Ep. 6.7
564

ISSN 0136-3549
0320-3441

TALLINNA
POLÜTEHNILISE INSTITUUDI
TOIMETISED
564

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО
ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО
ИНСТИТУТА

TPI
'83

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Ep.6.7

564

TPI '83

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9
621.391.833.22

ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Радиотехника X1

Таллин 1983

621.3.

© Таллинский политехнический институт, 1983

Teadusliku raamatukogu
EN SV TA
TALLINN
АН ЭССР
Научная библиотека

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:
621.391.833.22

Х.В. Хинрикус

ШУМЫ ЧЕТЫРЕХПОЛЮСНИКОВ ОПТИЧЕСКОГО ДИАПАЗОНА

В оптическом диапазоне проявляются такие эффекты, как статистический характер сигнала и преобразования сигнала, которые не сказываются в радиодиапазоне. Поэтому имеют принципиально различный характер шумы в оптическом и радиодиапазонах, и общепринятые в радиодиапазоне шумовые параметры [1, 2] в оптическом диапазоне оказываются недостаточными.

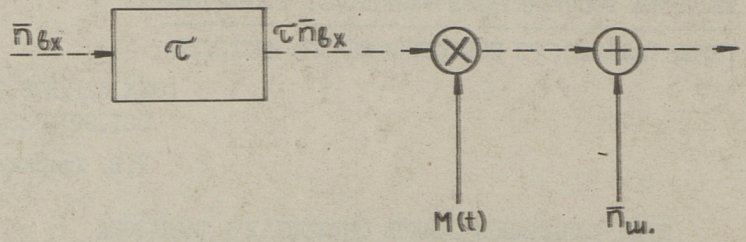
В работе [3] с использованием результатов теоретической работы [4] обобщен коэффициент шума приемных устройств на квантовую область. Из приведенного в работе [3] общего выражения для флуктуаций количества фотонов на выходе линейного устройства можно перейти к соотношению для дисперсии флуктуаций количества фотонов на выходе линейного пассивного четырехполюсника оптического диапазона в виде:

$$\sigma^2_{n\text{вых}} = \tau^2 \sigma^2_{n\text{вх}} + \tau(1-\tau)\bar{n}_{\text{вх}} + (1-\tau)e^{-\frac{h\nu}{kT_e}}, \qquad (1)$$

здесь τ - коэффициент передачи четырехполюсника по мощности (количеству фотонов), $\bar{n}_{\text{вх}}$ и $\sigma^2_{\text{вх}}$ - среднее значение и дисперсия количества фотонов на входе четырехполюсника, T_e - эффективная температура четырехполюсника, ν - оптическая частота излучения, h и k постоянные Планка и Больцмана соответственно.

Флуктуации количества фотонов на выходе шумящего пассивного четырехполюсника включают, во-первых, преобразованные флуктуации фотонов на входе четырехполюсника (первый член в формуле), шумы процесса преобразования (второй член в формуле) и тепловые шумы излучения четырехполюсника (третий член в формуле). Собственное тепловое излучение пассивного четырехполюсника в оптическом диапазоне

мало, и третьим членом в формуле (I) можно в этом случае пренебречь.



Фиг. 1. Обобщённая схема шумящего линейного четырёхполюсника.

Реальный шумящий четырехполюсник оптического диапазона (фиг. I) может иметь кроме шума преобразования источник мультипликативного шума с коэффициентом шумовой модуляции $M=\frac{\sigma_M}{\bar{n}}$, и также источник аддитивного шума помимо собственного теплового излучения с эквивалентным числом шумовых фотонов $\bar{n}_ш$ и дисперсией $\sigma^2_ш$.

Дисперсия флуктуаций числа фотонов на выходе реального оптического четырехполюсника в общем случае равна

$$\sigma^2_{вых}=\tau^2\sigma^2_{вх}+M^2\tau^2\bar{n}^2_{вх}+\tau(1-\tau)\bar{n}_{вх}+\sigma^2_ш. \qquad (2)$$

Для линейного и квазилинейного оптического четырехполюсника отношение сигнал-шум на выходе четырехполюсника по мощности определяется отношением $\frac{\bar{n}_{с\,вых}}{\sigma_{n\,вых}}$. Однако в конечном счете представляет интерес отношение сигнал-шум после фотодетектирования. Считая фотоприемник квазилинейным, т.е. количество фотоэлектронов пропорциональным количеству фотонов оптического излучения, отношение сигнал-шум по мощности для оптического излучения переходит в отношение сигнал-шум для количества фотоэлектронов и фототока. Отношение сигнал-шум по мощности на выходе квазилинейного фотодетектора определяется соотношением $\frac{\bar{n}^2_{с\,вых}}{\sigma^2_{n\,вых}}$. Коэффициент шума в оптическом диапазоне целесообразно связать с этим же соотношением. Поэтому, согласно результатам работы [3], воспользуемся определением коэффициента шума в виде

$$F=\frac{\sigma^2_{n\,вых}}{\tau^2\sigma^2_{n\,вх}}.$$

Коэффициент шума линейного четырехполюсника в общем случае при наличии как мультипликативного, так и аддитивного шума равен

$$F = 1 + M^2 \frac{\bar{n}^2_{вх}}{\sigma^2_{nвх}} + \frac{1-\tau}{\tau} \frac{\bar{n}_{вх}}{\sigma^2_{nвх}} + \frac{\sigma^2_{ш}}{\tau^2 \sigma^2_{nвх}}. \qquad (3)$$

В отличие от коэффициента шума в радиодиапазоне, при котором учитываются только аддитивный шум, выражение (3) включает два дополнительных члена за счет шума преобразования и мультипликативного шума.

Рассмотрим несколько характерных частных случаев.

Аттенюатор (пассивный диссипативный элемент) обладает практически только шумами преобразования и

$$F = 1 + \frac{1-\tau}{\tau} \frac{\bar{n}_{вх}}{\sigma^2_{nвх}}. \qquad (4)$$

При $\tau = 1$ и $F = 1$, т.е. при отсутствии потерь элемент не вносит и шумов. При пуассоновской статистике входного излучения $\sigma^2_{nвх} = \bar{n}_{вх}$ и $F = \frac{1}{\tau}$.

Квазилинейный фотодетектор без внутреннего усиления и умножения фототока является четырехполюсником с дополнительным источником аддитивного шума. В этом случае роль коэффициента передачи играет квантовая эффективность η. Коэффициент шума для четырехполюсника с источником аддитивного шума равен

$$F = 1 + \frac{1-\eta}{\eta} \frac{\bar{n}_{вх}}{\sigma^2_{nвх}} + \frac{\bar{n}_{швх}}{\eta \sigma^2_{nвх}}. \qquad (5)$$

При $\eta = 1$ шумы преобразования отсутствуют, и выражение для F совпадает с соответствующим выражением в радиодиапазоне.

В случае пуассоновской статистики входного потока фотонов

$$F = \frac{1}{\eta}\left(1 + \frac{\bar{n}_{ш}}{\eta \bar{n}_{вх}}\right) = \frac{1}{\eta}\left(1 + \frac{\bar{n}_{швх}}{\bar{n}_{вх}}\right),$$

где $\bar{n}_{швх} = \frac{\bar{n}_{ш}}{\eta}$ – приведенное ко входу эквивалентное число шумовых фотонов.

В виде линейного четырехполюсника можно представить и случайно-неоднородную среду распространения. В этом случае присутствуют как аддитивный шум в виде фонового излучения $\bar{n}_{ш} = \bar{n}_{ф}$, так и мультипликативный шум, обусловленный флуктуациями интенсивности прошедшей через случайно-неоднородную среду оптической волны, $M = \frac{\sigma_I}{I}$. Среднее ослабление при распространении в среде с потерями равно τ. В этом слу-

чае коэффициент шума определяется наиболее общим выражением (3).

В случае случайно-неоднородной среды без потерь $\tau = I$ сказываются только мультипликативные и аддитивные шумы и

$$F = 1 + M^2 \frac{\bar{n}^2_{вх}}{\sigma^2_{n\,вх}} + \frac{\bar{n}_ф}{\sigma^2_{n\,вх}}.$$

В случае пуассоновской статистики входного потока фотонов

$$F = M^2 \bar{n}_{вх} + \frac{1}{\tau}\left(1 + \frac{\bar{n}_ф}{\tau \bar{n}_{вх}}\right).$$

Практический интерес представляют шумы последовательно включенных четырехполюсников. Рассмотрим каскадное включение двух четырехполюсников с коэффициентами передачи τ_1 и τ_2, коэффициентами шумовой модуляции M_1 и M_2 и эквивалентным числом шумовых фотонов на выходе $\bar{n}_{ш_1}$ и $\bar{n}_{ш_2}$. Дисперсия флуктуаций числа фотонов на выходе второго четырехполюсника

$$\sigma^2_{n\,вых_2} = \tau_1^2 \tau_2^2 \sigma^2_{n\,вх_1} + M_1^2 \tau_1^2 \bar{n}^2_{вх_1} \tau_2^2 + \tau_1(1-\tau_1)\bar{n}_{вх_1}\tau_2^2 + \\ + \sigma^2_{ш_1}\tau_2^2 + M_2^2 \bar{n}^2_{вх_1}\tau_1^2\tau_2^2 + \tau_2(1-\tau_2)\tau_1 \bar{n}_{вх_1} + \sigma^2_{ш_2} + \\ + M_2^2 n^2_{ш_1}\tau_2^2 + \tau_2(1-\tau_2)\bar{n}_{ш_1}.$$

