

УДК 621.396.62

А.И. Стрелков<sup>1</sup>, С.Е. Кальной<sup>2</sup>, Е.И. Жилин<sup>2</sup>, В.В. Карнаух<sup>3</sup><sup>1</sup>Украинская инженерно-педагогическая академия, Харьков<sup>2</sup>Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков<sup>3</sup>СКБ радиотехнических устройств ГАХК «Топаз», Донецк

## ОБНАРУЖЕНИЕ РАДИОСИГНАЛОВ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В АКУСТООПТИЧЕСКОМ АНАЛИЗАТОРЕ СПЕКТРА

Рассмотрены вопросы обнаружения радиосигналов большой мощности в акустооптическом анализаторе спектра. Проведены оценки интенсивностей процессов 3-фононных распадов, приводящих к появлению дополнительных дифракционных максимумов. Проведен статистический анализ и получены вероятностные характеристики обнаружения оптических сигналов в акустооптическом анализаторе спектра. Показано, что увеличение мощности исходного сигнала приводит к ухудшению характеристик обнаружения.

**Ключевые слова:** акустооптический анализатор спектра, фотон-фононное взаимодействие, фонон-фононное взаимодействие

### Введение

В условиях высокой насыщенности радиочастотного ресурса особую актуальность приобретает проблема спектрального анализа электромагнитной обстановки. В связи с этим возникают задачи повышения тактико-технических характеристик средств радиочастотного анализа и, в частности, задача расширения динамического диапазона приемных и анализирующих устройств.

В настоящее время, одним из перспективных средств радиочастотного анализа являются акустооптические (АО) анализаторы спектра. Данные анализаторы могут быть использованы в системах панорамного приема, что делает весьма вероятной ситуацию одновременного воздействия на систему электромагнитных сигналов, значительно отличающихся по амплитудам. В этом случае в системе могут возникнуть нелинейные эффекты, приводящие к искажению регистрируемого сигнала. Таким образом, вопрос о динамическом диапазоне АО-анализаторов спектра является весьма актуальным.

Особенностью АО-анализаторов является то, что в их состав входят устройства, использующие процессы различной физической природы, а именно радиотехнические, акустооптические и оптико-электронные. В этом случае реакция указанных элементов АО-анализатора на сигналы большой интенсивности может быть качественно различной.

В данной статье анализируется работа акустооптической ячейки и фотоприемника анализатора в условиях воздействия сигналов больших мощностей.

### Анализ вопроса и обсуждение экспериментальных данных

Работа акустооптического (АО) анализатора спектра основана на явлении дифракции света на звуке в кристаллах. Электромагнитный сигнал пре-

образуется в ультразвуковую волну в кристалле. Опорный световой пучок в результате неупругого взаимодействия фотонов с квантами звука – фононами испытывает дифракцию и по положению дифракционных максимумов (как правило, используются максимумы 1-го порядка (рис. 1, а)) определяется частота (либо длина волны) исходного электромагнитного сигнала [1]. При возрастании амплитуды сигнала возрастает плотность звуковых фононов, что приводит к возрастанию частоты фотон-фононных столкновений и, как следствие, к увеличению амплитуды дифракционного максимума.

Дальнейшее возрастание амплитуды входного сигнала приводит к появлению нелинейных акустооптических эффектов. Экспериментальные исследования показали, что при достаточно больших амплитудах входного сигнала помимо основного дифракционного максимума появляются дополнительные максимумы дифракции (рис. 1, б). Причем, положение этих максимумов таково, что их нельзя трактовать, как максимумы высших порядков исходной дифракции. При дальнейшем увеличении амплитуды входного сигнала количество дополнительных максимумов возрастает и при этом амплитуда основного дифракционного максимума может уменьшаться. Отметим, что наличие дополнительных дифракционных максимумов усложняет задачу анализа спектра входного сигнала большой интенсивности.

### Анализ физических процессов

Указанные особенности дифракции света на звуке могут быть объяснены нелинейным характером колебаний атомов в звуковой волне большой амплитуды [2]. Нелинейность колебаний приводит к тому, что газ фононов перестаёт быть идеальным и необходимо учитывать взаимодействие между ними.

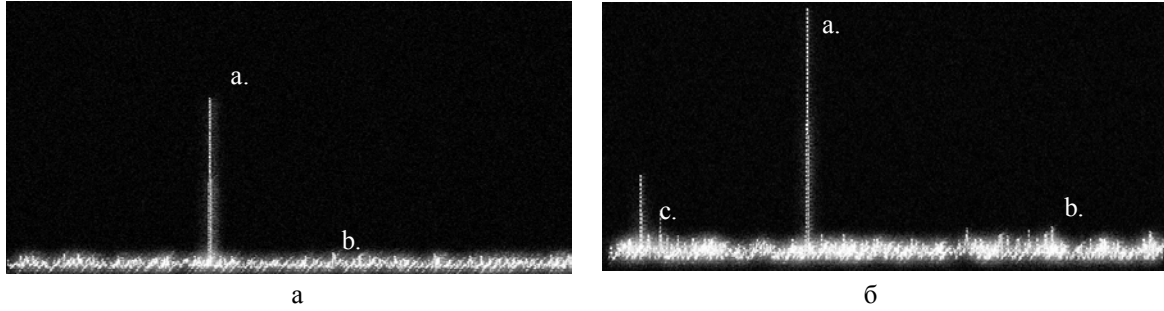


Рис. 1. Результаты экспериментальных исследований с использованием блока Ч-1: а – отметка частоты эталонного сигнала; б – шумы приемника оптического излучения; с – ложные отметки

