

Глава 7

Преобразователи свет-сигнал

Преобразователями свет-сигнал называются устройства, служащие для преобразования оптического изображения в электрический сигнал. В телевидении для этой цели широко применяются электронно-лучевые и полупроводниковые устройства: суперортиканы, видиконы и т. п. Новым классом преобразователей свет-сигнал являются акустооптические развертывающие устройства (АРУС), в которых считывание изображения осуществляется бегущим акустическим цугом [175–181]. Эти устройства просты по конструкции и технологии изготовления, не требуют больших напряжений и мощностей, способны работать в широком диапазоне длин волн света. Но главное достоинство АРУС, выделяющее их среди других преобразователей свет-сигнал, заключается в том, что они позволяют регистрировать не только амплитудную, но и фазовую структуру светового поля изображения. Это открывает новые возможности для обработки оптической информации телевизионными методами, для построения систем адаптивной оптики.

7.1 Принцип действия акустооптического развертывающего устройства

Принципиальная схема акустооптического преобразователя свет-сигнал показана на рис. 7.1. Основу АРУС составляет ячейка 1, в которой пьезопреоб-

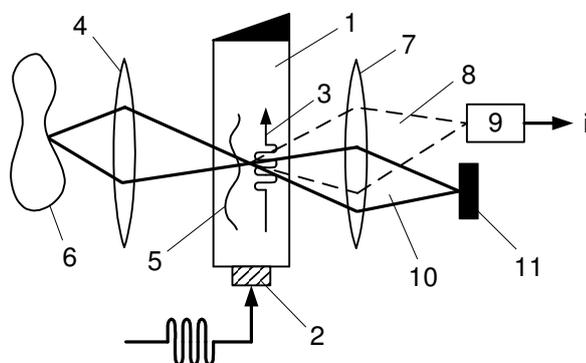


Рис. 7.1. Принципиальная схема АРУС

разователем 2 возбуждается бегущая упругая волна в виде короткого цуга 3. Линза 4 формирует изображение 5 объекта 6 непосредственно в плоскости ячейки. Проходя через ячейку, свет дифрагирует на акустическом цуге, причем в каждый момент времени дифрагируют лучи лишь от того участка изображения, мимо которого пробегает цуг. Линза 7 фокусирует дифрагированные лучи 8 на поверхность фотоприемника 9. Непродифрагировавший свет 10 задерживается экраном 11. Таким образом, цуг играет роль подвижного „окна“, через которое излучение последовательно от различных точек изображения поступает на фотоприемник. Снимаемое с приемника напряжение представляет собой видеосигнал развертки строки изображения. Период строчной развертки определяется временем распространения цуга через ячейку:

$$\tau = w/v, \quad (7.1.1)$$

где w — апертура ячейки (предполагается, что световой пучок полностью заполняет апертуру ячейки).

Развертку двумерных изображений можно осуществлять с помощью двух последовательно расположенных скрещенных ячеек, акустические импульсы в которых возбуждаются в ортогональных направлениях и с определенным сдвигом по времени, меняющимся от строки к строке. Но более простым является метод, в котором развертка по кадру создается сканированием изображения поперек считывающей ячейки, благодаря чему через область взаимодействия последовательно проходят все участки изображения. Такое сканирование, в принципе, можно осуществлять любыми дефлекторами, в том числе и акустооптическими (§ 8.8).

7.2 Пространственно-частотные характеристики

Одной из важнейших характеристик АРУС является число разрешимых элементов в строке N , равное отношению апертуры ячейки к минимальному размеру элемента разложения $d_{мин}$:

$$N = w/d_{мин}. \quad (7.2.1)$$

Нетрудно видеть, что в первую очередь $d_{мин}$ определяется длиной цуга h : $d_{мин} \gtrsim h$. Поэтому для увеличения разрешения длину цуга надо делать как можно меньше. Но бесконечно уменьшать h нельзя — предел кладет длина акустической волны Λ_0 : $h \gtrsim \Lambda_0$. Отсюда следует, что $d_{мин} \gtrsim \Lambda_0$. Таким образом, считывающие устройства с высоким разрешением могут быть созданы лишь при использовании упругих волн высокой частоты.

Для строгого расчета $d_{мин}$ необходимо решить задачу о дифракции несущего изображение светового пучка на коротком акустическом цуге [177–181]. В приближении малой эффективности дифракции решение можно найти, воспользовавшись соотношением (5.1.7).

Будем считать, что объект представляет собой синусоидальную амплитудную решетку. Тогда поле изображения имеет вид

$$u_i(z) = u_0[1 + m \cos(2\pi z/d)], \quad (7.2.2)$$

где d — период решетки, m — глубина пространственной модуляции амплитуды световой волны. Угловой спектр сигнала (7.2.2) содержит три компоненты:

$$U_i(\theta_i) = \frac{u_0\lambda}{n_i} \left[\delta(\theta_0 - \theta_i) + \frac{m}{2} \delta\left(\theta_0 + \frac{\lambda}{n_i d} - \theta_i\right) + \frac{m}{2} \delta\left(\theta_0 - \frac{\lambda}{n_i d} - \theta_i\right) \right], \quad (7.2.3)$$

где θ_0 — угол падения света на ячейку.

Если акустический цуг возбуждается прямоугольным радиоимпульсом длительностью τ_{au} с частотой несущей f_0 , то амплитуда каждой его монохроматической составляющей определяется (5.4.2). Подставив (7.2.3) и (5.4.2) в (5.1.7), получим выражение для углового спектра дифрагированного света [177]:

$$U_d(\theta_d) = \frac{ql}{2} u_0 h \exp[-jvt(k_d\theta_d - k_i\theta_0)] \times \left[S_0 T_0^S + \frac{m}{2} \sum_{\alpha=\pm 1} \exp(j\alpha\Omega_s t) S_\alpha T_\alpha^S \right], \quad (7.2.4)$$

где

$$S_\alpha = \text{sinc} \left[\frac{H}{2} (\Theta_d - \Theta_0 - 2 - 2\alpha F) \right]; \quad (7.2.5)$$

$$T_\alpha^S = \text{sinc} \left\{ \frac{Q}{2} \left[\frac{\Theta_d^2 - (\Theta_0 + 2\alpha F)^2}{4} - \Theta_B - 1 \right] \right\}; \quad (7.2.6)$$