Коэффициент шума каскадного включения четырехполюсников

$$F_{1,2} = \frac{\sigma^2_{n\,вых_2}}{\tau_1^2\tau_2^2\sigma^2_{n\,вх_1}} = 1 + M_1^2 \frac{\bar{n}^2_{вх_1}}{\sigma^2_{n\,вх_1}} + \frac{1-\tau_1}{\tau_1}\frac{\bar{n}_{вх_1}}{\sigma^2_{n\,вх}} + \\ + \frac{\sigma^2_{ш_1}}{\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх}} + M_2^2 \frac{\tau_1^2\bar{n}^2_{вх_1} + \bar{n}_{ш_1}}{\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх_1}} + \frac{1-\tau_2}{\tau_2}\frac{\tau_1\bar{n}_{вх_1}\bar{n}_{ш_1}}{\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх}} + \\ + \frac{\sigma^2_{ш_2}}{\tau_2^2\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх}} = F_1\big|_{n\,вх_1} + (F_2 - 1)\big|_{\bar{n}_{вх_2}}. \qquad (6)$$

Формула (6) отличается от обычных в радиодиапазоне формул для коэффициента шума каскадно включенных четырехполюсников [I, 2]. В общем случае по формуле (6) коэффициент шума второго четырехполюсника F_2 определяется по отношению к уровню флуктуаций сигнала на его входе. В случае чисто аддитивного шума

$$F_{1,2} = 1 + \frac{\bar{n}_ш}{\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх}} + \frac{\bar{n}_{ш_2}}{\tau_2^2\tau_1^2\sigma^2_{n\,вх}} \qquad (7)$$

и приведение F_2 к преобразованному уровню входных флуктуа-

ций на входе второго четырехполюсника сводится к дополнительному множителю $\frac{1}{\tau_1^2}$. В этом случае формула (6) преобразуется к виду, аналогичному к обычному в радиодиапазоне выражению для коэффициента шума каскадно включенных четырехполюсников

$$F_{1,2} = F_1 + \frac{F_2 - 1}{\tau_1^2}, \qquad (8)$$

что совпадает с выражением (7).

При каскадном включении пассивных диссипативных элементов, в которых практически влияют только шумы преобразования

$$F_{1,2} = 1 + \frac{1-\tau_1}{\tau_1}\,\frac{\bar{n}_{вх_1}}{\sigma^2_{nвх_1}} + \frac{1-\tau_2}{\tau_2}\,\frac{\bar{n}_{вх_1}}{\tau_1\sigma^2_{nвх_1}} = F_1 + \frac{F_2-1}{\tau_1}. \qquad (9)$$

При пуассоновской статистике входного излучения выражение (9) упрощается

$$F_{1,2} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1-\tau_2}{\tau_2\tau_1}.$$

При каскадном включении четырехполюсников с чисто мультипликативным шумом

$$F_{1,2} = F_1 + (F_2 - 1). \qquad (10)$$

Различный характер зависимостей различных компонент шума от коэффициента передачи четырехполюсника, которое появляется в выражениях (8), (9) и (10), обуславливает особенность при расчете шумов каскадно включенных четырехполюсников по сравнению с радиодиапазоном.

Методика расчета шумов, базирующаяся на шумовых параметрах четырехполюсников оптического диапазона, применима при расчете оптических и, в частности, лазерных систем различного назначения.

Литература

1. Хаус Г., Адлер Р. Теория линейных шумящих цепей. М., Иностранная литература, 1963.

2. Белоусов А.П. Расчет коэффициента шума радиоприемников. М., Оборонгиз, 1959.

3. Хинрикус Х.В. Коэффициент шума приемных устройств в квантовой области. - Изв. вузов СССР. Радиоэлектроника, 1974 т. 17, № 3, с. 12.

4. Shimoda K., Takahasi H., Townes C.H. Fluctuation in amplification of quanta. - J. Phys. Soc. of Japan, 1957, v. 12, N 6, p. 686.

H. Hinrikus

The Noise of Optical Twoports

Summary

The noise factor of the linear or quasilinear optical twoports is developed using the theory of quantum fluctuations by taking into account additive noise, multiplicative noise and the noise of optical or optoelectronical transformation. The noise factor of series connection of the linear noisy optical twoports has been calculated.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.391.822:
621.378.9

Х.В. Хинрикус

ФИЗИЧЕСКИЙ ПРЕДЕЛ ВОЗМОЖНОСТЕЙ ИНФОРМАЦИОННЫХ И ИЗМЕРИТЕЛЬНЫХ СИСТЕМ

Применение приборов квантовой электроники открывает новые потенциальные возможности информационно-измерительных систем: достигается предельная чувствительность приемных устройств и высокая спектральная чистота источников излучения. Однако в квантовой области сказываются ограничения, накладываемые физическими законами, которые практически не проявляются в классической области.

В наиболее общем виде ограничение на свойства систем, в которых регистрируется электромагнитное излучение, накладывается принципом неопределенности Гайзенберга применительно к неопределенности энергии ΔE и времени ее регистрации Δt

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{h}{4\pi}, \qquad (1)$$

где h – постоянная Планка.

Соотношение неопределенности было использовано применительно к шумам в системах впервые в работе [1]. В работе [2] соотношение (1) преобразовано к общепринятому в настоящее время виду для неопределенности числа квантов Δn и фазы излучения $\Delta\varphi$

$$\Delta n \Delta\varphi \geq \frac{1}{2}. \qquad (2)$$

В случае электромагнитного излучения неопределенность энергии в выражении (1) может быть выражена или через неопределенность числа квантов Δn или через ширину спектра излучения $\Delta\nu$. В первом случае, для строго монохроматического поля

$$\Delta E = \Delta n h\nu, \qquad (3)$$

где ν частота излучения.

Во втором случае, для излучения в полосе частот $\Delta\nu$

$$\Delta E = nh\Delta\nu . \qquad (4)$$

Подстановка первого выражения для неопределенности энергии (3) в соотношение (I) приводит к известному соотношению для неопределенности числа квантов и фазы (2).

Подстановка второго выражения для неопределенности энергии (4) в соотношение неопределенности (I) приводит к выражению

$$n\Delta\nu\Delta t \geq \frac{1}{4\pi} , \qquad (5)$$

где n - количество квантов излучения, регистрируемое за время измерения Δt.

С другой стороны, с учетом квантовой природы электромагнитного излучения количество квантов, падающих на приемное устройство за время Δt, не может быть точно определенным. Минимальными возможными флуктуациями обладает пуассоновский поток фотонов. Минимальная возможная дисперсия количества квантов $\sigma_n^2 = \bar{n}$. Переходя к понятию отношения сигнал-шум, имеем для максимального возможного отношения сигнал-шум потока квантов соотношение

$$\frac{P_c}{P_ш} = \frac{\bar{n}}{\sqrt{\bar{n}}} = \sqrt{\bar{n}} .$$

Подставляя полученное выражение для отношения сигнал-шум в соотношение (5), получим неравенство

$$\left(\frac{P_c}{P_ш}\right)^2 \Delta\nu\Delta t \geq \frac{1}{4\pi}$$

и в окончательном виде соотношение

$$\frac{P_c}{P_ш}\sqrt{\Delta\nu\Delta t} \geq \frac{1}{2\sqrt{\pi}} , \qquad (6)$$

определяющее принципиальный предел возможности регистрации электромагнитного излучения.

В правой стороне соотношения (6) имеется два сомножителя. В классической теории сигналов база сигнала $\Delta\nu\Delta t$ имеет ограничение снизу, $\Delta\nu\Delta t \geq \mu$ где μ некоторая постоянная, определяемая характером сигнала. Сверху принципиальное ограничение на $\Delta\nu\Delta t$ отсутствует, поэтому для выполнения условия (6) можно выбрать сколь угодно большую величину $\Delta\nu\Delta t$.

Другой сомножитель $P_c / P_ш$, наоборот, имеет принципиальное ограничение сверху. Отношение сигнал-шум увеличивает-

ся неограниченно только при $\bar{n} \to \infty$, что приводит к неограниченному росту энергии излучения и физически невозможно.

Следует подчеркнуть, что все сказанное выше не относится к случаю детерминированных процессов, когда соотношение неопределенности в виде (I) неприменимо.

Физические возможности систем регистрации электромагнитного излучения в наиболее общем виде определяются параметром

$$S = \frac{P_c}{P_ш}\sqrt{\Delta\nu\Delta t}\,.$$

Близкие по смыслу к S параметры, включающие те же физические величины, применяются и в литературе при рассмотрении как систем связи, так и измерительных систем [3, 4, 5]. Например, в работе [3] вводят параметр объем сигнала $V = \Delta t\,\Delta\nu \log P_c / P_ш$.

Литература

I. Serber R., Townes C.H. Limits on electromagnetic amplification due to complementarity. - Quantum Electronics, Columbia Univ. Press, N-Y., 1960, p. 33.

2. Heffner H. The fundamental noise limit of linear amplifiers. - Proc. of the IRE, 1962, v. 50, N 7, p. 1604.

3. Харкевич А.А. Очерки общей теории связи. М., Гостехиздат, 1955, с. 268.

4. Новицкий В.П. Основы информационной теории измерительных устройств. Л., Энергия, 1968.

5. Вашны Е. Динамика измерительных цепей. М., Энергия, 1965.

H. Hinrikus

The Physical Limit of Information and Measuring System Properties

Summary

An expression for the physical possibility of electromagnetic radiation reception is obtained from the principle of uncertainty. The parameter for physical properties of systems includes signal-to-noise ratio and bandwidth by measuring time product.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:
621.391.833.22

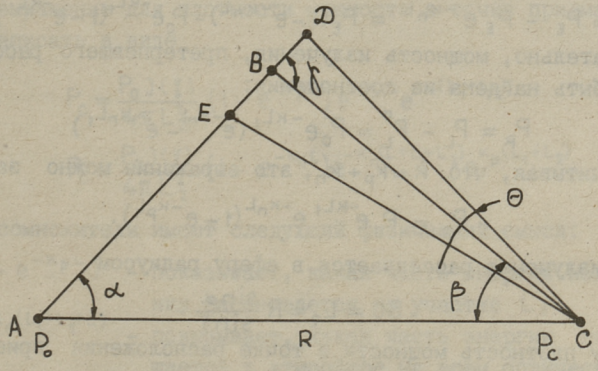
Б.В. Захаров, В.А. Эсс

ПРИЕМ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В УСЛОВИЯХ ОТКРЫТОЙ АТМОСФЕРЫ

Известно, что оптическое излучение распространяется в земной атмосфере прямолинейно, испытывая лишь незначительную рефракцию, и оптическая связь осуществляется обычно в пределах прямой видимости между абонентами.