Простейшим проявлением фонон-фононного взаимодействия (см., например, [3]) являются 3-х фононные процессы: распад исходного фонона с волновым вектором  $\vec{k}$  и частотой  $\omega$  на два других фонона с волновыми векторами  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$  и частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , соответственно. При этом должны выполняться законы сохранения энергии и импульса:

$$\omega = \omega_1 + \omega_2; \quad (1)$$

$$\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2. \quad (2)$$

Заметим, что в такой же мере вероятны и обратные процессы – слияние двух фононов в один.

Таким образом, нелинейность колебаний в исходной звуковой волне приводит к генерации новых звуковых волн с волновыми векторами  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$ . На этих звуковых волнах будет происходить дифракция опорного пучка света. В результате на фоне исходного дифракционного максимума должны появиться дополнительные максимумы дифракции под другими дифракционными углами.

Возможные типы процессов распада (слияния) фононов существенно ограничиваются требованием одновременного выполнения законов сохранения (1) и (2). Определяющим здесь является закон дисперсии, т.е. зависимость частоты фонона от его волнового вектора  $\omega = \omega(\vec{k})$ . Теоретически возможно рассчитать волновые векторы  $\vec{k}_1$ ,  $\vec{k}_2$  фононов, образующихся в процессе распада. В работе [2] такая задача была рассмотрена в приближении изотропной среды. Учет реальной кристаллической структуры акустооптической ячейки существенно усложняет расчет процессов распада (слияния) фононов. Тем самым усложняется задача идентификации дополнительных дифракционных максимумов опорного пучка света в фотоприемнике.

Интенсивность 3-х фононных процессов определяется оператором Гамильтона фонон-фононного взаимодействия [3]. С использованием математического аппарата вторичного квантования оператор Гамильтона можно представить в виде

$$\hat{H}_{\text{вз}} = \sum_{\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2} \frac{W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)}{\sqrt{\omega\omega_1\omega_2}} \times (\hat{a}^-(\vec{k})\hat{a}^+(\vec{k}_1)\hat{a}^+(\vec{k}_2) + \hat{a}^+(\vec{k})\hat{a}^-(\vec{k}_1)\hat{a}^-(\vec{k}_2)), \quad (3)$$

где  $W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)$  – коэффициенты фонон-фононного взаимодействия;  $\hat{a}^\pm(\vec{k})$  – операторы рождения и уничтожения фонона с волновым вектором  $\vec{k}$ . При этом оператор  $\hat{a}^-(\vec{k})\hat{a}^+(\vec{k}_1)\hat{a}^+(\vec{k}_2)$  описывает процесс распада фонона  $\vec{k} = \vec{k}_1 + \vec{k}_2$ , а оператор  $\hat{a}^+(\vec{k})\hat{a}^-(\vec{k}_1)\hat{a}^-(\vec{k}_2)$  описывает обратный процесс – слияния фононов  $\vec{k}_1 + \vec{k}_2 = \vec{k}$ .

Динамическое состояние кристалла определяется набором чисел заполнения  $\{N(\vec{k})\}$ , т.е. количеством фононов  $N(\vec{k})$  со всеми возможными волновыми векторами  $\vec{k}$ . В представлении чисел заполнения, пользуясь обозначениями Дирака, волновую функцию кристалла можно записать в виде

$$|\dots, N(\vec{k}), \dots, N(\vec{k}_1), \dots, N(\vec{k}_2), \dots\rangle.$$

Как известно [3], действие оператора рождения  $\hat{a}^+(\vec{k})$  на волновую функцию увеличивает число фононов  $N(\vec{k})$  с волновым вектором  $\vec{k}$  на единицу. Действие оператора уничтожения  $\hat{a}^-(\vec{k})$  – уменьшает число фононов  $N(\vec{k})$  на единицу. Имеют место соотношения

$$\hat{a}^+(\vec{k}) |N(\vec{k})\rangle = \sqrt{N(\vec{k})+1} \exp(i\omega(\vec{k})t) |(N(\vec{k})+1)\rangle; \quad (4)$$

$$\hat{a}^-(\vec{k}) |N(\vec{k})\rangle = \sqrt{N(\vec{k})} \exp(i\omega(\vec{k})t) |(N(\vec{k})-1)\rangle. \quad (5)$$

