

ломления воздуха порядка $0,03 N$ -ед. Из полученных временных записей и одновременно регистрируемых данных о скорости ветра и скорости движения корабля определялись как регулярные (усредненные за время $T \sim 30$ мин) высотные профили коэффициента преломления, так и флуктуационные характеристики турбулентности на разных высотах — структурные функции, функции когерентности и т. д. При наличии сверхрефракции M -профили с достаточной точностью аппроксимировались билинейной зависимостью, причем разные реализации отличались величинами M -дефицита ΔM и высотами точки инверсии H (эффективная высота волновода). Соответствующие «регулярные» (без учета флуктуаций) декременты затухания для каждого опыта рассчитывались на ЭВМ и приведены в столбце $\Gamma_0 = 4,34 \gamma_0$. Величина $\Gamma_1 = 4,34 \gamma_1$ находилась по формуле (1), причем в качестве c_s^2 бралось среднее (для данного опыта) по высоте значение структурной постоянной $\langle c_s^2 \rangle$. Значение Γ_2 определялось из (2) по формуле $\Gamma_2 = 10 \lg W_2/D$. Из табл. 1 видно, что изменчивость c_s^2 приводит к уменьшению погонного декремента затухания ($\Gamma_2 < \Gamma_1$). При одинаковых $\langle c_s^2 \rangle$ Γ_2 может заметно изменяться в зависимости от величины дисперсии $\sigma_{c_s^2}$. Сравнение приведенных в табл. 1 расчетных данных с измеренными $\Gamma = 10 \lg W/D$ показывает, что учет флуктуаций структурной постоянной позволяет на количественном уровне объяснить наблюдаемые дистанционные зависимости функции ослабления УКВ сигналов в приводном тропосферном волноводе. Последние две строки соответствуют случаям, когда захваченные моды отсутствовали (большие значения Γ_0). Наблюдаемые anomalно высокие уровни ($\Gamma < \Gamma_0$), очевидно, возникали из-за рассеяния на флуктуациях в верхних слоях атмосферы и отражения от приподнятых инверсий.

Таблица 1

H , м	ΔM , N -ед.	$\langle c_s^2 \rangle$, $N_{ед.}^2 / \text{см}^{2/3}$	$\sigma_{c_s^2}$, $N_{ед.}^2 / \text{см}^{2/3}$	D , км	Γ_0 , дБ/км	Γ_1 , дБ/км	Γ_2 , дБ/км	Γ , дБ/км
12	3,56	0,36	0,13	110	0,01	0,6	0,4	0,93
13	3,7	0,36	0,2	80	0,01	0,6	0,2	0,15
10	2,8	0,6	0,4	60	0,05	1,3	0,9	1
10,6	3,4	0,38	0,11	100	0,02	0,7	0,4	0,41
8	2	0,8	0,4	120	0,36	—	—	0,1
4,5	1,45	0,85	0,3	150	0,37	—	—	0,09

ЛИТЕРАТУРА

1. Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 4. С. 408.
2. Гурвич А. С., Заворотный В. У., Татарский В. И. Труды XIV Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. — М: Наука, 1984. Ч. II. С. 130.
3. Кукушкин А. В., Фрейлихер В. Д., Фукс И. М. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 9. С. 1064.
4. Смирнов Ю. Н., Иванов В. К., Кошель А. И. Приборостроение. — Киев: Техника, 1983. № 35. С. 58.

Институт радиофизики и электроники
АН УССР

Поступила в редакцию
26 января 1988 г.

УДК 621.374.4:621.391.822.3

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ПАРАМЕТРОВ ВЫХОДНОЙ ИМПУЛЬСНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ ЦДЧ НА АМПЛИТУДУ И ФАЗУ ЕЕ ПЕРВОЙ ГАРМОНИКИ

А. В. Иконников, А. В. Якимов

При рассмотрении импульсных последовательностей на выходе различных логических схем принято считать детерминированными такие параметры этих последовательностей, как скважность, период, амплитуда импульсов. На деле же это не всег-

да оказывается верно. В данной работе (по решению динамической задачи) выполнен учет флуктуаций параметров выходного импульса цифрового делителя частоты (ЦДЧ). Определено влияние этих флуктуаций на амплитуду и фазу первой гармоники последовательности в зависимости от частоты на выходе ЦДЧ.