Этот факт ограничивает применение оптических систем связи, однако, используя рассеянное излучение, можно значительно увеличить область применения открытых атмосферных систем связи.

Рассмотрим рассеяние излучения в атмосфере с позиций геометрической оптики и вычислим плотность мощности рассеянного излучения в точке стояния приемника, используя схему расположения приемника и передатчика, приведенную на фиг. I. Расходимостью излучения передатчика пренебрегаем.



Фиг. 1. R – расстояние между приемником и передатчиком:
α – угол места передатчика;
β – угол места приемника;
Θ – угловое поле зрения приемника;
P – мощность передатчика;
γ – угол рассеяния.

Мощность излучения, достигшая точки E, то есть начала объема рассеяния, попадающего в угловое поле зрения приемника, можно записать в виде

$$P_E = P_0 e^{-\kappa L_1},$$

где κ – коэффициент ослабления излучения атмосферой, включающий в себя как рассеяние, так и поглощение излучения на участке распространения; $\kappa = \kappa_p + \kappa_n$

и $$L_1 = AE = R \frac{\sin(\beta - \frac{\Theta}{2})}{\sin(\gamma - \frac{\Theta}{2})}.$$

Мощность, достигшая точки $\mathcal{D}$, то есть конца объема рассеяния, может быть определена как

$$P_{\mathcal{D}} = P_E e^{-\kappa L},$$

где L – длина объема рассеяния, причем из геометрии фиг.I

$$L = 2R \frac{\sin\Theta \sin\alpha}{\cos\Theta - \cos 2\gamma}.$$

Тогда сумма рассеянной и поглощенной мощностей на участке пути L будет такой:

$$P_L = P_E = P_{\mathcal{D}} = P_E (1 - e^{-\kappa L}) = P_0 e^{-\kappa L_1}(1 - e^{-\kappa L}).$$

Поглощенная мощность не вносит вклада в образование сигнала на приемнике. Мощность излучения, поглощенная на участке L, может быть определена таким образом:

$$P_L^n = P_E - P_E e^{-\kappa_n L} = P_E(1 - e^{-\kappa_n L}) = P_0 e^{-\kappa L_1}(1 - e^{-\kappa_n L}).$$

Следовательно, мощность излучения, претерпевшего рассеяние, может быть найдена из соотношения:

$$P_p = P_L - P_L^n = P_0 e^{-\kappa L_1}(e^{-\kappa_n L} - e^{-\kappa_n L_1})$$

или, учитывая, что $\kappa = \kappa_p + \kappa_n$, это выражение можно записать так:

$$P_p = P_0 e^{-\kappa L_1} e^{-\kappa_n L}(1 - e^{-\kappa_p L}).$$

Здесь излучение рассеивается в сферу радиусом

$$BC = L_2 = R \frac{\sin\alpha}{\sin\gamma}.$$

Поэтому плотность мощности в точке расположения приемника, то есть в точке C может быть определена из выражения:

$$P = \frac{P_0}{4\pi L}(1 - e^{-\kappa_p L}) e^{-\kappa L_1} e^{-\kappa_n L} e^{-\kappa L_2}.$$

Это выражение справедливо для случая, когда излучение рассеивается равномерно по всем направлениям. Однако в реаль-

ных условиях рассеяние происходит неравномерно, причем эта неравномерность зависит от отношения длины волны излучения λ к размеру частиц d, на которых происходит рассеяние. Различают молекулярное и аэрозольное рассеяние, однако, на длине волны $\lambda > 0{,}8$ мкм молекулярное рассеяние по крайней мере на порядок меньше аэрозольного. Ввиду этого будем учитывать только аэрозольное рассеяние [4]. Для сравнительно простых случаев неравномерность рассеяния $J(\gamma)$, (функция распределения интенсивности рассеянного излучения в зависимости от угла рассеяния) называемая индикатриссой рассеяния, дается теорией рассеяния Ми [I]. Однако в условиях реальной атмосферы, когда рассеяние происходит на частицах самых различных форм и размеров, записать эту функцию в аналитическом виде не представляется возможным. Поэтому обычно индикатрисса рассеяния измеряется экспериментально в различных метеорологических условиях и производится статистическое усреднение результатов для одинаковых метеоусловий [2].

Для получения реального значения плотности мощности в точке приема необходимо учесть индикатриссу рассеяния, которая обычно задается в нормированном виде, то есть

$$\int_0^{2\pi} J(\gamma)\,d\gamma = 1.$$

Тогда выражение для плотности мощности в точке приема можно переписать в виде

$$P_c = \frac{P_0 J(\gamma)}{4\pi L_2^2}\left(1 - e^{-\kappa_p L}\right) e^{-\kappa_n L} e^{-\kappa(L_1+L_2)}$$

или же

$$P_c = \frac{P_0 J(\gamma)}{4\pi L_2^2}\left(1 - e^{-\kappa_p L}\right) e^{-\kappa_n (L+L_1+L_2)} e^{\kappa_p (L_1+L_2)},$$

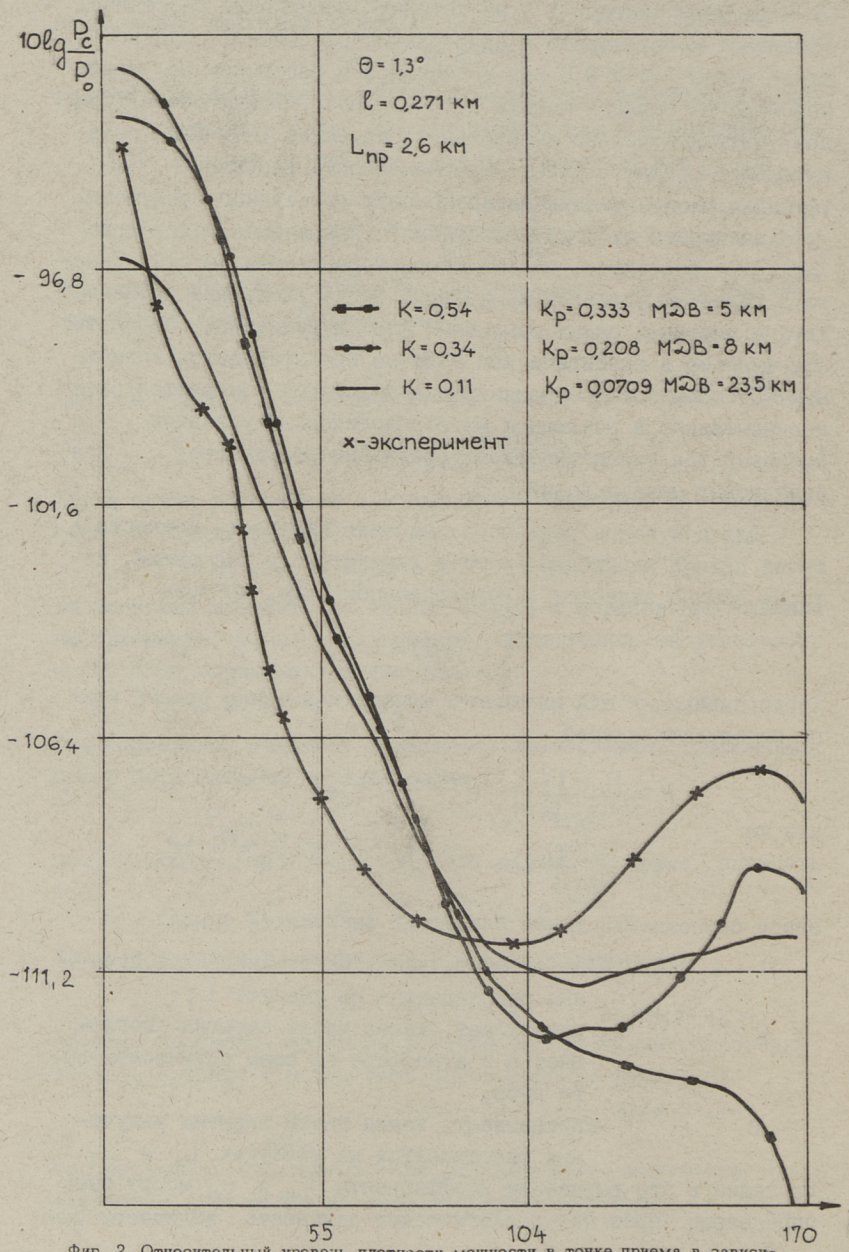
здесь сомножители имеют следующий физический смысл:

$\left(1 - e^{-\kappa_p L}\right)$ – показывает, какая часть энергии излучения рассеивается на участке L;

$e^{-\kappa_n (L_1+L_2+L)}$ – показывает, какая часть энергии поглощается в атмосфере на всем оптическом пути луча;

$e^{-\kappa_p (L_1+L_2)}$ – показывает, какая часть энергии излучения рассеивается на участках L_1 и L_2.

Входящие в это выражение коэффициенты κ_p и κ_n могут быть определены через метеорологическую дальность видимости $S_м$,



Фиг. 2. Относительный уровень плотности мощности в точке приема в зависимости от угла рассеяния.

которую можно сравнительно просто измерить и следить за ее изменением на протяжении всего времени измерения уровня плотности мощности рассеянного излучения в точке приема.

Для определения коэффициента аэрозольного рассеяния K_p в [3] предложено такое выражение:

$$K_p(\lambda) = \frac{3{,}91}{S_M}\left(n_0 + n_1 \lambda^{n_2}\right),$$

где n_0, n_1 и n_2 – коэффициенты, зависящие от метеоусловий, приведенные в виде таблицы в работе [3].