$\Omega_s = 2\pi v/d$; $F = \Lambda_0/d$ — нормированная пространственная частота; H , Q , Θ_0 и Θ_d определяются формулами (5.4.5), (5.2.10), (5.3.4) и (5.2.8). Угловое распределение интенсивности дифрагированного света имеет вид

$$\frac{I_d(\Theta_d)}{I_i} = \left(\frac{ql}{2} \right)^2 \frac{n_i h}{\lambda} \left[S_0^2 T_0^{S^2} + \frac{m^2}{4} (S_{+1}^2 T_{+1}^{S^2} + S_{-1}^2 T_{-1}^{S^2}) + m S_0 T_0^S (S_{+1} T_{+1}^S + S_{-1} T_{-1}^S) \cos \Omega_s t + \frac{m^2}{4} S_{+1} T_{+1}^S S_{-1} T_{-1}^S \cos 2\Omega_s t \right]. \quad (7.2.7)$$

Здесь $I_i = u_0^2 \lambda h / n_i$ — световая мощность, приходящаяся на область, занимаемую акустическим цугом. Первые два слагаемых в (7.2.7) описывают постоянную составляющую в дифрагированном свете, третье — полезный сигнал развертки изображения с частотой Ω_s , а четвертое — нелинейные искажения на частоте $2\Omega_s$.

Полученные результаты поясняет рис. 7.2. В его верхней части изображен спектр падающего на ячейку оптического сигнала. При прохождении через ячейку этот спектр испытывает изменения двух видов. Во-первых, каждая спектральная линия уширяется точно так же, как при прохождении плоской световой волны через отверстие шириной h . Такое уширение описывается функциями S . Другое изменение спектра обусловлено особенностями акустооптического взаимодействия. За это отвечают функции T^S . Каждой составляющей (7.2.3) входного оптического сигнала на выходе соответствует максимум, распределение света в котором зависит от степени перекрытия соответствующих функций S и T^S . Из (7.2.4) видно, что интенсивность каждого отдельного

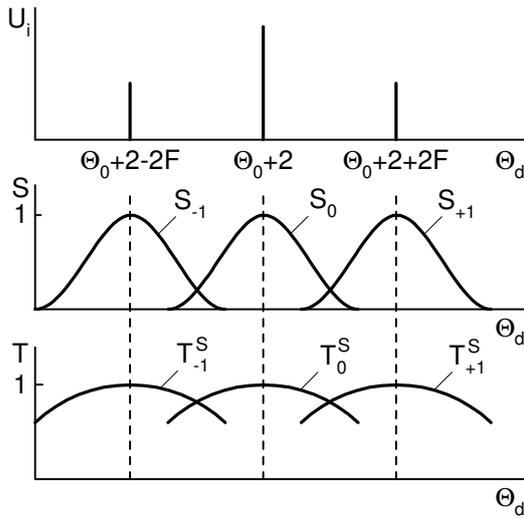


Рис. 7.2. Взаимное расположение функций S и T^S

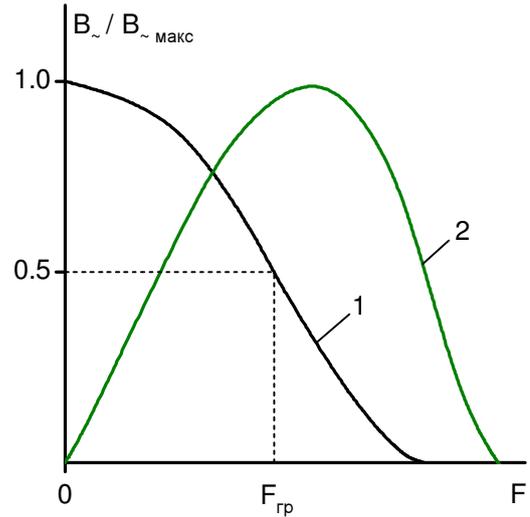


Рис. 7.3. Частотные характеристики АРУС

максимума от времени не зависит, так как время входит только в фазовые множители. Поэтому полезный сигнал на выходе фотоприемника будет лишь в том случае, если максимумы перекрываются. В результате их биений появляется переменная составляющая в выходном сигнале, причем сигнал с частотой Ω_s возникает лишь при интерференции центрального максимума с боковыми, тогда как взаимное перекрытие боковых максимумов приводит к нелинейным искажениям.

Если фотоприемник регистрирует весь дифрагированный свет, то амплитуда снимаемого с него видеосигнала (на частоте Ω_s) определяется выражением

$$i_{\sim} \propto \left(\frac{ql}{2}\right)^2 2m \frac{H}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S_0 T_0^S (S_{+1} T_{+1}^S + S_{-1} T_{-1}^S) d\Theta_d \equiv$$

$$\equiv \left(\frac{ql}{2}\right)^2 2m B_{\sim}^S(Q, H, \Theta_0, \Theta_B, F). \quad (7.2.8)$$

Зависимость $B_{\sim}^S(F)$, представляющая собой пространственно—частотную характеристику АРУС, показана на рис. 7.3 кривой 1. Из рисунка следует, что развертывающее устройство лучше всего передает низкочастотные составляющие спектра оптического сигнала. С уменьшением d амплитуда видеосигнала падает и достигает нуля при $d \approx h$. Такой ход частотной характеристики объясняется тем, что в системе происходит усреднение вариаций амплитуды светового поля по пространству, занимаемому акустическим цугом. Выбрав допустимый уровень уменьшения сигнала развертки, из графика $B_{\sim}^S(F)$ можно найти граничное значение полосы пространственных частот $F_{гр}$ и, следовательно, предельное разрешение устройства $d_{мин} = \Lambda_0/F_{гр}$.