Процессу распада фонона (2) соответствует матричный элемент оператора (3)

$$\langle (N(\vec{k})-1), (N(\vec{k}_1)+1), (N(\vec{k}_2)+1) | \hat{H}_{\text{вз}} | N(\vec{k}), N(\vec{k}_1), N(\vec{k}_2) \rangle.$$

Из (3), (4), (5) следует, что данный матричный элемент имеет вид

$$\frac{W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)}{\sqrt{\omega\omega_1\omega_2}} \sqrt{N(\vec{k})(N(\vec{k}_1)+1)(N(\vec{k}_2)+1)} \times \exp(i(\omega + \omega_1 + \omega_2)t). \quad (6)$$

Интенсивность звуковых волн, которые генерируются вследствие 3-х фононных процессов, определяются вероятностью их реализации, которая в свою очередь пропорциональна квадрату модуля соответствующего матричного элемента. Для процессов распада (2) эта вероятность имеет вид

$$p \sim \frac{|W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)|^2}{\omega_1 \omega_2} N(\vec{k})(N(\vec{k}_1)+1)(N(\vec{k}_2)+1). \quad (7)$$

Видно, что вероятность распада фононов в звуковой волне с волновым вектором  $\vec{k}$  пропорциональна количеству данных фононов

$$p \sim N(\vec{k}),$$

и таким образом пропорциональна интенсивности звуковой волны. Вероятность распада звуковых фононов определяется также коэффициентами фонон-фононного взаимодействия

$$p \sim |W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)|^2,$$

которые для разных типов распада (см. [3]) имеют отличающиеся значения. Т.о. по мере увеличения интенсивности исходного звукового сигнала распадные процессы различных типов, разрешенные законами сохранения в данной кристаллической структуре, будут проявляться в меру иерархии соответствующих им коэффициентов фонон-фононного взаимодействия.

Указанное различие вероятностей распадных процессов определяет очередность возникновения дополнительных дифракционных максимумов в АО ячейке. В первую очередь опорный пучок света даст дополнительные дифракционные максимумы на фононах, генерируемых наиболее вероятным процессом распада. При повышении интенсивности звукового сигнала появятся дифракционные максимумы на фононах, генерируемых распадом, имеющим меньшую вероятность. При дальнейшем повышении интенсивности звука будут появляться все новые и новые дифракционные максимумы. В принципе, их число должно быть ограниченным, но может быть достаточно большим.

Отметим, что в данном процессе энергия опорного светового пучка будет перераспределяться по большему количеству дифракционных максимумов. В результате интенсивность основного максимума будет уменьшаться. Кроме того, на уменьшение основного максимума влияет также уменьшение числа фононов в исходной звуковой волне, вследствие процессов распада, а также изменение индекса фазовой модуляции  $q$  (см. далее).

Численные оценки вероятностей процессов распада фононов того или иного типа сопряжены с определенными сложностями. Выше отмечалось, что точный анализ возможных типов распада, разрешенных законами сохранения энергии и импульса, возможен только при учете всех особенностей кристаллической структуры АО ячейки. В частности, это относится к соответствующим законам дисперсии  $\omega = \omega(\vec{k})$  как продольных, так и поперечных мод [2, 3].

Кроме того, имеются сложности с оценкой коэффициентов фонон-фононного взаимодействия  $W(\vec{k}, \vec{k}_1, \vec{k}_2)$ . Эти коэффициенты являются Фурье-образами тензора ангармонического члена третьего порядка в разложении потенциальной энергии кри-

сталла по смещениям атомов (см. [3]). Их структура является достаточно сложной и содержит параметры, численные значения которых для данного кристалла трудно определить из известных экспериментальных либо табличных данных.

### Статистический анализ

Проведем анализ рассмотренных выше процессов с точки зрения теории статистической обработки сигналов. Для этого рассмотрим статистику сигнала и помехи на выходе приемника оптического излучения.

Приемник оптического излучения преобразует световой поток, дифрагировавший на бегущей акустической волне в выходной электрический сигнал, величина которого пропорциональна пространственному распределению интенсивности оптического сигнала. Распределение освещенности (интенсивности) в плоскости фотокатода приемника оптического излучения описывается аппаратной функцией акустооптического преобразователя, имеющей вид

$$E(x) \sim E_0 \left| \frac{\sin \frac{\pi}{a}(x-x_0)}{a(x-x_0)} \right|^2, \quad (8)$$

где  $E_0$  – интенсивность светового потока в точке с координатой  $x_0$ ;  $a$  – размерный коэффициент пропорциональности, который учитывает параметры оптической системы и акустооптического преобразователя.