Значение коэффициента аэрозольного поглощения можно найти в работах [4] и [5]. Отметим только, что K_n в основном определяется поглощением излучения водяным паром.

На фиг. 2 приведены результаты расчета зависимости плотности мощности излучения в точке приема от угла рассеяния для различных метеоусловий совместно с экспериментально измеренными зависимостями. Зная интегральную величину плотности мощности в точке приема, можно оценить возможность оптической связи по рассеянному излучению. При проектировании приемника оптической системы связи по рассеянному излучению необходимо также знание формы и длительности принимаемого импульса.

При приеме рассеянного излучения необходимо учитывать тот факт, что импульс излучения изменяет свою длительность, происходит его расширение за счет того, что на приемник приходит излучение от точек объема рассеяния, находящихся на различных расстояниях от приемника. Причем это уширение тем больше, чем больше угловое поле зрения системы при фиксированном расстоянии от луча до приемника.

Рассмотрим прохождение импульса через область, попадающую в угловое поле зрения приемника фиг. 3.

Пусть импульс передатчика имеет гауссову форму

$$A(t) = A(t_0) e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\tau_и^2}},$$

где $2\tau_и$ – длительность импульса.

Тогда часть энергии импульса, попадающая в угловое зрение приемника, может быть определена как:

$$A(t) = A(t_0) \int_{t_1}^{t_2} e^{\frac{-(\tau-t_0)^2}{2\tau_и^2}} d\tau .$$

Обозначим $\frac{\tau - t_0}{\sqrt{2}\,\tau_и} = x$,

тогда

$$A(x) = P(x_0)\sqrt{2}\,\tau_и \int_{x_1}^{x_2} e^{-x^2} dx$$

или

$$A(x) = A(x_0)\left[\int_0^{x_2} e^{-x} dx - \int_0^{x_1} e^{-x^2} dx\right],$$

но $\int_0^x e^{-x^2} dx$ - интеграл вероятности, обозначаемый обычно erf(x).

Тогда, если вернуться к старой переменной

$$A(t) = A(t)\left[\mathrm{erf}\left(\frac{t_2 - t}{\sqrt{2}\,\tau_и}\right) - \mathrm{erf}\left(\frac{t_1 - t}{\sqrt{2}\,\tau_и}\right)\right],$$

где

$$t_1 = \frac{R}{c}\,\frac{\sin(\beta - \theta/2)}{\sin(\gamma - \theta/2)}$$

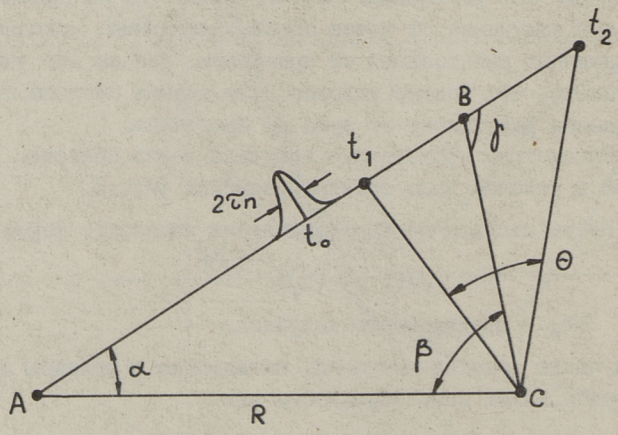
и

$$t_2 = \frac{R}{c}\,\frac{\sin(\beta + \theta/2)}{\sin(\gamma + \theta/2)}$$

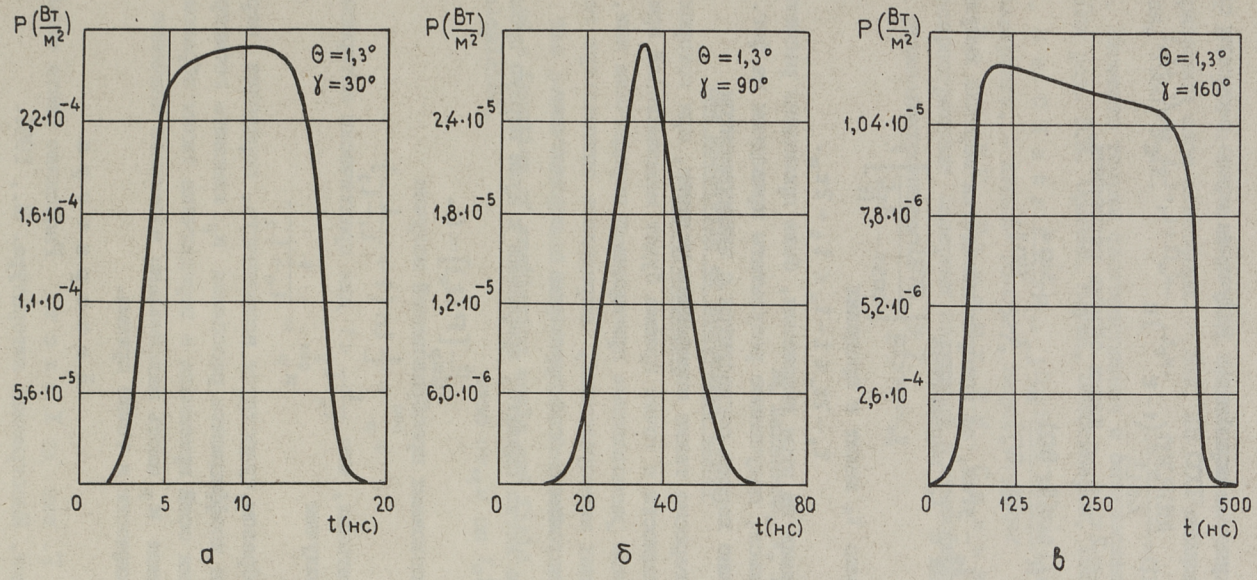
c - скорость света;

L - длина объема рассеяния в этом случае представляет из себя пространственную протяженность импульса, то есть

$$L = 2c\tau_и.$$



Фиг. 3. - длительность импульса;
- временное положение вершины импульса;
- моменты вхождения и выхода импульса из углового поля зрения приемника.



Фиг. 4 а, б, в. Форма импульса рассеянного излучения для различных углов рассеяния.

Тогда с учетом ослабления излучения можно записать следующее выражение

$$P(t)=\frac{A(t)P_0\gamma(\gamma)}{4\pi L_2^2}\left(1-e^{-\kappa_p L}\right)e^{-\kappa_m(L+L_1+L_2)}e^{-\kappa_p(L_1+L_2)},$$

где $L=2\tau_и c$ – длина объема рассеяния,

$$L_1=R\frac{\sin(\beta_0-\theta/2)}{\sin(\gamma_0-\theta/2)} \quad и \quad L_2=R\frac{\sin\alpha}{\sin\gamma_0},$$

причем γ_0 – угол, на котором находится вершина импульса, связанный с t_0 выражением

$$\gamma_0=arctg\left[\frac{\sin\alpha}{\cos\alpha-\frac{t_0c}{R}}\right],$$

а значение t_0 лежит в пределах

$$t_1-2\tau_и\le t-t_0\le t_2+2\tau_и.$$

Основываясь на этом выражении, были проведены расчеты формы импульса, полученные результаты приведены на фиг. 4 и достаточно хорошо согласуются с экспериментом.

Интересно также определить условия, при которых плотность мощности в точке приема будет максимальной при фиксированном расположении приемника и передатчика или, при конкретных метеоусловиях, определить оптимальную геометрию расположения осей приемника и передатчика.

Это легко сделать, приравняв к нулю первую производную $P(t_0)$ по κ_p, то есть

$$\frac{d}{d\kappa_p}\left[P(t_0)\right]=0.$$

После несложных преобразований получим

$$\kappa_p^{опт}=\frac{1}{L}\ln\left(1+\frac{L}{L_1-L_2}\right)$$

или, учитывая, что $\frac{L}{L_1+L_2}<1$ для практически интересных случаев, получим

$$\kappa_p^{опт}=\frac{1}{L_1+L_2}.$$

Таким образом, существует возможность, определив через $S_м$ значение коэффициента рассеяния κ_p, изменить геометрию расположения осей приемника и передатчика таким образом, чтобы при данном κ_p иметь максимально возможное значение плотности мощности в точке приема.

Литература

I. Г. ван де Хюлст. Рассеяние света мальми частицами. Иностранная литература. М., 1961.

2. Бартеньева О.Д. Индикатриссы рассеяния света в приземном слое атмосферы. – Изв. АН СССР, сер. геофизическая, 1960, № 12.

3. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация / Под ред. В.М. Орлова, Наука, Новосибирск, 1982.

4. Mc Clatckey. Optical Properties of the Atmosphere. – AFCRL- 70-0527, Sept., 1970.

5. Зуев В.Е., Пьяных Н.И., Сальников И.М. Распространение лазерных излучений в атмосфере. Зарубежная радиоэлектроника, 1978, № 7.