1. Цифровой делитель частоты — счетное устройство, формирующее импульсную последовательность с частотой в K (коэффициент деления ЦДЧ) раз меньшей, чем частота следования входных импульсов. В общем случае ЦДЧ состоит из набора триггеров, причем число их и способы соединения между собой устанавливаются в зависимости от требуемой величины K . Так, делитель, состоящий из одного счетного T -триггера, вырабатывает на своих выходах две взаимно инвертированные последовательности с частотой следования импульсов в два раза меньшей, чем частота на входе [1].

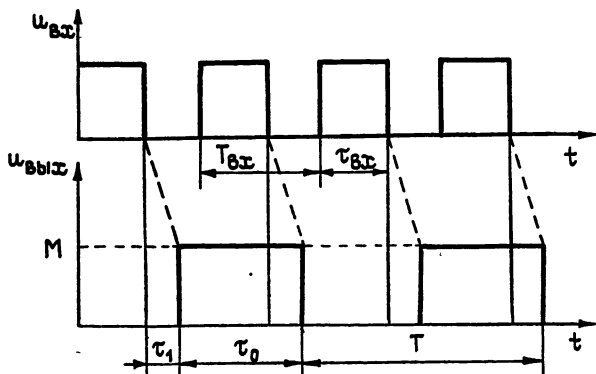


Рис. 1.

Считая для простоты импульсы прямоугольными, определим параметры последовательности, показанной на рис. 1. Здесь $T_{вх}$, $\tau_{вх}$ — период и длительность импульса входной импульсной последовательности соответственно. M , T , τ_0 — амплитуда, период и длительность импульса выходной последовательности, τ_1 — время задержки логической схемы (в данном случае — время срабатывания триггера), причем, так как триггер симметричный, задержка переднего фронта импульса предполагается равной задержке заднего фронта. Штриховыми линиями на рисунке показано соответствие передних и задних фронтов импульсов на входе и выходе схемы.

Одной из характеристик ЦДЧ является его максимальная входная частота $f_{вх}^{max}$. Очевидно, что при работе на этой частоте $T_{вх} = \tau_{вх}$ и, соответственно, $f_{вх}^{max} = 1/\tau_{вх}$. Из логики работы триггера следует, что $\tau_0 = T_{вх}$ и, следовательно, максимальная выходная частота будет определяться следующим образом:

$$f_{вых}^{max} = \frac{1}{2} f_{вх}^{max} = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_{вх}} = \frac{1}{2} \frac{1}{\tau_0}. \quad (1)$$

Введем параметр ν , характеризующий безразмерную частоту выходной последовательности:

$$\nu = f/f_{вых}^{max}, \quad 0 < \nu < 1.$$

С учетом соотношения (1) величина ν оказывается равной

$$\nu = \frac{1/T}{(1/2)(1/\tau_0)} = 2\tau_0/T.$$

Первая гармоника выходного сигнала имеет вид

$$u_1(t) = A(M, \tau_0, T) \cos[\omega t - \varphi(\tau_0, \tau_1, T)],$$

где

$$A(M, \tau_0, T) = (2M/\pi) \sin(\pi\tau_0/T), \quad (2)$$

$$\varphi(\tau_0, \tau_1, T) = (2\pi/T)(\tau_1 + \tau_0/2).$$

Фаза первой гармоники пропорциональна ν , зависимость нормированной амплитуды первой гармоники A_H от ν приведена на рис. 2.

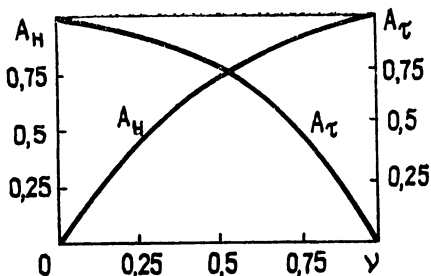


Рис. 2.

2. Рассмотрим влияние малых флуктуаций параметров выходной последовательности ЦДЧ на амплитуду и фазу первой гармоники. Для этого введем δM , δT ,

$\delta\tau_i$ — малые относительные флуктуации параметров, $i = 0, 1$. С учетом соотношений (2) получим

$$\delta A(t) = \delta M + (\pi\tau_0/T) \operatorname{ctg}(\pi\tau_0/T) [\delta\tau_0 - \delta T], \quad (3)$$

$$\Delta\varphi(t) = \pi/T [2\tau_1 \delta\tau_1 + \tau_0 \delta\tau_0 - (2\tau_1 + \tau_0) \delta T].$$

В этих выражениях для простоты знак усреднения опущен.