Для наиболее интересного случая $\Theta_0 = \Theta_B$ расчет частотных характеристик был проведен в [177, 180]. Результаты представлены на рис. 7.4. Здесь по оси абсцисс отложены значения параметра Гордона $G = Q/H = \lambda f_0/nhv$, а по оси

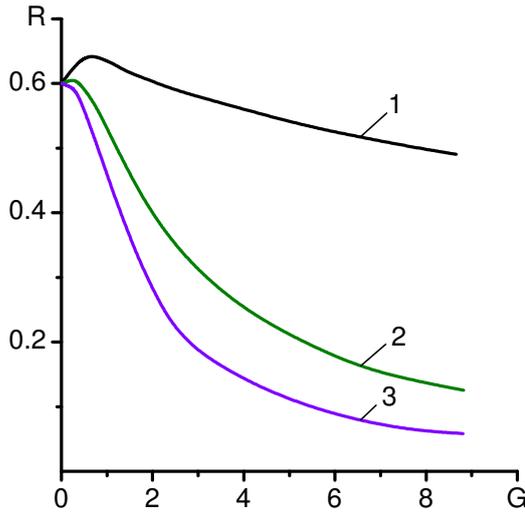


Рис. 7.4. Зависимость полосы пространственных частот от параметра Гордона [180]:
 1 — $\Theta_B = 0$; 2 — $\Theta_B = -1$;
 3 — $\Theta_B = -2$

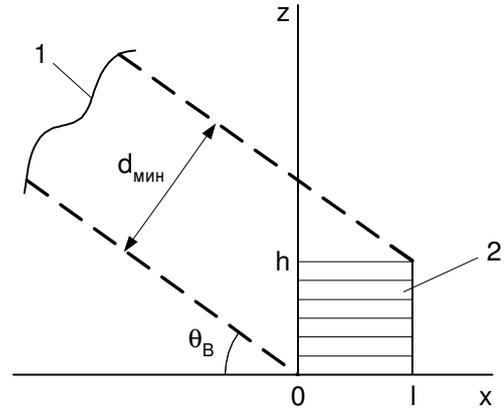


Рис. 7.5. Геометрия взаимодействия в АРУС.
 1 — световая волна;
 2 — акустический цуг

ординат — приведенная полоса пространственных частот (по уровню 3 дБ).

$$R = HF_{cp} = h/d_{мин} . \quad (7.2.9)$$

Видно, что наибольшее разрешение достигается в области малых значений параметра Гордона. С ростом G разрешение падает из-за увеличения относительных размеров области взаимодействия, которое может быть обусловлено двумя причинами: наклонным падением света и расходимостью светового пучка. Рассмотрим их подробнее.

Минимальный разрешимый элемент — это такой участок изображения, исходящие из которого лучи проходят через цуг и дифрагируют. Следовательно, $d_{мин}$ можно найти как проекцию дифрагирующего объема на фронт падающей световой волны (рис. 7.5):

$$d_{мин} \approx h \cos \theta_B + l \sin \theta_B \approx h(1 + G|\Theta_B|/2) . \quad (7.2.10)$$

Учитывая (7.2.9), выражение (7.2.10) можно записать в виде

$$R = (1 + G|\Theta_B|/2)^{-1} . \quad (7.2.11)$$

Отсюда следует, что при $G \ll 1$ разрешение не зависит от геометрии взаимодействия, а определяется только длиной цуга. Цуг в этом случае работает как плоская щель шириной h , движущаяся со скоростью v . Чем больше G , тем сильнее проявляется объемный характер взаимодействия, отражаемый вторым слагаемым в (7.2.11). Даже при фиксированном h увеличение l приводит в случае $\Theta_B \neq 0$ к возрастанию $d_{мин}$ и падению разрешения [178].

Если угол Брэгга близок к нулю, то на первый план выходит другая причина ухудшения разрешения, связанная с расходимостью световой волны. Входная

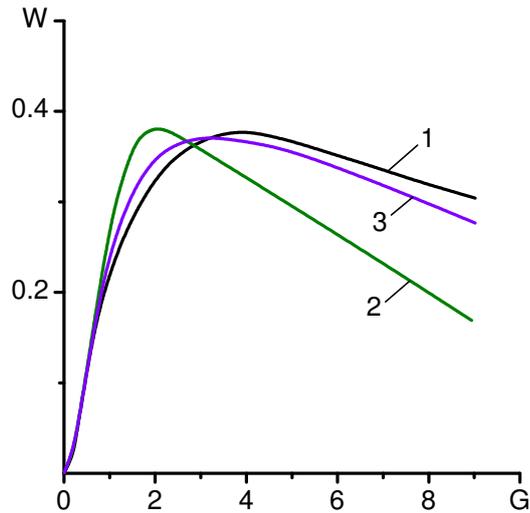


Рис. 7.6. Оптимизация параметров считывающей ячейки [180]:
 1 — $\Theta_B = 0$; 2 — $\Theta_B = -1$; 3 — $\Theta_B = -2$

линза создает четко сфокусированное изображение лишь в центральной плоскости ячейки. В других точках изображение в той или иной степени расфокусировано. Поэтому чем больше отношение l/h (и, следовательно, G), тем сильнее влияние эффекта дефокусировки.

Наклонное падение света на ячейку сильнее сказывается на разрешении устройства, поэтому при $G \gtrsim 1$ наибольшее разрешение дает анизотропная дифракция с углом Брэгга, близким к нулю. Численные расчеты показали [180], что кривые $R(\Theta_B)$ имеют максимум в области $0 < \Theta_B < 1$. С ростом G этот максимум становится острее и смещается к $\Theta_B = 0$.

Подставляя найденное из рис. 7.4 значение R в (7.2.9) и учитывая (7.1.1), (7.2.1), получаем выражение для числа разрешимых элементов [177]:

$$N = Rw/h = R\Delta f\tau, \quad (7.2.12)$$

где Δf — ширина спектра возбуждающего радиоимпульса по уровню 4 дБ (не меньшую полосу должен иметь и пьезопреобразователь, чтобы сформировать цуг длиной h)¹.

7.3 Оптимизация параметров АРУС

При оптимизации параметров считывающей ячейки представляется естественным использовать тот же подход, что и в случае АОМ (§ 6.3), т. е. оптимизировать АРУС по произведению эффективности дифракции на полюсу пространственных частот при фиксированной акустической мощности. Такая оптимизация приводит к функции $W = GB^S R$ [180]. Графики зависимости $W(G)$ приведены на рис. 7.6. В случае изотропной дифракции функ-

¹В более общем случае можно записать: $N = \mu R\Delta f\tau$, где μ — коэффициент порядка единицы, определяемый формой огибающей акустического цуга.

ция W имеет максимум в точке $G = G_{onm} = 2$. Для оптимального варианта $R_{onm} = 0,4$; $N_{onm} = 0,4 \Delta f \tau$. При анизотропной дифракции максимум выражен слабее и достигается при бóльших G . Например, для $\Theta_B = 0$ имеем $G_{onm} = 3,8$; $N_{onm} = 0,58 \Delta f \tau$.