B. Zakharov, V. Ess

The Receiving of Scattered Light from Atmosphere

Summary

The power level and light pulse form of scattered light as a function of scattering angle and field of view are calculated.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.315.592

И.С. Манак, В.В. Мельниченко

ОТЖИГ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ ПОСТОЯННЫМ ТОКОМ В GaAs-ИЗЛУЧАТЕЛЯХ

Широкое использование ионизирующих излучений в практике, развитие ядерной энергетики и космических исследований настоятельно выдвигают требование создания радиационно стойких материалов и приборов, а также определения оптимальных режимов работы приборов в условиях радиационных воздействий [1]. Весьма актуальными являются также проблемы влияния радиации на физические характеристики приборов полупроводниковой электроники, надежность и стабильность их работы. В применении к устройствам полупроводниковой квантовой электроники важным вопросом представляется излучение влияния возникающих дефектов на скорость излучательной и безызлучательной рекомбинации неравновесных носителей, так как эта задача связана с практическим использованием приборов. Изменение скорости рекомбинации неравновесных носителей и выходной энергии излучения представляют собою один из наиболее чувствительных индикаторов возникновения радиационных дефектов в излучающих p-n-структурах [2]. Полупроводник, в котором существуют радиационные дефекты, представляет собой неустойчивую систему и с течением времени при отличной от нуля температуре должен приближаться к устойчивому состоянию [3]. Наиболее простым процессом является отжиг равномерно распределенных в объеме кристалла точечных дефектов при отсутствии других нарушений, например, дислокаций [3]. В настоящее время наиболее изучен термический отжиг радиационных дефектов. Как в научном, так и в практическом плане является важным отыскание других возможных путей восстановления характеристик подвергшихся действию радиации полупроводниковых приборов. В последнее время возрос интерес к исследованию инжекционного и лазерного отжига дефек-

тов. Было отмечено, что электронная рекомбинация может стимулировать движение на молекулярном уровне, приводящее к аннигиляции дефектов облучения при работе полупроводниковых излучателей [4]. В научной литературе обращалось внимание на возможность "самозалечивания" дефектов облучения быстрыми электронами в процессе работы полупроводникового лазера из-за ускорения темпа аннигиляции этих дефектов [4]. Затем было показано, что дефекты γ-облучения в диодах из арсенида галлия могут отжигаться даже при криогенных температурах, при пропускании через p-n-переход прямого тока, что приводило к частичному восстановлению интенсивности излучения [5]. Необходимо отметить, что несмотря на имеющиеся в научной литературе [5, 6] сведения об аннигиляции дефектов облучения, стимулируемых электронной рекомбинацией, проблема более глубокого изучения инжекционного отжига и выбора оптимальных режимов его проведения остается актуальной.

Здесь приведены результаты исследования инжекционного отжига радиационных дефектов, введенных при электронном облучении в GaAs - излучателях типа АЛ-I08А, представляющих собой эпитаксиальные p-n-структуры, n- и p-области которых легированы кремнием. Более подробно технология, структура и особенности исследуемых источников излучения описаны в [6]. Здесь же отметим, что для легированных кремнием образцов характерным оказывается локализация дырок и электронов в потенциальных ямах, глубина которых в арсениде галлия при сильной компенсации достигает 0,I эВ. Высокий внешний квантовый выход излучательной рекомбинации носителей обусловлен уменьшением вероятности теплового выброса носителя из потенциальной ямы в соответствующую зону с последующей его рекомбинацией по безызлучательному каналу. С другой стороны, в таких источниках меньше потери на поглощение рекомбинационного излучения (2-I0 $см^{-1}$), так как энергия кванта существенно меньше ширины запрещенной зоны арсенида галлия [6]. Так как процесс излучательной рекомбинации в рассматриваемых источниках излучения идет с участием локализованных примесных состояний у краев зон, то частотная характеристика источника излучения определяется двумя постоянными времени: излучательным временем жизни

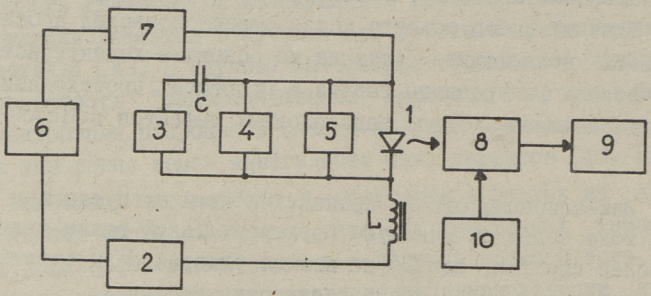
носителей, захваченных в глубокие потенциальные ямы, и безызлучательным временем, характеризующим уход носителей из зон. Удачный выбор объекта исследования позволил проанализировать воздействие радиации на основные характеристики излучателей из арсенида галлия и процессы, происходящие при инжекционном отжиге радиационных дефектов в GaAs диодах.

Инжекционный отжиг произведен нами пропусканием прямого тока через излучающую структуру. Такой режим является наиболее простым, однако, не всегда удается осуществить его из-за побочных эффектов, в частности, тепловых.

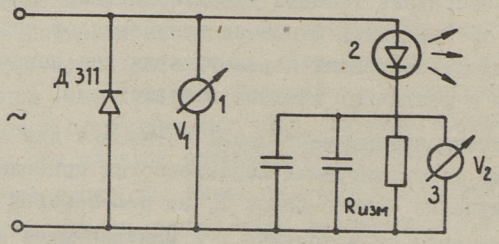
Для реализации инжекционного отжига радиационных дефектов необходимо выбрать оптимальный режим для его проведения, то есть необходимо определить максимальные значения прямых токов, не приводящие к существенному изменению контролируемых параметров (к деградации характеристик объекта исследования).

Из тех же соображений, что и в работе [7], в качестве параметров, определяющих процессы деградации и отжига, контроль и измерение которых производились в процессе эксперимента, были выбраны вольт-амперные характеристики (ВАХ), амплитудно-частотные токовые характеристики, зависимость переменной составляющей в потоке излучения от частоты и световой выход. Последний параметр является наиболее чувствительным к различным внешним воздействиям.

Блок-схема экспериментальной установки для исследования основных контролируемых характеристик приведена на фиг. I. Излучение GaAs-диода I, на p-n-переход которого подается смещение от источника 2 и модулирующее напряжение от генератора 3, падает на фотокатод ФЭУ-28 8. Сигнал с анодной нагрузки ФЭУ поступает на вход осциллографа 9, по экрану которого производятся визуальные измерения. Выбор режима питания излучателя по постоянному току осуществляется переменным сопротивлением 7, включенным последовательно с источником питания и диодом, и фиксируется миллиамперметром 6 и вольтметром постоянного тока 5. Величина амплитуды модулирующего напряжения на p-n-переходе диода может измеряться вольтметром 4, а также методом фиксации приращения



Фиг. 1. Блок-схема экспериментальной установки для исследования вольт-амперной, ватт-амперной и модуляционной характеристик полупроводниковых излучателей в мегагерцовом диапазоне:
1 – исследуемый диод; 2 – источник постоянного смещения;
3 – ВЧ-генератор; 4 – вольтметр; 5 – цифровой вольтметр;
6 – миллиамперметр; 7 – магазин сопротивлений; 8 – ФЭУ-28;
9 – осциллограф; 10 – высоковольтный источник питания;
C и L – соответственно емкость и индуктивность в цепи питания диода.



Фиг. 2. Схема установки для изучения амплитудно-частотных токовых характеристик: 1 – вольтметр В3-15; 2 – исследуемый источник излучения: 3 – цифровой вольтметр.

среднего тока через излучатель при выбранном режиме питания его по постоянному току. В этом случае амплитуда модулирующего напряжения может быть определена по статической вольт-амперной характеристике излучателя, аппроксимированной линейно-ломаной линией.

Для снятия амплитудно-частотной токовой характеристики применялась схема, аналогичная описанной в [8] (фиг. 2). От высокочастотного генератора типа Г4-117 к клеммам 1 и 2 подводился переменный сигнал, амплитуда которого на исследуемом диоде 2 поддерживалась постоянной и контролировалась при помощи вольтметра типа В3-15, причем амплитуда ВЧ-сигнала выбиралась соответствующей рабочей точке при снятии модуляционной характеристики источника излучения. Амплитуда выпрямленного тока измерялась по падению напряжения на сопротивлении $R_{изм}$ цифровым вольтметром 3. Диод Д311 шунтирует исследуемый диод во время действия обратной полуволны модулирующего напряжения.

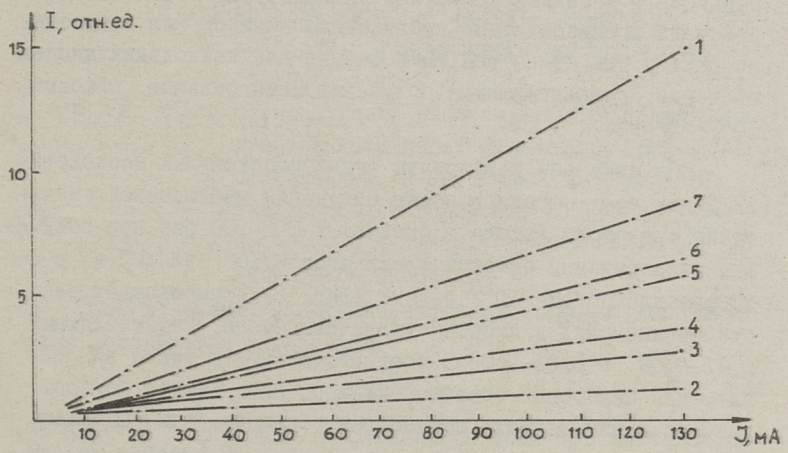
С целью выбора оптимального режима для проведения инжекционного отжига радиационных дефектов нами проведено исследование деградации светоизлучающих диодов типа АЛ-108 А при длительном пропускании через p-n-переход прямых токов 300, 400, 500 и 600 мА. Следует отметить, что для всех исследованных образцов на деградационных кривых, определяющих характер изменения во времени интенсивности излучения, можно выделить два участка: участок возрастания и участок почти экспоненциального падения интенсивности излучения. Отметим, что возрастание интенсивности излучения не сопровождается заметным изменением остальных контролируемых параметров; отмечается лишь некоторое возрастание граничной частоты модуляции излучения источника. Протяженность во времени этого участка тем меньше, чем больше ток возбуждения. Аналогичные изменения выхода излучения на ранних стадиях деградации отмечались нами ранее для излучателей типа ЛДС-1 и связывались с отжигом технологических дефектов, влияющих на темп излучательной рекомбинации [9]. Такое поведение светового выхода можно объяснить также заполнением атомами примеси Si-вакансий в p-области и излучательной рекомбинацией на вновь образовавшихся центрах. Уменьшение светового выхода в процессе деградации сопровождается сдвигом вольт-амперных характе-

ристик (ВАХ) в сторону увеличения тока, подобно тому, как это наблюдалось в [10], что в целом говорит об увеличении скорости рекомбинации неосновных носителей. Падение светового выхода характеризуется также неизменностью излучательного времени жизни τ_u и заметным уменьшением спонтанного времени жизни неосновных носителей τ_c, которые могут быть определены по модуляционным и амплитудно-частотным токовым характеристикам. Скорость деградации возрастает с увеличением тока возбуждения. Уменьшение выхода излучения при фиксированном токе контроля 140 мА при токе деградации $J_{дегр} = 500$ мА составило для типичных образцов в среднем 70 % за 18 часов работы и 60 % при $J_{дегр} = 600$ мА и времени деградации 3 часов.