Представляя работу приемника, как процесс по преобразованию потока квантов света в поток носителей заряда, перейдем к дискретной форме описания сигнала. Среднее количество носителей заряда  $s_i$  в  $i$ -м элементе разрешения приемника с линейными размерами  $\Delta x$ , накопленное за время  $T_H$ , пропорционально интенсивности светового потока. Тогда, из выражения (8) следует

$$\bar{s}_i = \bar{s}_0 \left| \frac{\sin(a(i-i_0))}{a(i-i_0)} \right|^2. \quad (9)$$

Данное выражение записано в предположении идеального приемника с квантовой эффективностью фотокатода  $q_{фк} = 1$ .

Статистика фототока, сформированного под воздействием светового сигнала, на выходе каждого элемента фотоприемника может быть охарактеризована вероятностью  $P(s_i)$  появления  $s_i$  носителей заряда в  $i$ -м элементе за время  $T_H$ . Считая, что поток носителей заряда является простейшим, согласно распределению Пуассона, запишем для  $P(s_i)$

$$P(s_i) = \frac{\bar{s}_i^{s_i}}{s_i!} e^{-\bar{s}_i}, \quad (10)$$

со средним  $\bar{s}_i$  и дисперсией  $\sigma_{s_i}^2 = \bar{s}_i$ .

В случае сильного акустооптического взаимодействия, когда поток диффрагированных квантов света велик, соответственно, большим будет также и

количество носителей заряда, накопленных в  $i$ -м элементе фотоприемника. Тогда в области математического ожидания распределение Пуассона (10) можно аппроксимировать нормальным законом распределения числа носителей заряда

$$P(s_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{s_i}^2}} \exp\left(-\frac{(s_i - \bar{s}_i)^2}{2\sigma_{s_i}^2}\right), \quad (11)$$

при условии  $\sigma_{s_i}^2 = \bar{s}_i$ , при этом  $\bar{s}_i$  подчиняется пространственному распределению (9).

На практике наблюдение реализации сигнала неразрывно связано с наличием внутренних шумов приемника оптического излучения. Это делает необходимым рассмотрение вопросов статистики помех, создаваемых приемником, и их аддитивной смеси с сигнальной компонентой. Шум приемника представляем так же, как случайный поток носителей заряда. Тогда аналогично (11) вероятность появления  $g_i$  носителей в элементе разрешения

$$P(g_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{g_i}^2}} \exp\left(-\frac{(g_i - \bar{g}_i)^2}{2\sigma_{g_i}^2}\right), \quad (12)$$

со средним  $\bar{g}_i$  и дисперсией  $\sigma_{g_i}^2 = \bar{g}_i$ .

Соответственно, вероятность появления  $n_i$  носителей заряда в наблюдаемой реализации на выходе приемника можно представить, как

$$P(n_i) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_{n_i}^2}} \exp\left(-\frac{(n_i - \bar{n}_i)^2}{2\sigma_{n_i}^2}\right), \quad (13)$$

где  $\bar{n}_i = \bar{s}_i + \bar{g}_i$  и  $\sigma_{n_i}^2 = \bar{n}_i = \bar{s}_i + \bar{g}_i$ . При отсутствии сигнальной компоненты, выражение (13) сводится к виду (12).

Как было показано выше, увеличение интенсивности бегущей акустической волны приводит к появлению дополнительных максимумов в дифракционной картине. Статистический учет этого эффекта проведем в предположении, что физическая природа их возникновения та же, что и основного максимума, – дифракции света на упругих акустических волнах с различными длинами волн. В этом случае пространственное распределение интенсивности дифракционной картины может быть представлено как суперпозиция аппаратных функций вида (9) и пространственно стационарной помехи

$$\bar{n}_i = \sigma_{n_i}^2 = \bar{g}_i + \bar{s}_i + \sum_f \bar{s}_{i,f}, \quad (14)$$

где параметр  $f$  нумерует возможные дополнительные акустически волны, возникающие в результате 3-фононных процессов. При этом вероятность реализации описывается соотношением (13) с учетом (14).

Таким образом, регистрируемая на выходе фотоприемника реализация  $n_i$  представляет собой трехкомпонентную аддитивную смесь случайных процессов, обусловленных: внутренними шумами приемника ( $g_i$ ); воздействием светового потока, дифрагировавшего на упругой акустической волне исходной частоты ( $s_i$ ); и дифрагировавшего на акустических волнах, образующихся в результате 3-фононных процессов ( $s_{i,f}$ ). Принимаемая реализация характеризуется в каждом элементе разрешения своей вероятностью (12) – (14) с параметрами  $\bar{n}_i$  и  $\sigma_{n_i}^2$ .

Согласно корпускулярно-волновым представлениям, интенсивность оптической волны (освещенность) (8) можно интерпретировать, как плотность вероятности появления фотона в данном месте пространства. В нормированном виде эта функция определяется соотношением

$$f(x) = E(x) / \int_0^{x_{\max}} E(x) dx, \quad (15)$$

где  $x_{\max}$  – физические размеры фотоприемника.