Такая оптимизация параметров ячейки позволяет получить максимальное разрешение при минимальной потребляемой мощности. Однако для АРУС более важной характеристикой является не разрешение (определяемое $d_{мин}$), а число элементов разложения N . Из (7.2.1) следует, что N увеличивается с ростом w . Таким образом, АРУС являются широкоапертурными устройствами. Разумеется, апертуру ячейки нельзя сделать произвольно большой. На практике ограничение апертуры может быть обусловлено разными причинами: трудностями получения образцов акустооптического материала большого размера и хорошего оптического качества, конечной апертурой формирующих изображение оптических элементов, их абберациями, затуханием звука в материале ячейки. Но именно последнее обстоятельство становится решающим, когда ставится задача получения предельных характеристик АРУС.

Как было отмечено в § 7.1, наиболее эффективный путь улучшения характеристик АРУС состоит в повышении частоты упругих волн. Но с увеличением частоты быстро растет поглощение ультразвука: для большинства материалов коэффициент затухания $\alpha = \Gamma f^2$. Это ограничивает диапазон рабочих частот ультразвука, поскольку поглощение акустических волн приводит к искажениям видеосигнала — его экспоненциальному уменьшению вдоль строки развертки. Выбрав допустимый уровень затухания акустического цуга на длине ячейки $\alpha_w = \alpha w$, найдем максимальную частоту $f_{макс} = \sqrt{\alpha_w / \Gamma w}$. Из (7.2.1) и (7.2.9) следует, что в оптимальном случае

$$\begin{aligned} N_{onm} &= \frac{R_{onm} f_0 w}{H v} = \frac{R_{onm}}{H v} \sqrt{\frac{\alpha_w w}{\Gamma}}; \\ l &= \frac{n v^2 H G_{onm}}{\lambda f_0^2} = \frac{n v^2 w \Gamma H G_{onm}}{\lambda \alpha_w}. \end{aligned} \quad (7.3.1)$$

Выберем высоту цуга b из условия, чтобы вся ячейка находилась в ближней зоне пьезоизлучателя, т. е. положим $b = \sqrt{\Lambda_0 w}$. Подставив оптимальные значения l и b в (2.1.22), получим следующее выражение для акустической мощности в цуге:

$$P_a = (2 \lambda^3 \zeta R_{onm} / \pi^2 H M' W_{onm}) \sqrt{v^2 \alpha_w^3 / w \Gamma^3}. \quad (7.3.2)$$

Формулы (7.1.1), (7.3.1), (7.3.2), а также графики рис. 7.4, 7.6 позволяют рассчитать характеристики АРУС при оптимальном выборе параметров ячейки и с учетом свойств акустооптических материалов. Результаты такого расчета для $w = 4$ см, $\alpha_w = 3$ дБ, $H = 3$ и $\zeta = 10\%$ представлены в табл. 7.1. В нижней строке приведены цифры, характеризующие ТВ стандарт СССР. Видно, что как по разрешению, так и по быстродействию устройства типа АРУС могут значительно превышать требования стандарта. В видимом диапазоне потребляемая мощность составляет десятки и сотни милливольт. Но надо иметь в виду, что указанные значения относятся к импульсной мощности — средняя в N раз меньше. Расчет проведен для объемного взаимодействия: переход к планарным устройствам позволит еще на 1–2 порядка уменьшить потребляемую мощность.

Таблица 7.1. Оптимальные параметры амплитудных АРУС

Материал	$M \cdot 10^{15}, \text{с}^3/\text{кг}$	$\tau, \text{мкс}$	$f_0, \text{МГц}$	N	$l, \text{мм}$	$P_a, \text{мВт}$	N/τ	$\lambda, \text{мкм}$
Плавленый кварц	1,56	6,7	250	220	7,9	974	32,8	0,63
As ₂ S ₃	433	15,4	66	140	38,6	0,72	9,1	0,63
LiNbO ₃	7,0	6,1	2240	1820	0,18	9530	298	0,63
GaP	44,6	6,3	354	300	10	26,9	47,6	0,63
α -HfO ₃	86	16,4	274	600	1,5	93	36,6	0,63
PbMoO ₄	36,3	11	261	380	4,2	79	34,5	0,63
Ag ₃ AsS ₃	300	15,4	173	360	6,4	6,3	23,4	0,63
KRS-5	1090	20,4	151	410	4,2	2,6	20,1	0,63
TeO ₂	1200	64,9	51	640	6,0	5,1	9,9	0,63
Ge	260	7,3	160	150	2,7	1498	20,5	10,6
Te	5850	18,2	112	270	1,0	570	14,8	10,6
ТВ стандарт		64		400			6,25	

Среди приведенных в [таблице](#) материалов наибольший интерес представляет парателлурит. Ячейки из TeO_2 требуют малую мощность и могут использоваться во всем видимом и ближнем ИК диапазоне. Чрезвычайно низкая скорость звука является благоприятным обстоятельством, позволяющим обеспечить телевизионную скорость развертки при сравнительно небольшой апертуре ячейки ($w = 3,9$ см).

Особый интерес представляет использование АРУС в среднем ИК диапазоне, где на их основе могут быть созданы системы визуализации инфракрасных изображений. О потенциальных возможностях АРУС в ИК диапазоне можно судить по двум представленным в [таблице](#) материалам — германии и теллуре.

Отметим, что приведенные в [таблице](#) цифры не являются предельными и требуют критического подхода. Во-первых, из некоторых материалов, технология изготовления которых в настоящее время хорошо разработана (плавленый кварц, йодноватая кислота, германий), можно изготавливать ячейки с апертурой $w > 4$ см и, благодаря этому, получать большее N . А для ряда эффективных материалов (например, $\alpha\text{-HgS}$) даже апертура $w = 4$ см является пока весьма проблематичной. Во-вторых, в приведенном расчете $f_{\text{макс}}$ выбиралась, исходя из допустимого затухания ультразвука. Но обусловленные этим затуханием искажения видеосигнала могут быть компенсированы различными методами, например, с помощью транспаранта с экспоненциально меняющейся по оси z прозрачностью или путем выбора рабочей точки на нелинейном участке кривой $\zeta(P_a)$ вблизи ее максимума. Возможна также коррекция видеосигнала в электронной схеме. Эти методы позволяют повысить рабочую частоту и соответственно увеличить разрешение и быстродействие АРУС. Однако надо иметь в виду, что реализация первого метода связана с увеличением световых потерь, а второго — с повышением акустической мощности.