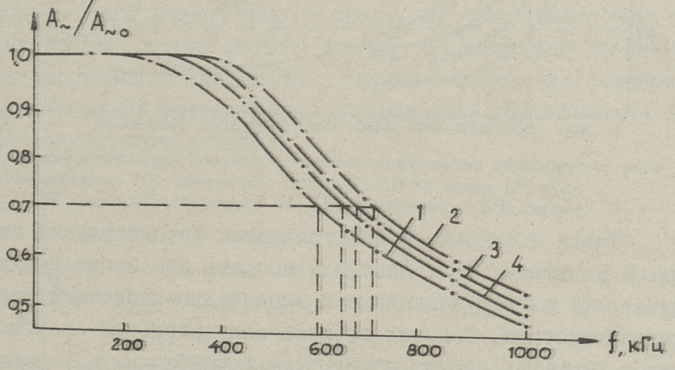
Нами не обнаружено существенного изменения указанных выше контролируемых характеристик исследуемых источников излучения при длительном (порядка 50 часов) пропускании тока в прямом направлении вплоть до значений порядка 300 мА, кроме некоторого возрастания светового выхода в начальный период работы. Это значение тока было выбрано нами для проведения инжекционного отжига радиационных дефектов.

Анализ экспериментальных результатов по деградации позволил сделать вывод о том, что участок экспоненциального падения интенсивности излучения связан с введением дополнительных центров безызлучательной рекомбинации, о чем свидетельствует увеличение полного тока при неизменном напряжении на диоде, неизменность τ_u в ходе деградации, т.е. отсутствие влияния токового воздействия на излучательный канал рекомбинации, и уменьшение τ_c за счет уменьшения безызлучательного времени жизни неравновесных носителей $\tau_б$.

На указанных выше экспериментальных установках нами исследовано влияние электронного облучения интегральными потоками $10^{13} - 5 \cdot 10^{13}$ эл/см^2 со средней энергией электронов в пучке порядка 15 МэВ на контролируемые характеристики излучателей из GaAs:Si и инжекционный отжиг радиационных дефектов (РД), введенных при облучении. В процессе облучения диоды находились при температуре не выше 50 °С, при этом не наблюдалось необратимых температурных изменений контролируемых параметров. Нами исследовались лишь устойчивые РД, не отжигающиеся при длительном хранении облученных



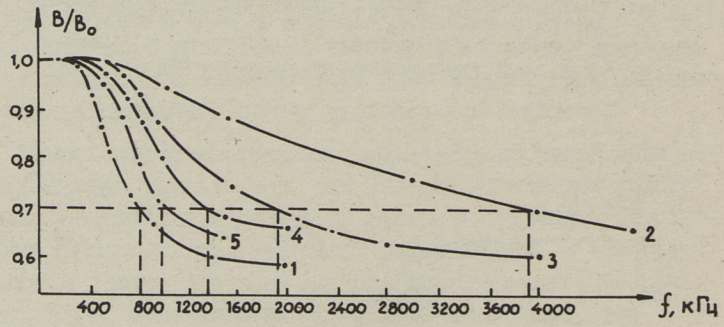
Фиг. 3. Интенсивность излучения GaAs:Si диода в зависимости от тока: 1 – до облучения; 2 – после облучения интегральным потоком электронов 10^{13} эл/см^2 с энергией 15 МэВ; 3 – после 2 часов; 4 – после 7 часов; 5 – 10 часов; 6 – 14 часов; 7 – 38 часов инжекционного отжига током 300 мА.



Фиг. 4. Изменение модуляционной характеристики GaAs:Si диода № 8 (1) после облучения (2) и инжекционного отжига РД в течение 4 (3) и 12 часов (4).

образцов в условиях комнатной температуры, о чем свидетельствовали предварительно проведенные контрольные измерения по отжигу при комнатной температуре для нескольких диодов из серии, подвергавшейся облучению интегральным потоком 10^{13} эл/см^2.

Как показали результаты экспериментальных исследований, для всех образцов после облучения наблюдается уменьшение светового выхода в среднем в 100–200 раз при облучении интегральным потоком электронов $5 \cdot 10^{13}$ эл/см^2 и в 5–20 раз для потока 10^{13} эл/см^2 (фиг. 3), сопровождающееся отклонением ВАХ в сторону увеличения тока, составляющим 0,02–0,06 и 0,01–0,03 В соответственно, а также изменением для некоторых образцов наклона ВАХ. Такой большой разброс в измеряемых параметрах образцов, по-видимому, связан с большой неоднородностью пучка электронов по поперечному сечению.



Фиг. 5. Эволюция амплитудно-частотной токовой характеристики GaAs:Si диода № 8 (1) после облучения (2) и инжекционного отжига РД в течение 4 (3), 12 часов (4), 20 часов (5).

Такое поведение рассматриваемых характеристик становится понятным, если проанализировать для исследуемых излучателей их модуляционные и амплитудно-частотные токовые характеристики. Так как процесс излучательной рекомбинации в GaAs:Si диодах обусловлен рекомбинацией неравновесных носителей, захваченных в потенциальные ямы у краев зон, то модуляционная характеристика таких излучателей описывается зависимостью

$$A_{\sim} = \frac{A_{\sim 0}}{\sqrt{1+\omega^2\tau_u^2}\sqrt{1+\omega^2\tau_c^2}}, \qquad (I)$$

где $A_{\sim}$ и $A_{\sim 0}$ – амплитуда переменной составляющей в потоке излучения на частоте измерения и низкой (близкой к нулевой) частоте, соответственно,

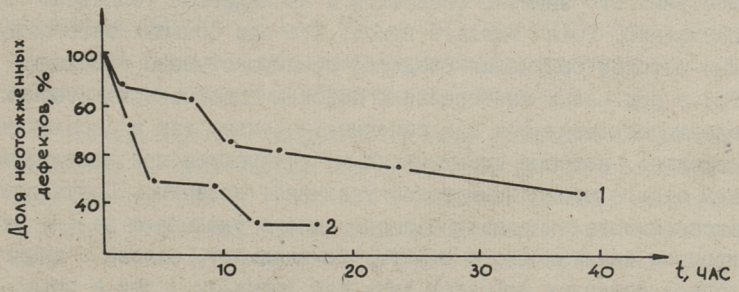
τ_u и τ_c – времена жизни носителей, обусловленных излучательными переходами между примесными состояниями, и переходами возбужденных электронов проводимости на уровни Si – примеси, а также по безызлучательному каналу рекомбинации.

В то же время амплитудно-частотная токовая характеристика описывается выражением

$$B = \frac{B_0}{\sqrt{1+\omega^2\tau_c^2}}, \qquad (2)$$

где B и B_0 – значение выпрямленного тока при частотах ω и $\omega \to 0$ соответственно.

Из анализа зависимостей, представленных на фиг. 4 и 5 следует, что при облучении τ_u остается практически неизменным (некоторый рост $f_{гр изл}$ обусловлен уменьшением τ_c), а τ_c уменьшается за счет появления уровней радиационных дефектов в запрещенной зоне и увеличения темпа безызлучательных релаксационных процессов на эти уровни, что приводит к падению светового выхода при облучении (фиг. 3). Таким образом, можно сделать вывод, что механизм радиационных нарушений в GaAs:Si диодах – введение радиационных дефектов, через уровни которых идет рекомбинация по безызлучательному каналу.



Фиг. 6. Доля неотожженных дефектов как функция времени инжекционного отжига: 1 – диод № 6, 2 – диод № 8.

Отжиг радиационных дефектов током 300 мА приводит к почти полному восстановлению ВАХ и увеличению светового выхода (фиг. 3). Наиболее интенсивно процесс отжига протекает в первые 10-12 часов, после чего стремится к насыщению (фиг. 6). В целом удалось восстановить интенсивность излучения диодов на 60-70 % при облучении образцов интегральным потоком 10^{13} эл/см^2. Инжекционный отжиг дефектов в образцах, облученных потоками $5\text{-}10^{13}$ эл/см^2, протекает значительно медленнее.

Восстановление светового выхода сопровождается заметным увеличением τ_c (фиг. 5) и неизменностью τ_u (фиг. 4), т.е., по-видимому, процесс отжига связан с уменьшением именно числа центров безызлучательной рекомбинации. Можно предположить, что в процессе облучения вводятся следующие дефекты:

1) комплексы примесь-дефект внедрения;
2) изолированные точечные дефекты типа пар Френкеля;
3) скопления дефектов.

Хотя природу отжигаемых дефектов по представленным экспериментальным данным установить трудно, однако, основываясь на [11] и [12], можно утверждать, что предпочтительными типами радиационных дефектов являются (2) и (3).

Поскольку нами не наблюдалось значительного инжекционного отжига РД, введенных при облучении образцов дозами $5\cdot10^{13}$ эл/см^2, а при потоках 10^{13} эл/см^2 наиболее интенсивно процесс отжига протекает в первые 10-12 часов, а затем темп его заметно снижается и наблюдается тенденция к насыщению, можно сделать вывод, что при больших интегральных потоках облучения вводятся преимущественно скопления РД, а при малых интегральных потоках высокоэнергетических электронов вводятся как точечные дефекты, так и скопления дефектов, которые практически не отжигаются при инжекционном отжиге постоянным током указанной величины. Полученные экспериментальные данные скорее всего указывают на то, что процесс инжекционного отжига, по-видимому, связан с аннигиляцией точечных дефектов типа пар Френкеля, чем и объясняется интенсивный ход его в первые часы отжига.