Предположим, что частота выходной последовательности фиксирована. Из выражений (3) видно, что величина флуктуаций фазы пропорциональна длительности импульса и времени задержки. Относительный вклад флуктуаций времени задержки в два раза превышает вклад флуктуаций длительности импульса. Влияние флуктуаций амплитуды импульса M на амплитуду первой гармоники не зависит от выбора рабочей частоты ЦДЧ, и именно они становятся определяющими при ν , близком к единице. Зависимость модуляционной чувствительности амплитуды первой гармоники к флуктуациям длительности импульса $A_c = (\pi\tau_0/T) \operatorname{ctg}(\pi\tau_0/T)$ от ν приведена на рис. 2. При рассмотрении этой зависимости следует, видимо, ограничиться более узким диапазоном ν , например $\nu = 0,1 \div 0,9$, в связи с наличием времени задержки τ_1 и конечной длительностью фронтов ν импульсов, что приводит к недостижимости предельной частоты ЦДЧ и «запрещению» значений частоты вблизи нуля.

Таким образом, в зависимости от целей применения ЦДЧ показана возможность снижения флуктуаций амплитуды либо фазы первой гармоники за счет выбора входной частоты. Например, для минимизации флуктуаций фазы следует ограничиваться предельно низкими входными частотами. При этом энергетическая эффективность делителя минимальна. Существенного снижения флуктуаций амплитуды первой гармоники выходного сигнала можно добиться при работе на максимальных частотах, соответствующих высокой энергетической эффективности ЦДЧ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лейнов М. Л., Качалуба В. С., Рыжков А. В. Цифровые делители частоты на логических элементах. — М.: Энергия, 1975.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию
7 сентября 1987 г.

УДК 538.56:535

ЭЛЕКТРО-МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ НЕВЗАИМНОЕ ЛИНЕЙНОЕ ДВУПРЕЛОМЛЕНИЕ В ЖИДКОСТЯХ

М. А. Новиков

Эффекты вынужденной оптической анизотропии при совместном действии электрического и магнитного полей обсуждались в ряде работ [1, 2, 3]. Однако в этих работах не учитывалась пространственная дисперсия. Ниже показано, что в этом случае при учете пространственной дисперсии возникает электро-магнитооптическое невзаимное линейное двупреломление (ЭМОНЛД). Магнитооптическое невзаимное линейное двупреломление в кристаллах впервые наблюдалось в [4]. В настоящей работе ЭМОНЛД рассмотрено на примере жидкости, где оно проявляется в чистом виде.

Эффекты вынужденной оптической анизотропии во внешних постоянных электрическом (E^0) и магнитном (H^0) полях можно описать разложением тензора диэлектрической проницаемости в следующем виде [5]:

$$\epsilon_{ij}(k, E^0, H^0) = \epsilon_{ij}^0 + a_{ijkl} E_k^0 E_m^0 + b_{ijkl} H_k^0 H_m^0 + c_{ijklmn} k_n E_m^0 H_n^0, \quad (1)$$

где k — волновой вектор. Тензоры a_{ijkl} и b_{ijkl} ответственны за эффекты Керра и Коттона—Мутона. Псевдотензор c_{ijklmn} описывает обсуждаемое ЭМОНЛД. В кристаллических средах, вообще говоря, необходимо учитывать и другие члены в разложении (1), пропорциональные различным парным и линейным комбинациям векторов k , E^0 и H^0 , совместное мультипликативное действие которых может привести к невзаимному линейному двупреломлению. Если, однако, ограничиться случаем изотропных оптически неактивных сред (жидкостей), то эффект, связанный с тензором c_{ijklmn} , будет проявляться в чистом виде, поскольку другие члены в разложении (1) в этом случае или отсутствуют, или не дают вклада в эффекты распространения. Соотношения Онсагера [6] приводят к симметрии тензоров в (1) по первым двум индексам ij . С учетом этого для изотропных сред их можно представить: