновод или резонатор. В этом случае возбуждаемое поле следует разложить по собственным функциям волновода (резонатора).

Кафедра радиофизики и электроники *Поступила 23.07.1976*

ЛИТЕРАТУРА

1. **Forrester A. T., Gudmundsen R. A., Johnson P. O.,** Phys. Rev., **99**, 1691, 1955.
2. **Javan A., Ballik E. A., Bond W. L.,** J. Opt. Soc. America, **52**, 96, 1962.
3. **Yajima T., Takeuchi N.,** Jap. J. Appl. Phys., **10**, 7, 907, 1971.
4. **Lee N., Aggarwal R.,** Appl. Phys. Lett., **29**, 45, 1976.
5. **Koster A., Wossouchi A., Chartier G.,** C. R. Acod. Sc. Paris, t. 276, № 1, 1973.
6. **Бломберген Н.,** Нелинейная оптика, изд. «Мир», М., 1966.
7. **Абдуллин У. А., Ляхов Г. А., Руденко О. В., Чиркин А. С.,** ЖЭТФ, **66**, вып. 4. 1974.

Կ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Գ. Ս. ՊՈՂՈՍՅԱՆ

ՄՈԴՈՒԼԱՑՎԱԾ ԼԱԶԵՐԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍԻՆՔՐՈՆ ԴԵՏԵԿՏՈՒՄԸ

Ամփոփում

Դիտարկված է ոչ գծային բյուրեղի օգնությամբ ըստ ամպլիտուդի մոդուլացված լազերային ճառագայթման դետեկտումը՝ հենային ալիքի հետ բախման եղանակով։ Որակապես դիտարկված են այդպիսի համակարգի առանձնահատկությունները և կատարված են համեմատություններ ռադիոտեխնիկական համանման համակարգերի հետ։

Ցույց է տրված, որ սինքրոնիզմի պայմանի ապահովման դեպքում գրըգռվող դաշտը համեմատական է մոդուլացված ճառագայթման պարուրիչի ածանցյալին ըստ ժամանակի։