Интересен тот факт, что наблюдаемый ранее при токах 500 и 600 мА процесс увеличения светового выхода на ранних стадиях деградации, по всей вероятности, не имеет места в процессе отжига, поскольку при отжиге увеличение интенсивности сопровождается заметным изменением других контролируемых параметров, что не наблюдалось при деградации. Кроме того, эти процессы могут быть разделены во времени, так как характеризуются разной скоростью протекания.

Полученные экспериментальные результаты позволяют сделать предположение, что малые дозы облучения стимулируют заполнение свободных вакансий в p-области атомами примеси Si, которые способствуют увеличению темпа излучательной рекомбинации. В дальнейшем эти примеси не играют роли в процессе инжекционного отжига, если исходить из второго объяснения начального участка деградационной кривой. Аналогичное явление при облучении отмечалось нами ранее для GaAs:Zn, Te излучателей [I3].

Можно предположить, что отжиг на постоянном токе происходит за счет нагревания диода при пропускании тока, но только в условиях инжекции электронно-дырочных пар. С целью выяснения этого вопроса нами изучено поведение ВАХ излучателей в зависимости от температуры окружающей среды и осуществлен контроль ВАХ в процессе деградации и отжига.

Тот факт, что при пропускании тока указанной величины в течение двух и более часов диод нагревается до 60–70 °С (определено по зависимости ВАХ от температуры и контрольных измерений ВАХ), а отжиг изолированных точечных дефектов в GaAs, облученном электронами, происходит при температурах I65–200 °С [I4, I5] и за более короткое время, позволяет судить о том, что механизм термического отжига в нашем случае не играет существенной роли.

Таким образом, определенные виды радиационных дефектов, введенных в GaAs-диодах при облучении их интегральным потоком электронов 10^{13} эл/см^2 с энергией I5 МэВ, могут быть частично устранены при инжекционном отжиге постоянным током.

Литература

I. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. Минск, Наука и техника, 1978.

2. Вавилов В.С. Действие излучений на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.

3. Вавилов В.С., Ухин Н.А. Радиационные эффекты в полупроводниках и полупроводниковых приборах. М., Атомиздат, 1969.

4. Елисеев П.Г. Проблемы надежности и физика деградационных процессов в полупроводниковых лазерах. - Итоги науки и техники, серия Радиотехника, т. 14, ч. II. М., ВИНИТИ, 1978.

5. Barnes C.E. Effect of Co^{60} Gamma irradiation on epitaxial GaAs laser diodes. - Phys. Rev., B, 1970, vol. 1, N 12, p. 4735-4747.

6. Коган Л.М., Водовозова М.Л., Деготь Ю.М., Ковырева Н.И., Тинькова А.П., Титова Л.А. Диодные источники инфракрасного излучения из арсенида галлия. - В сб.: Микроэлектроника и полупроводниковые приборы, вып. 2. М., Сов. радио, 1977, с. 154-171.

7. Сушков В.П., Щепетилова Л.А. Изучение механизма деградации GaAs электролюминесцентных диодов. - ФТП, 1970, т. 4, № 4, с. 788-790.

8. Кобак И.А., Лисенкова А.М., Шилов А.Ф. Исследование временных характеристик GaP-диодов. - Вестник Белорусского университета, сер. I, 1977, № I, с. 82-84.

9. Баркова А.В., Манак И.С., Шилов А.Ф. Исследование некатастрофической деградации GaAs-излучателей. - В сб.: Вопросы физики электролюминесценции.- Днепропетровск, изд. ДГУ, 1979, с. 139-144.

10. Водовозова М.Л., Евстропов В.В., Коган Л.М. Эмпирические закономерности деградации све-

тодиодов из GaAs:Si-В сб.: Тезисы докладов У Всесоюзного совещания по электролюминесценции. - Ставрополь, 1973.

11. Коган Л.М., Ковырева Н.И., Курлянд Б.И. Полупроводниковые источники света. - В сб.: Тезисы докладов научно-технической конференции "Автоматизация оптических методов измерения и отсчета координат". М., 1969.

12. Кольченко Т.И., Ломако В.М., Электрические свойства GaAs, облученного электронами и нейтронами. -ФТП, 1975, т. 9, № 9, с. 1757-1760.

13. Баркова А.В., Манак И.С., Шилов А.Ф. Влияние электронного облучения на характеристики GaAs-излучающих диодов. - Изв. вузов. Физика. 1979, № 3, с. 100-101.

14. Брандловский Е.Ю., Брудный В.Н. Введение и отжиг дефектов в n-GaAs при электронном облучении. - В сб.: Радиационные эффекты в полупроводниках. Минск, изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1972, с. 141-143.

15. Ломако В.М., Новоселов А.М., Ткачев В.Д. Влияние электронного облучения на время жизни неосновных носителей тока в p-n переходах из GaAs. В сб.: Радиационные эффекты в полупроводниках. - Минск, изд. БГУ им. В.И. Ленина, 1972, с. 163-164.

I. Manak, V. Melnichenko,

Annealing of Radiation Defects in GaAs Light Sources by Direct Current

Summary

The results of experimental studies of current-voltage, power-current, modulation and amplitude-frequency current characteristics of Si-doped GaAs light sources before and after 15 MeV electron irradiation by doses up to 5.10^{13} e/cm^2 and during the 300 mA direct current infection annealing are presented. The interpretation of results is given.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:621.371

А.А. Тяклая

ОЦЕНКА РОЛИ ФЛУКТУАЦИЙ, ВЫЗВАННЫХ БЛУЖДАНИЕМ ГАУССОВОГО ЛАЗЕРНОГО ПУЧКА В ТУРБУЛЕНТНОЙ АТМОСФЕРЕ

Блуждание гауссового лазерного пучка вызывает флуктуации интенсивности в точке приема. Величина этих флуктуаций зависит не столько от абсолютного значения дисперсии блуждания пучка $\overline{\rho^2}$, сколько от нормированного (на квадрат радиуса пучка R_s^2) блуждания [1]

$$\alpha = \frac{\overline{\rho^2}}{R_s^2}. \qquad (1)$$

При этом относительные флуктуации интенсивности в центре блуждания равны [1]:

$$\gamma_1 = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} = \frac{(1+\frac{\alpha}{2})^2}{1+\alpha}. \qquad (2)$$

Из работы [2] получаем выражение для оценки роли блуждания наряду с другими мультипликативными процессами (такими, как: перераспределение энергии в тонкой структуре пучка, характеризуемое лог-нормальным законом, "дыхание" пучка, флуктуации мощности лазера)

$$\gamma = \prod_{i=1}^{n} \gamma_i = \gamma_1 \prod_{i=2}^{n} \gamma_i, \qquad (3)$$

где γ_i – нормированные флуктуации интенсивности от действия процессов, перечисленных выше.

В настоящей работе рассмотрены зависимости α и γ_1 от турбулентного состояния атмосферы. Величину воздействия турбулентности характеризуем значением структурной функции фазы на диаметре передающей апертуры $\mathcal{D}_s(2a) = 1{,}095\, C_n^2 k^2 L (2a)^{5/3}$,

где C_n^2 – структурная характеристика,

$k = 2\pi/\lambda$ – волновое число излучения с длиной волны λ,

L – длина трассы,

a – радиус передающей апертуры,

При оценке зависимости $\alpha(\mathcal{D}_s(2a))$ исходим из выражения для среднеквадратичного радиуса пуска в неподвижных координатах (так называемого долговременного радиуса) [3]

$$\overline{R^2} = a^2\Omega^2\left\{(1-\frac{L}{F})^2\Omega + 1 + [0{,}5\mathcal{D}_s(2a)]^{6/5}\right\}, \qquad (4)$$

где $\Omega = ka^2L^{-1}$,

F - расстояние, на которое сфокусировано излучение

и выражения для среднеквадратичного отклонения пучка [4]

$$\overline{\rho^2} = 2\sigma^2 = 0{,}38\,a^2\Omega^2\mathcal{D}_s(2a), \qquad (5)$$

где σ^2 - дисперсия блуждания по одной оси.

Здесь R определен как радиус апертуры, который собирает 63 % из мощности пучка. Если пучок гауссовый, то R связан с радиусом пучка R_G на уровне e^{-2} через Q-функцию Маркума [I]. Учитывая эту связь, получаем $R^2 = 2R_G^2$. Сравнение выражений (4) и (5) с экспериментальными результатами [4] показывает, что соотношение (5) хорошо описывает ход $\overline{\rho^2}$ при $\sqrt{\mathcal{D}_s(2a)} \leqslant 50$. Для выражения (4) такого ограничения нет.

Предположим, что можем рассматривать средний квадрат радиуса пучка в неподвижных координатах как сумму средних квадратов блуждания и радиуса пучка в подвижных координатах (так называемого кратковременного радиуса $\overline{R_s^2}$, который определяется также как и $\overline{R^2}$, т.е. при гауссовом пучке $\overline{R_s^2} = 2\overline{R_{SG}^2}$)

$$\overline{R^2} = \overline{R_s^2} + \overline{\rho^2}. \qquad (6)$$

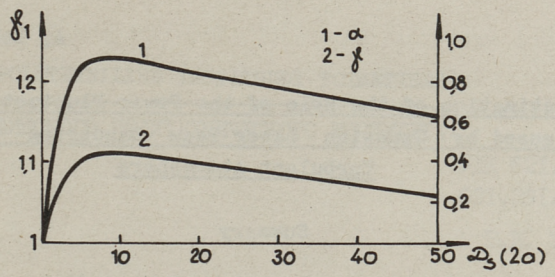
Подвижные координаты связаны с центром тяжести блуждающего пучка. Подставляя $\overline{R_s^2}$ из (6) и $\overline{\rho^2}$ из (5) в (I), получаем

$$\alpha = \frac{\overline{\rho^2}}{\overline{R_s^2}} = \frac{\sigma^2}{R_{SG}} = \left\{2{,}63\left((1-\frac{L}{F})^2\Omega^2 + 1 + [0{,}5\mathcal{D}_s(2a)]^{\frac{6}{5}}\right)\cdot\mathcal{D}_s(2a)^{-1} - 1\right\}^{-1}.$$

Поскольку первый член в круглых скобках равен нулю при сфокусированном пучке $L = F$, а в других случаях больше нуля, то максимальное значение α при разных значениях $\mathcal{D}_s(2a)$ получается в случае сфокусированного пучка.