Вероятность появления  $n_i$  фотоэлектронов в  $i$ -м элементе разрешения фотоприемника размером  $\Delta x$  будет пропорциональна интенсивности световой волны на данном участке  $E(\Delta x)$ , а значит, определяться функцией распределения (15). С учетом дискретности фотокатода размерностью  $i = 1 \dots m$ , вероятность появления  $n_i$  фотоэлектронов в  $i$ -м элементе разрешения описывается выражением

$$P(n_i) = \bar{n}_i / \sum_{i=1}^m \bar{n}_i. \quad (16)$$

### Статистический синтез

С учетом (11) – (14) и (16) сформулируем задачу обнаружения сигнала  $s$  по наблюдению выборки  $n = (n_1, \dots, n_m)$  фиксированного размера  $m$ .

В общем виде задача обнаружения может быть сведена к задаче проверки простой гипотезы  $H_0$  против простой альтернативы  $H_1$  по результатам вычисления отношения правдоподобия

$$l = \prod_{i=1}^m \frac{P(g_i, s_i, s_{i,f})}{P(g_i, s_{i,f})} \quad (17)$$

и принятия решения  $\gamma_1$  или  $\gamma_0$  на основании сравнения результатов вычисления (17) с порогом  $C$ , соответствующим выбранному критерию качества обнаружения [4]

$$\ln l(n) \begin{cases} \geq \\ < \end{cases} C. \quad (18)$$

В данном случае, в качестве неизвестного параметра сигнала принимается номер гипотезы с неопределенными априори вероятностями. К алгоритму предъявляется требование выдачи единственного решения в результате обработки входных данных за весь фиксированный интервал наблюдения. Матрица потерь считается априорно не заданной.

В силу неопределенности оценки интенсивности 3-фононных процессов распада, выражения (15), (16) не могут быть заданы в явном виде. Таким об-

разом, задача синтеза алгоритма обнаружения является непараметрической, а функция правдоподобия может быть определена только как произвольная неотрицательная нормированная функция  $P(n_i | \mathcal{H})$

выборочных значений  $n, n \in N^m$  с параметром  $\mathcal{H}$ .

Задача проверки гипотез в условиях непараметрической априорной неопределенности предполагает синтез непараметрического (по отношению к гипотезе  $H_0$ ) алгоритма проверки гипотез – оптимального по критерию относительной эффективности, для которых вероятность  $\alpha$  ошибки первого рода

$$\alpha = P\{n \in N^m | H\} \quad (19)$$

постоянна для всех  $P(n_i)$ .

В отличие от синтеза оптимальных параметрических алгоритмов, регулярных общих методов синтеза наиболее эффективных непараметрических алгоритмов пока не существует [4]. Кроме того, неоднородность анализируемой выборки сильно усложняет получение решения задачи синтеза в аналитическом виде. Поэтому данный алгоритм может быть синтезирован только на эвристической основе, для конкретного акустооптического анализатора спектра с учетом кристаллографических особенностей его акустооптического модулятора.

### Численное моделирование

С практической точки зрения представляет интерес количественный анализ влияния дополнительных дифракционных максимумов, обусловленных трех-фононными процессами, на качество обнаружения сигнала. Процесс обнаружения оптического сигнала на выходе приемника акустооптического анализатора спектра на фоне аддитивных помех будет сопровождаться наличием ошибок принятия решения первого рода  $\alpha$  (принятие гипотезы наличия сигнала при его отсутствии) и второго рода  $\beta$  (принятие гипотезы отсутствия сигнала при его наличии) [4, 5]. Соответственно, качество процесса обнаружения будет определяться значениями вероятностных характеристик. Ошибка первого рода представляет собой условную вероятность ложной тревоги

$$F = \alpha = P(n > n_0 | H_0), \quad (20)$$

а условная вероятность правильного обнаружения выражается через ошибку второго рода

$$D = 1 - \beta = P(n > n_0 | H_1), \quad (21)$$

где  $n_0$  – порог обнаружения.

Приведенные выражения, с учетом (14) – (16), могут быть записаны в виде

$$F = P \left[ \left( g_i + \sum_f s_{i,f} \right) > n_0 \right]; \quad (22)$$

$$D = P \left[ \left( g_i + s_i + \sum_f s_{i,f} \right) > n_0 \right]. \quad (23)$$

С точки зрения математической статистики,

эти выражения имеют смысл частот превышения количеством носителей зарядов уровня порога обнаружения по всем элементам разрешения фотокатода. Тогда, обозначив статистические частоты, как  $F^*$  и  $D^*$ , выразим их через интеграл вероятности

$$\Phi(U) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^U e^{-\frac{1}{2}u^2} du;$$

$$F^* = \frac{1}{2} - \frac{1}{m} \sum_{i=1}^m \Phi \left[ \frac{n_0 - (\bar{g}_i + \sum_f \bar{s}_{i,f})}{\sqrt{\bar{g}_i + \sum_f \bar{s}_{i,f}}} \right]; \quad (24)$$

$$D^* = \frac{1}{2} - \Phi \left[ \frac{n_0 - (\bar{g}_{i_0} + \bar{s}_{i_0} + \sum_f \bar{s}_{i,f})}{\sqrt{\bar{g}_{i_0} + \bar{s}_{i_0} + \sum_f \bar{s}_{i,f}}} \right]. \quad (25)$$