Таким образом, представленные здесь результаты расчета предельных параметров АРУС носят оценочный характер. Для каждого конкретного случая с учетом практической ситуации эти параметры на основе полученных соотношений могут быть уточнены.

7.4 Дисперсионные характеристики

Дисперсионные свойства АРУС определяются главным образом особенностями акустооптического взаимодействия [180]. Можно выделить три фактора, влияющих на вид дисперсионных характеристик. Во-первых, от длины волны света зависит параметр q и, следовательно, эффективность дифракции. Во-вторых, λ определяет угол Брэгга. Так как угол падения света на ячейку θ_0 фиксирован, то условию фазового синхронизма можно удовлетворить только для одной длины волны света. Обозначим ее через λ^* , тогда $\theta_0 = \theta_B(\lambda^*)$. Для всех других λ существует некоторая расстройка $\eta \neq 0$, приводящая к снижению эффективности взаимодействия. Наконец, от длины волны света зависит угол дифракции θ_d . Вследствие этого продифрагировавший свет разлагается в спектр. Если фотоприемник принимает весь дифрагированный свет, то зависимость $\theta_d(\lambda)$ не сказывается на характеристиках АРУС. Но в некоторых случаях эта зависимость может быть эффективно использована. Например, видеосигналы цвет-

ности в системе цветного телевидения можно получить с помощью одной считывающей ячейки, располагая в соответствующих точках пространства три фотоприемника [178].

Введем нормированную длину волны света $L = \lambda/\lambda^*$, а параметры Q , Θ_B , Θ_d и G отнесем к λ^* , обозначив

$$\begin{aligned} Q^* &= \lambda^* l / n \Lambda_0^2; & G^* &= Q^* / H; \\ \Theta_B^* &= \theta_B (2n \Lambda_0 / \lambda^*); & \Theta_d^* &= \theta_d (2n \Lambda_0 / \lambda^*). \end{aligned} \quad (7.4.1)$$

Подставив (7.4.1) в (7.2.8), получим следующее выражение для амплитуды видеосигнала развертки:

$$\begin{aligned} i_{\sim} &\propto \left(\frac{\pi P}{2} \right)^2 2m \frac{H}{4} \int_{-\infty}^{\infty} S_0 T_0^S (S_{+1} T_{+1}^S + S_{-1} T_{-1}^S) d\Theta_B^* \equiv \\ &\equiv \left(\frac{\pi P}{2} \right)^2 2m B_{\sim}^S(Q^*, H, \Theta_B^*, L, F), \end{aligned} \quad (7.4.2)$$

где функции S и T^S определяются соотношениями

$$S_{\alpha} = \text{sinc} \left[\frac{H}{2L} (\Theta_d^* - \Theta_B^* - 2L - 2\alpha FL) \right]; \quad (7.4.3)$$

$$T_{\alpha}^S = \text{sinc} \left\{ \frac{Q^*}{2L} \left[\frac{\Theta_d^{*2} - (\Theta_B^* + 2\alpha FL)^2}{4} - \Theta_B^* - 1 \right] \right\}. \quad (7.4.4)$$

Выражение (7.4.2) позволяет проанализировать работу АРУС в случае, когда объект освещается немонахроматическим светом.

Расчет частотных характеристик, проведенный в [180], показал, что полоса пространственных частот R в целом слабо зависит от длины волны света. Оптимизация параметров устройства по произведению эффективности дифракции на полосу приводит в данном случае к функции $W^* = G^* B_{\sim}^S(F=0) R/L^2$, отличающейся от W дополнительным множителем L^{-2} . Этот множитель отражает дисперсионную зависимость q в формуле (2.4.14). Графики зависимости $W^*(L)$ приведены на рис. 7.7. Видно, что максимумы кривых смещены относительно точки $L = 1$ в область коротких длин волн. Следовательно, в немонахроматическом пучке света наиболее эффективно дифрагируют не те волны, которые падают на ячейку под углом Брэгга, а более коротковолновое излучение. Объясняется это исключительно влиянием множителя L^{-2} в W^* , поскольку функция B_{\sim}^S , которая описывает селективные свойства взаимодействия, имеет максимум точно при $L = 1$. С ростом G из-за увеличения селективности взаимодействия ширина кривой $W^*(L)$ уменьшается; одновременно ее максимум смещается к точке $L = 1$.

Зависимость $W^*(L)$ позволяет оценить допустимый спектральный диапазон длин волн света $\Delta L = \Delta\lambda/\lambda^*$. На рис. 7.8 показаны кривые зависимости $\Delta L/L_{\text{макс}} = \Delta\lambda/\lambda_{\text{макс}}$ от параметра Гордона (здесь $L_{\text{макс}}$ и $\lambda_{\text{макс}}$ — значения L и λ , соответствующие максимуму функции W^*). Ширина кривых $W^*(L)$

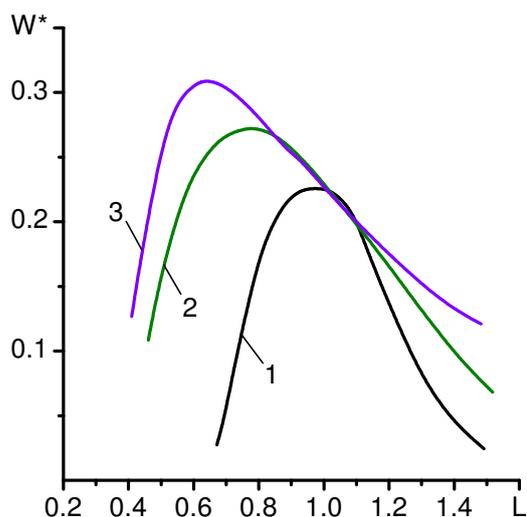


Рис. 7.7. Дисперсионные характеристики АРУС [180]:
 1 — $\Theta_B = 0$; 2 — $\Theta_B = -1$;
 3 — $\Theta_B = -2$