Выражение (25) получено при условии регистрации сигналов большой длительности, когда выполняются условия согласования пространственных параметров сигнала и элементов разрешения фотокатода. Очевидно, что пространственная нестационарность функционала (16) не позволяет выбрать единый для всех элементов разрешения порог обнаружения. Однако в случае работы анализатора спектра в линейном режиме динамической характеристики, можно считать, что  $\bar{s}_{i,k} \ll \bar{g}_i$ . В таком случае выбор порога обнаружения может быть произведен в соответствии с критерием Неймана-Пирсона, когда  $n_0 (\beta \rightarrow \min)$ , при  $\alpha = \text{const}$ . Для качественной оценки параметров обнаружения, проведем численное моделирование. Воспользуемся, согласно [1, 6], выражением для интенсивности сигнала в плоскости фотокатода в максимуме первого порядка при выполнении условий дифракции Брэгга

$$E_0 \sim \sin^2(q/2),$$

где индекс фазовой модуляции  $q$  зависит от мощности  $P_{зв}$  исходной акустической волны, как  $q \sim \sqrt{P_{зв}}$ .

Тогда, среднее количество носителей заряд в элементе разрешения  $i_0$ , соответствующему дифракционному максимуму, описывается выражением

$$\bar{s}_{i_0} \sim \sin^2(a\sqrt{P_{зв}}), \quad (26)$$

где  $a$  – коэффициент пропорциональности.

Дополнительные звуковые волны, образующиеся при распаде исходной волны вследствие 3-фононных процессов, имеют мощности меньше, чем исходная. Вводя соответствующие коэффициенты понижения  $\Gamma_f$ , мощности этих звуковых волн можно представить в виде  $P_{звf} = \Gamma_f P_{зв}$  (при условии, что  $P_{зв} = \text{const}$ ).

Тогда, аналогично (26), среднее количество носителей заряд в элементах разрешения  $i_f$ , соответствующих дополнительным дифракционным максимумам, описывается выражениям

$$\bar{s}_{if} \sim \sin^2(a\sqrt{r_f P_{ЗВ}}), \quad (27)$$

а  $f = 1, 2, 3, \dots$

Численное моделирование проводилось в соответствии с выражениями (9), (11) – (14), описываю-

щими пространственную структуру сигнала, помехи и "ложных" сигналов (рис. 2, а, б, в). При этом учитывались зависимости (26), (27), общий вид которых представлен на рис. 3 (для  $r_1 = 0,001$ ;  $r_2 = 0,0005$ ;  $r_3 = 0,0002$ ).