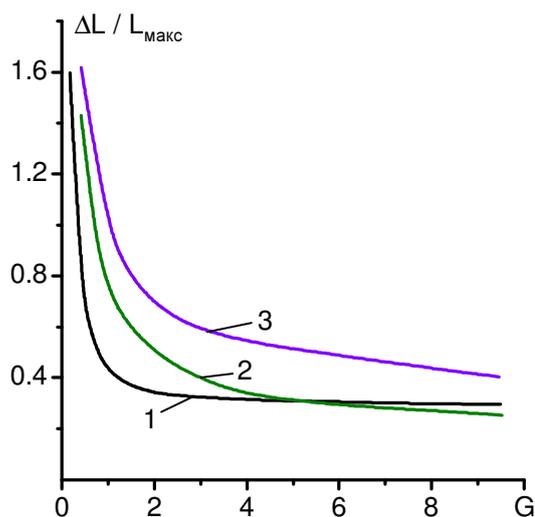


Рис. 7.8. Спектральный диапазон АРУС [180]

взята по уровню 0,5. Из графиков следует, что чем больше G , тем сильнее выражены дисперсионные свойства АРУС. Для найденных в § 7.3 оптимальных значений параметра Гордона допустимая степень немонахроматичности равна:

$$\Delta\lambda/\lambda_{\max} = \begin{cases} 0,32 & \text{при } \Theta_B^* = 0 \quad (G_{\text{opt}} = 3,8); \\ 0,48 & \text{при } \Theta_B^* = -1 \quad (G_{\text{opt}} = 2); \\ 0,62 & \text{при } \Theta_B^* = -2 \quad (G_{\text{opt}} = 3,3). \end{cases}$$

Отсюда вытекает, что если $\lambda = 0,6$ мкм, то в случае изотропной дифракции при оптимальных параметрах ячейки диапазон регистрируемых длин волн света простирается от 0,45 до 0,75 мкм, т. е. перекрывает практически всю область видимого света. Таким образом, хотя АРУС, как и любое дифракционное устройство, обладает дисперсией, но при соответствующем выборе параметров ячейки он позволяет регистрировать изображения в белом свете и, следовательно, может использоваться в системах как черно-белого, так и цветного телевидения.

7.5 Экспериментальные исследования развертывающих устройств

Акустооптические преобразователи свет-сигнал появились сравнительно недавно и экспериментально исследованы еще недостаточно хорошо. Первые исследования были выполнены Алиппи и др. [175]. В их работе строчная развертка изображения осуществлялась акустическим цугом, бегущим по поверхности кристалла ниобата лития. Для кадровой развертки использовался вращающийся цилиндр. Поскольку световой пучок проходил через ячейку перпендикулярно

ее поверхности, то длина взаимодействия была всего лишь порядка Λ_0 . Частота несущей цуга была равна 94 МГц, его длина составляла $10 \Lambda_0$.

В работе [176] строчная развертка изображения также осуществлялась цугом поверхностных волн, но световой пучок распространялся вдоль поверхности кристалла LiNbO_3 , что позволяло повысить эффективность взаимодействия. При апертуре ячейки 1,6 см, цуге длительностью 200 нс, формировался видеосигнал развертки с $N = 20$ элементами разложения в строке.

В устройстве строчной развертки изображения, описанном в [179], использовалось объемное акустооптическое взаимодействие в парателлурите. Сдвиговая упругая волна возбуждалась в направлении [110] кристалла, а свет с длиной волны 0,63 мкм распространялся под углом Брэгга вблизи оптической оси. Пьезопреобразователь из ниобата лития с центральной частотой 55 МГц имел размеры $1,7 \times 1,7$ мм. Длина ячейки в направлении распространения звука составляла 4,2 см и, таким образом, обеспечивала при апертуре $w = 3,9$ см телевизионную скорость считывания изображения. Система возбуждения пьезопреобразователя включала генератор гармонических колебаний и модулятор, работавший в ключевом режиме. Длительность сформированных модулятором радиоимпульсов можно было варьировать в диапазоне 0,04–0,5 мкс. Контраст модуляции превышал 60 дБ. Потребляемая акустическая мощность составляла 7 мВт на 10% дифракционной эффективности. Предельное разрешение устройства ограничивалось полосой пьезопреобразователя и составляло при $\Theta_B = 0$ 14,8 пар линий/мм. В случае $\Theta_B = -2$ разрешение было на 16% хуже, в соответствии с кривыми рис. 7.4 ($G = 0,64$). Было обнаружено небольшое (порядка 10%) ухудшение разрешения вдоль строки развертки, обусловленное расплыванием цуга. С учетом этого полное число элементов разложения при телевизионной скорости развертки составляло 510 черно-белых пар, что в 1,3 раза превышает разрешение, необходимое по ТВ стандарту.

7.6 Регистрация фазовой структуры световых полей

В экспериментальной физике нередко встречаются объекты, которые изменяют лишь фазу проходящей через них световой волны, сохраняя постоянной ее амплитуду. Такие объекты носят название фазовых. Поскольку глаз или любой другой фоторегистрирующий прибор способен отличать изменение только интенсивности света, то при обычных способах наблюдения вся информация о фазовых объектах теряется. Для наблюдения фазовых объектов применяются специальные методы визуализации, такие как метод темного поля, метод фазового контраста и др. [11, 127].

В работе [181] показано, что визуализацию фазовых объектов можно осуществлять с помощью устройств типа АРУС. Особенность этого метода заключается в том, что визуализация происходит в два этапа: сначала получается видеосигнал развертки изображения фазового объекта, а затем при помощи обычной телевизионной техники формируется видимое изображение объекта. Область возможного применения фазовых АРУС не ограничивается задачами визуализации. На их основе может быть создан ряд устройств для точно-

го электрического измерения фазовой структуры световых полей, в частности, анализирующих устройств для систем адаптивной оптики.

Принципиальная схема фазового АРУС не отличается от представленной на [рис. 7.1](#). Для выяснения особенностей работы такого устройства в режиме регистрации фазы предположим, что на ячейку падает фазово-модулированная световая волна

$$u_i(z) = u_0 \exp(j\varphi_0 \cos 2\pi z/d), \quad (7.6.1)$$

где d — пространственный период модуляции, φ_0 — амплитуда фазового рельефа. При $\varphi_0 \ll 1$ спектр сигнала [\(7.6.1\)](#) имеет вид

$$U_i(\theta_i) = \frac{u_0\lambda}{n_i} \left[\delta(\theta_0 - \theta_i) + j \frac{\varphi_0}{2} \delta\left(\theta_0 + \frac{\lambda}{n_i d} - \theta_i\right) + j \frac{\varphi_0}{2} \delta\left(\theta_0 - \frac{\lambda}{n_i d} - \theta_i\right) \right]. \quad (7.6.2)$$

В отличие от [\(7.2.3\)](#), здесь боковые составляющие сдвинуты относительно центральной по фазе на $\pi/2$. Прделав те же выкладки, что и в [§ 7.2](#), получим угловое распределение интенсивности дифрагированного света [\[181\]](#):

$$\frac{I_d(\Theta_d)}{I_0} = \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 \frac{hn_i}{\lambda} \left[S_0^2 T_0^{S^2} + \varphi_0 S_0 T_0^S (S_{-1} T_{-1}^S - S_{+1} T_{+1}^S) \sin \Omega_s t \right], \quad (7.6.3)$$

где функции S и T^S определяются формулами [\(7.2.5\)](#) и [\(7.2.6\)](#). В силу предположения о малой глубине фазового рельефа, при выводе [\(7.6.3\)](#) были опущены члены порядка φ_0^2 . Оставшиеся два слагаемых описывают постоянную составляющую в дифрагированном свете (член $S_0^2 T_0^{S^2}$) и переменную с частотой Ω_s , которая представляет собой полезный сигнал развертки фазового изображения.

Сравнивая [\(7.6.3\)](#) с [\(7.6.1\)](#), можно отметить важную особенность фазового АРУС: сигнал развертки сдвинут по фазе на $\pi/2$ относительно пространственного распределения светового поля. Это объясняется тем, что в устройстве регистрируется не фаза падающей волны $\varphi(z)$, а ее производная $d\varphi/dz$.

Как было отмечено в [§ 7.1](#), в первом приближении акустический цуг можно рассматривать как движущееся со скоростью звука отверстие 1 ([рис. 7.9](#)). Прошедший через это отверстие световой пучок 2 собирается в фокальной плоскости 3 выходной линзы 4 в пятно, распределение интенсивности света 5 в котором описывается дифракционным интегралом [\[11\]](#)

$$I(z^*) = \frac{1}{F_\lambda \lambda} \left| \int_{z_0-h/2}^{z_0+h/2} u(z) \exp\left(-j \frac{2\pi z^*}{\lambda F_\lambda} z\right) dz \right|^2, \quad (7.6.4)$$

где $z_0 = vt$ — координата центра цуга, F_λ — фокусное расстояние линзы. В случае чисто фазового объекта $u(z) = u_0 \exp[j\varphi(z)]$, и проходящая через отверстие световая мощность одинакова при любом z_0 . Однако направление выходящего из ячейки пучка меняется при перемещении цуга, так как оно определяется направлением волновой нормали падающей волны в области цуга. Поэтому

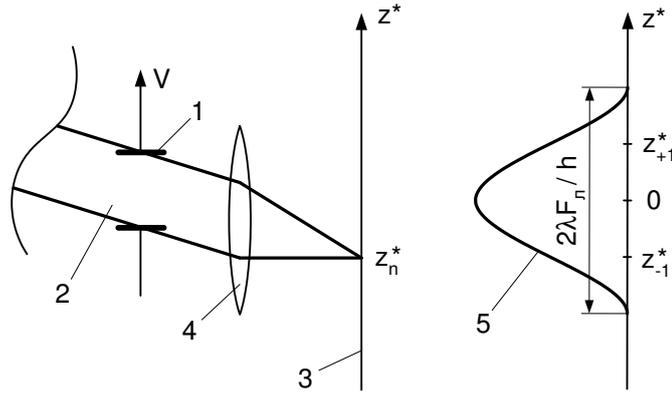


Рис. 7.9. Регистрация фазовой структуры светового поля

при изменении z_0 пятно в фокальной плоскости линзы сканирует около некоторого среднего положения. С помощью позиционно-чувствительного фотоприемника, способного регистрировать положение пятна, можно обеспечить соответствие между выходным сигналом приемника $i(t)$ и локальными значениями фазы светового поля. В этом и заключается принцип действия фазового АРУС.

Так же, как и в случае амплитудного АРУС, предельное разрешение устройства по фазе определяется размерами области взаимодействия h и l . Учитывая это, в оценках можно ограничиться рассмотрением достаточно гладких функций $\varphi(z)$, для которых по всей площади отверстия

$$\varphi(z) \approx \varphi(z_0) + \varphi'(z_0)(z - z_0), \quad (7.6.5)$$

где $\varphi' \equiv d\varphi/dz$. Подставляя (7.6.6) в (7.6.4), получаем

$$I(z^*) = \frac{u_0^2 h^2}{\lambda F_\lambda} \operatorname{sinc}^2 \left[\frac{h}{\lambda F_\lambda} \left(z^* - \frac{\lambda F_\lambda}{2\pi} \varphi'(z_0) \right) \right]. \quad (7.6.6)$$

Таким образом, когда выполняется условие (7.6.5), структура пятна определяется длиной цуга, а фаза светового поля (точнее, ее градиент) влияет на положение пятна. При перемещении цуга пятно сканирует по закону $z_n^*(t) = (\lambda F_\lambda / 2\pi) \varphi'(vt)$ около точки $z^* = 0$. Если фотоприемник захватывает всю область сканирования, то $i \propto u_0^2 h$, и вся информация о фазе светового поля теряется. Следовательно, для получения сигнала развертки фазы необходимо использовать либо специальный позиционно-чувствительный приемник, либо обычный фотоприемник с узким входным окном.

Рассмотрим подробнее второй случай. Если приемник находится в точке $z_0^* = 0$, то $i \propto \varphi'^2$. Сместив приемник по оси z^* на расстояние $z_{\pm 1}^* = \pm \lambda F_\lambda / 2h$, можно выйти на линейный участок характеристики $I(z^*)$, где $i \propto \varphi'$:

$$i(t) \propto \frac{4u_0^2 h^2}{\pi^2 \lambda F_\lambda} \left[1 \pm \frac{2h}{\pi} \varphi'(vt) \right]. \quad (7.6.7)$$

Отметим, что видеосигналы в точках $z_{\pm 1}^*$ имеют противофазный характер. Поэтому целесообразно использовать в схеме фазового АРУС два фотоприемника, расположенных в этих точках, и включенных по дифференциальной

схеме. Тогда выходной сигнал i^* не будет содержать постоянной составляющей, а амплитуда переменной удвоится: $i^*(t) \propto (16u_0^2 h^3 / \pi^3 \lambda F_\lambda) \varphi'(vt)$.