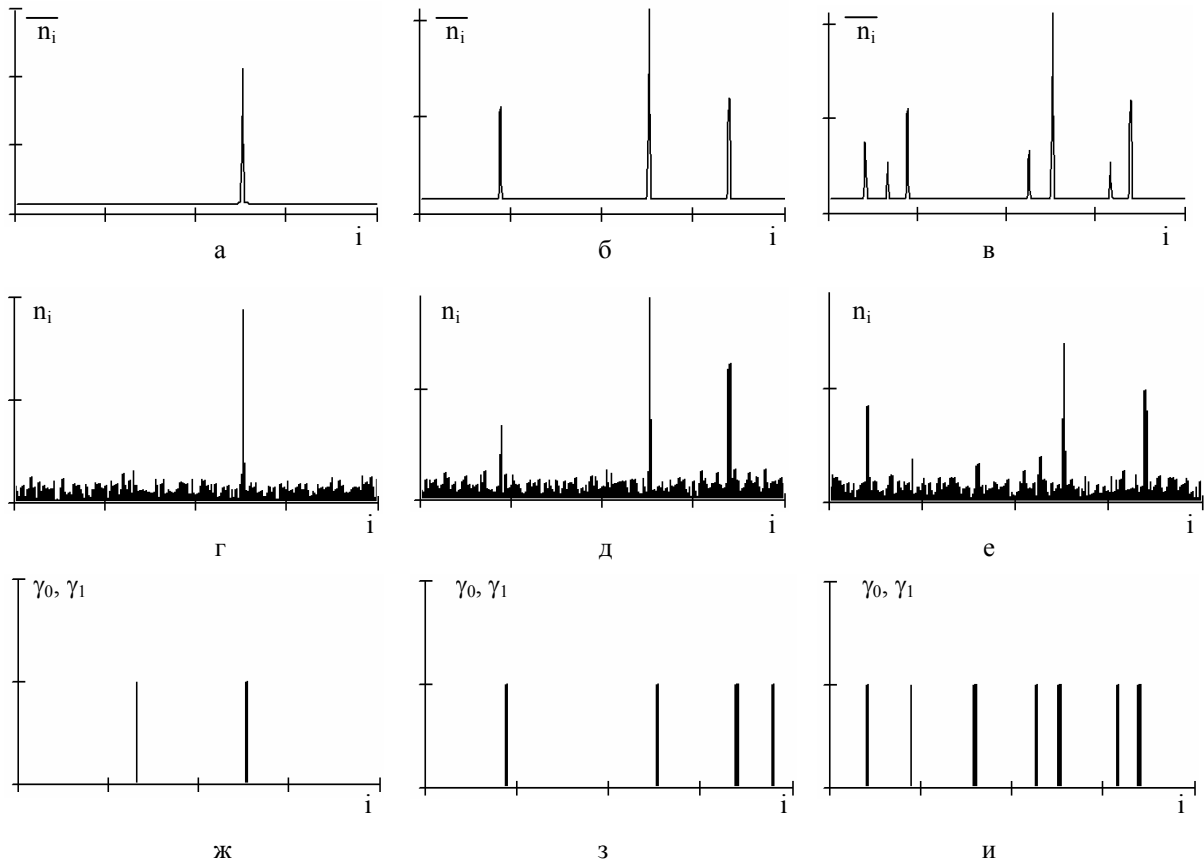


Рис. 2. Результаты численного (имитационного) моделирования

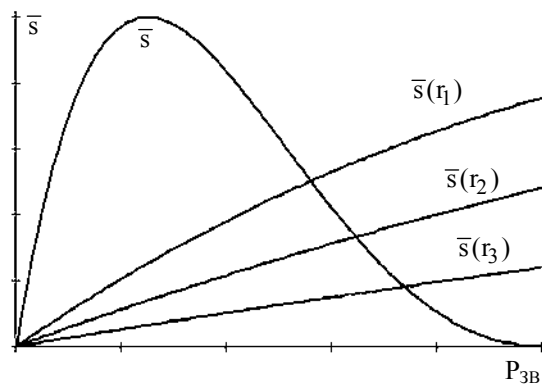


Рис. 3. Зависимости среднего значения сигнальных носителей заряда от интенсивности радиосигнала

Расчет зависимости условных вероятностей правильного обнаружения и ложной тревоги проводился в соответствии с (24), (25). Результаты расчета представлены графиками зависимости  $D(P_{ЗВ})$  (рис. 4) и  $F(P_{ЗВ})$  (рис. 5). Численное и имитационное (рис. 2 г, д, е) моделирование, ввиду отсутствия точных исходных данных (в частности, коэффициентов  $r_f$ ), было направлено на получение качест-

венных результатов, которые показали хорошее соответствие процессам, наблюдаемым в акустооптическом анализаторе спектра (рис. 1).

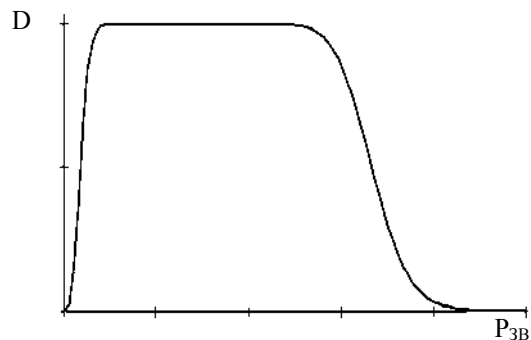


Рис. 4. Вероятность правильного обнаружения

Как видно из (рис. 2, а – и), увеличение интенсивности входного радиосигнала приводит к увеличению мощности акустической волны распространяющейся в акустооптическом модуляторе и, как следствие, наблюдается появление "ложных" выбросов (рис. 2, б, в, д, е). Интенсивность этих выбросов будет определяться в соответствии с вероят-

ностью 3-фононных распадов различных типов. При бинарном квантовании принимаемой реализации, с целью обнаружения полезного сигнала, увеличение интенсивности данных выбросов будет приводить к увеличению среднего количества ложных решений о наличии сигнала (рис. 2 ж, з, и.).

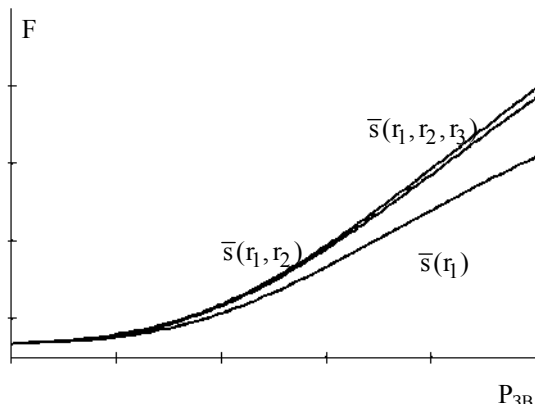


Рис. 5. Умовна ймовірність ложної тривоги

Действительно, как показывают расчеты, вероятность ложной тревоги будет увеличиваться (рис. 5) с возрастанием мощности ультразвуковой волны и пропорционально количеству сигналов, сформированных дифракцией света на дополнительных звуковых волнах (рис. 3).