Точное выражение для $i(t)$, учитывающее объемный характер взаимодействия, получается из (7.6.3). Интегрируя это выражение по апертуре приемника σ , имеем для переменной составляющей на частоте Ω_s

$$\begin{aligned} i_{\sim} &\propto \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 2\varphi_0 \frac{H}{4} \int_{\sigma} S_0 T_0^S (S_{-1} T_{-1}^S - S_{+1} T_{+1}^S) d\Theta_d \equiv \\ &\equiv \left(\frac{\pi P}{2}\right)^2 2\varphi_0 B_{\sim}^{\phi}(Q, H, \Theta_0, \Theta_B, F). \end{aligned} \quad (7.6.8)$$

Функция B_{\sim}^{ϕ} позволяет рассчитать пространственно-частотные характеристики АРУС, работающего в режиме регистрации фазовой структуры светового поля. Такие расчеты были проведены в [181] для случая $\Theta_0 = \Theta_B$. Интеграл в (7.6.8) для определенности брался в пределах от $\Theta_B + 2$ до ∞ , т. е. предполагалось, что фотоприемник регистрирует свет с половины дифракционной картины (аналогичные результаты получаются и в случае, когда интеграл берется в пределах от $-\infty$ до $\Theta_B + 2$).

Частотная характеристика B_{\sim}^{ϕ} изображена на рис. 7.3 кривой 2. Видно, что фазовый АРУС плохо передает низкочастотные составляющие спектра оптического сигнала. Это является следствием того, что в устройстве непосредственно регистрируется не фаза φ , а ее градиент φ' . В тех случаях, когда необходимо получать информацию именно о фазе, указанную трудность можно обойти различными методами. Во-первых, можно использовать пространственную поднесущую. Для этого надо анализируемую волну пропустить через синусоидальную решетку с периодом, соответствующим максимуму B_{\sim}^{ϕ} . Во-вторых, информацию о фазовой структуре можно получить, проинтегрировав (7.6.8) по времени. Тогда на выходе интегратора сигнал развертки $i_{ун} \propto (\pi P/2)^2 (\varphi_0/\pi f_0) B_{\sim}^{\phi}/F$. Частотная характеристика с интегратором имеет такой же вид, как у амплитудного АРУС (кривая 1 на рис. 7.3).

Для этого случая зависимость приведенной полосы пространственных частот $R = HF_{zp}$ от параметра Гордона представлена на рис. 7.10. В отличие от амплитудного АРУС, функция $R(G)$ имеет немонотонный характер. При некотором значении G сигнал становится равным нулю, а при переходе через эту точку фаза сигнала меняется на π . Расчет предельных характеристик фазового АРУС дает значения, близкие к приведенным в табл. 7.1 [181]. Это говорит о том, что такие устройства способны обеспечить регистрацию фазовой структуры световых полей с разрешением и быстродействием, удовлетворяющими требованиям ТВ стандарта.

Поскольку акустооптическое взаимодействие является линейным по световому полю, то динамический диапазон АРУС при считывании амплитуды определяется лишь динамическим диапазоном фотоприемников. Иначе обстоит дело с динамическим диапазоном по фазе. Когда рабочая точка находится на склоне кривой $I(z^*)$, максимальное изменение φ' составляет $\Delta\varphi' = 2\pi/h$. Чтобы охарактеризовать масштаб получающихся величин, рассмотрим случай, когда световое поле создается точечным источником, расположенным на расстоянии x_0 от ячейки. Если ячейка имеет апертуру w и обеспечивает развертку

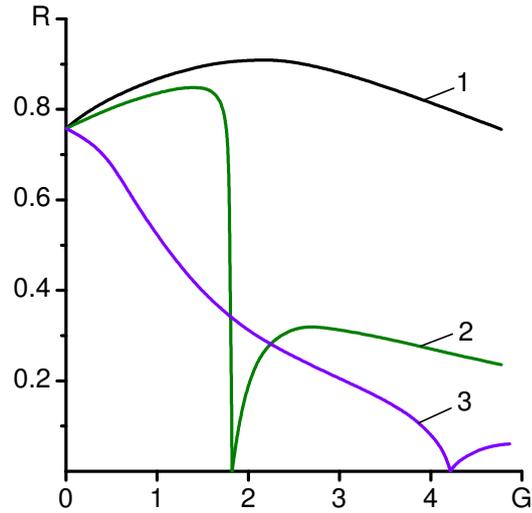


Рис. 7.10. Зависимость полосы пространственных частот от параметра Гордона [181]:

$$1 - \Theta_B = 0; \quad 2 - \Theta_B = -1; \quad 3 - \Theta_B = -2$$

изображения с N разрешимыми элементами, то для правильной передачи кривизны волнового фронта надо, чтобы $x_0 \geq w^2/N\lambda$. При $w = 4$ см, $N=1000$, $\lambda = 0,6$ см минимальное расстояние x_0 составляет 2,7 м.

Динамический диапазон фазового АРУС зависит от пространственной частоты оптического сигнала [182]. Для синусоидально-модулированной волны (7.6.1) $\varphi_{0\text{макс}} = d/2h = 1/2HF$. Таким образом, наименьший диапазон $\varphi_{0\text{макс}} = 1/2R$ получается для граничной частоты $F_{\text{гр}}$. При уменьшении F он возрастает и достигает $\varphi_{0\text{макс}} = N/2R$ для составляющей с периодом $d = w$.

Большой диапазон можно получить в схеме с позиционно-чувствительным фотоприемником. В этом случае допустимое изменение направления волновой нормали равно $\Delta\theta_i = n\Lambda_0/l$. Отсюда $\varphi_{0\text{макс}} = 1/2QF$. Для $F_{\text{гр}}$, например, $\varphi_{0\text{макс}} = 1/2GR$. Оба варианта фазового АРУС дают одинаковые значения $\varphi_{0\text{макс}}$ при $G=1$. Но в области $G < 1$ второй вариант обеспечивает в G^{-1} раз больший динамический диапазон по фазе.