Нетрудно заметить, что такое возрастание величины ложной тревоги противоречит принципам, положенным в основу теории статистического синтеза оптимальных алгоритмов принятия решения. Это противоречие, в частности, вызвано неадекватностью принятой нами модели сигнала и помехи в критерии Неймана-Пирсона наблюдаемым процессам. Данные качественные результаты продемонстрируют негативный характер влияния большой мощности акустической волны на эффективность процесса обнаружения сигнала. С другой стороны, данное противоречие указывает на новизну рассматриваемого вопроса. Это также говорит о необходимости поиска других адекватных и эффективных методов решения задачи обнаружения оптических сигналов акустооптического анализатора спектра в условиях воздействия на его вход радиосигналов большой мощности.

## Выводы

Таким образом, показано что,  
– увеличение мощности исходной акустической волны, вследствие нелинейного фоннофононного взаимодействия, приводит к увеличению вероятности ее распада на волны с иными волновыми векторами;

– в совокупности с уменьшением эффективности акустооптического взаимодействия это приводит к уменьшению условной вероятности правильного обнаружения, а также к увеличению вероятности ложной тревоги.

Нарушение условия пространственной стационарности сигнала и помехи не позволяет использовать для данного случая известные методы синтеза параметрических алгоритмов обнаружения. В то же время, отсутствие регулярных общих методов синтеза наиболее эффективных непараметрических алгоритмов делает необходимым поиск новых методов обработки радиосигналов большой интенсивности в акустооптическом анализаторе спектра.

## Список литературы

1. Акустооптические эффекты при сильном взаимодействии. Теория и эксперимент: монография / Под ред. Л.Ф. Купченко. – Х.: ООО «ЭДЭНА», 2009. – 264 с.
2. О работе акустооптического датчика при больших амплитудах звука / А.И. Стрелков, Т.А. Стрелкова, С.Е. Кальной, В.В. Карнаух // Системи обробки інформації: зб. наук. пр. – Х.: ХУПС, 2006. – Вип. 2 (51). – С. 173-179.
3. Косевич А.М. Физическая механика реальных кристаллов / А.М. Косевич. – К.: Наукова думка, 1981. – 328 с.
4. Левин Б.Р. Теоретические основы статистической радиотехники / Б.Р. Левин. – М.: Радио и связь, 1989. – 656 с.
5. Москвитин С.В. Теоретические основы оптической локализации / С.В. Москвитин, А.И. Стрелков. – Х.: ВИРТА, 1992. – 369 с.
6. Балакиши В.И. Физические основы акустооптики / В.И. Балакиши, В.Н. Парыгин, Л.Е. Чирков. – М.: Радио и связь, 1985. – 280 с.

Поступила в редколлегию 31.03.2010

**Рецензент:** д-р техн. наук, проф. Л.Ф. Купченко, Харьковский университет Воздушных Сил им. И. Кожедуба, Харьков.

## ВИЯВЛЕННЯ РАДІОСИГНАЛІВ ВЕЛИКОЇ АМПЛІТУДИ В АКУСТООПТИЧНОМУ АНАЛІЗАТОРІ СПЕКТРУ

О.І. Стрелков, С.Є. Кальний, Є.І. Жилін, В.В. Карнаух

*Розглянуті питання виявлення радіосигналів великої потужності в акустичному оптичному аналізаторі спектру. Проведені оцінки інтенсивності процесів 3-фононних розпадів, що приводять до появи додаткових дифракційних максимумів. Проведений статистичний аналіз і отримані характеристики ймовірностей виявлення оптичних сигналів в акустичному оптичному аналізаторі спектру. Показано, що збільшення потужності початкового сигналу приводить до погіршення характеристик виявлення.*

**Ключові слова:** акустооптичний аналізатор спектру, фотон-фононна взаємодія, фонон-фононна взаємодія

## DISCOVERY OF RADIO OF SIGNALS OF LARGE AMPLITUDE IN ACOUSTIC-OPTICAL ANALYZER OF SPECTRUM

A.I. Strelkov, S.Y. Kalnoy, Y.I. Zhilin, V.V. Karnauh

*Questions of discovery of radio of signals of large power in the acoustic optical analyzer of spectrum are considered. Estimations of intensity of processes of 3-phonon disintegrations, resulting in appearance of additional diffraction maximums are conducted. A statistical analysis is conducted and probabilistic descriptions of discovery of visual signals in the acoustic optical analyzer of spectrum are got. It is shown, that the increase of power of initial signal results in worsening discovery descriptions.*

**Keywords:** acoustic-optical analyzer of spectrum, foton-phonone co-operation, fonon-fonon co-operation.