Зависимости $\alpha(\mathcal{D}_s(2a))$ и $\gamma_1(\mathcal{D}_s(2a))$ для сфокусированного пучка приведены на фиг. I.

В заключение отметим, что для сфокусированного гауссового пучка с дифракционным расхождением зависимости $\alpha(\mathcal{D}_s(2a))$ и $\gamma_1(\mathcal{D}_s(2a))$ имеют максимум при $\mathcal{D}(2a) \approx 7{,}5$. В этом случае $\alpha_{\text{макс}} = 0{,}98$ и $\gamma_{1\,\text{макс}} = \text{I,II}$.



Фиг. 1. 1 – $\alpha(\mathcal{D}_5(2a))$, 2 – $\gamma_1(\mathcal{D}_5(2a))$.

Отсюда следует, что за счет блуждания в турбулентной атмосфере (3) общие флуктуации могут увеличиваться максимальнс в I,II раза.

Литература

I. Таклая А.А. Квантовая электроника, 1977, 4, № 2, с. 916.

2. Таклая А.А. Квантовая электроника, 1978, 5, № I, с. 152.

3. Прохоров А.М. Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шишов В.И. УФН 1974, 114, вып.3, № II, с. 415.

4. Миронов В.Л., Носов В.В. Препринт № 10, АН СССР СО ИОА, Томск, 1976.

A. Taklaja

Estimation of the Role of the Power Fluctuations Caused by Gaussian Laser Beam Wandering in Turbulent Atmosphere

Summary

The formulas for long term beam radius and wandering were used to estimate the parameters and that characterize a normalized wandering and normalized power fluctuations caused by beam wandering in turbulent atmosphere. The influence of turbidity is characterized by value of spherical wave phase structure function $D_s(2a)$ on the basis of the diameter of transmitting aperture. It is shown that for focused beam both parameters α and γ_1 have maximum value at $D_s(2a) = 7{,}5$ $\alpha_{max} = 0{,}98$, $\gamma_{1\,max} = 1{,}11$. It means that wandering caused by turbulent atmosphere can increase power fluctuations maximally 1,11 times.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:
621.391.833.22

Б.В. Захаров

РАСЧЕТ СТАБИЛЬНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ СВЕТОДАЛЬНОМЕРА С ОБРАТНОЙ СВЯЗЬЮ

Принцип действия светодальномера с обратной связью достаточно полно изложен в [1], поэтому в статье уделено внимание только вопросу его стабильности, принцип действия и конструктивные особенности не рассматриваются.

С точки зрения преобразования сигналов светодальномер может быть представлен в виде эквивалентной схемы, показанной на фиг. 1. Генератор 1 вырабатывает импульс, описываемый выражением:

$$S_0(t) = S_0 \exp(-\alpha t^2), \qquad (1)$$

где α – параметр, определяющий скорость нарастания импульса.

Линия задержки 2 имитирует среду. В нашем случае этой средой является открытая атмосфера. Сигнал на выходе линии задержки имеет вид:

$$S(t) = a(t)\, S_0(t - t_0 + \delta_t), \qquad (2)$$

где $a(t)$ – сомножитель, учитывающий флуктуации сигнала по амплитуде;

t_0 – задержка, связанная с дальностью, на которой находится объект (отражатель);

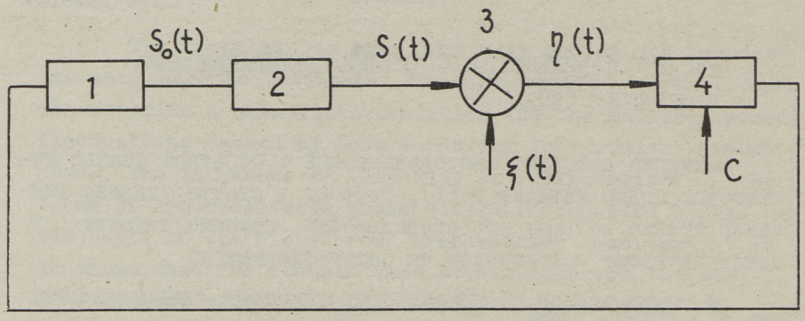
δ_t – слагаемое, учитывающее флуктуации t_0 за счет нестационарных явлений в атмосфере.

Обозначим аддитивную шумовую составляющую, учитывающую как внутренние шумы системы, так и внешние (шум фона) через $\xi(t)$. Тогда сигнал на выходе сумматора 3 можно записать в виде:

$$\eta(t) = S(t) + \xi(t). \qquad (3)$$

Пороговое устройство 4 вырабатывает импульс запуска генератора импульсов при превышении смеси сигнала и шума $\eta(t)$

некоторого заданного порога С. Линейный фильтр в схему на фиг. I не внесен, его наличие будет учтено при записи функции корреляции процессов $\xi(t)$ и $\eta(t)$. Задержками в электрических цепях пренебрегаем, поскольку их можно считать при определенных условиях постоянными (термостабилизация, стабилизация рабочих напряжений).



Фиг. 1.

Информация об измеряемой дальности содержится в периоде T_0 повторения импульсов $S_0(t)$, величина которого определяется как

$$T_0 = t_0 + \delta_t + \delta_{t_{ny}}, \qquad (4)$$

где $\delta_{t_{ny}}$ – смещение момента срабатывания порогового устройства за счет воздействия шумов $\xi(t)$ и флуктуаций амплитуды сигнала $S(t)$.

Статистические характеристики периода повторения T_0 определяются статистическими характеристиками величин δ_t и $\delta_{t_{ny}}$, поэтому далее будет рассмотрено влияние шумов на момент срабатывания порогового устройства, в том числе с учетом флуктуаций амплитуды сигнала.

Пусть на пороговое устройство воздействует аддитивная смесь детерминированного сигнала $S(t)$ и нормального шума $\xi(t)$

$$\eta(t) = S(t) + \xi(t), \qquad (5)$$

причем $S(0) = c$, где c – заданный порог. Предположим, что пересечение процессом $\eta(t)$ уровня c с положительной производной происходит в момент времени t_c в интервале $(t = x;\ t = x + \Delta x)$, то есть

$$x < t_c < x + \Delta x, \qquad (6)$$

откуда следует, что

$$\eta(x) < c < \eta(x+\Delta x) \qquad (7)$$

или

$$\xi(x) < c - s(x)$$

$$\xi(x) > c - s(x+\Delta x). \qquad (8)$$

Обозначим через P – вероятность выполнения системы неравенств (8) и P_c – вероятность выполнения условия (6), которая для достаточно малого Δx равна:

$$P_c = W_c(x) \cdot \Delta x, \qquad (9)$$

где W_c – плотность вероятности случайной величины.

Выполнение условия (6) влечет за собой выполнение (8) при условии, что процесс $\eta(t)$ в окрестности $t = t_0$ превышает порог c. Следовательно,

$$P = P_c P_+, \qquad (10)$$

где P_+ – вероятность того, что $\eta(t) > c$.
С другой стороны,

$$P = \int_{c-s(x+\Delta x)}^{\infty} \int_{-\infty}^{c-s(x)} W_\xi(y_1; y_2)\, dy_1 dy_2, \qquad (11)$$

где $W_\xi(y_1; y_2)$ – совместная плотность вероятности процесса $\xi(x)$ в моменты времени $t_1 = x$ и $t_2 = x + \Delta x$, а

$$P_+ = \int_c^{\infty} W_\eta(x; z)\, dz, \qquad (12)$$

где $W_\eta(y_1; y_2)$ – совместная плотность вероятности для процесса $\eta(t)$.
Таким образом, из (9) и (10) получаем

$$W_c(x) = \lim_{\Delta x \to 0} \frac{P(x)}{P_+(x)\Delta x}, \qquad (13)$$

причем $P(x)$ и $P_+(x)$ определены выражениями (11) и (12).

Рассмотрим случай, когда сигнал определяется

$$S(t) = S_0 \exp\left[-\alpha (t - t_0)^2\right], \qquad (14)$$

при этом положим $S_0 = \text{const}$, то есть не учитываем флуктуацию амплитуды.

Пусть $\xi(t)$ представляет белый шум, прошедший через линейный оптимальный фильтр, согласованный с сигналом вида (14). Величина t_0 определяется из условия $S(0) = c$, откуда

$$t_0 = \sqrt{-\frac{1}{\alpha} \ln c_0}, \qquad (15)$$

где $C_0 = \frac{C}{S_0}$ – порог, нормированный к амплитуде сигнала.

Нормированная передаточная функция согласованного фильтра должна иметь вид [2]:

$$K(j\omega) = \frac{1}{K(0)} \int_{-\infty}^{\infty} S(t) \exp(j\omega t)\, dt = \exp\left(-\frac{\omega^2}{4\alpha}\right). \qquad (16)$$

Двухмерная плотность вероятности $W_\xi(y_1; y_2)$ для нормального закона распределения имеет вид [3]:

$$W_\xi(y_1; y_2) = \frac{1}{2\pi\sqrt{1-\rho^2}} \exp - \frac{y_1^2 + y_2^2 - 2\rho y_1 y_2}{2\sigma^2(1-\rho^2)}, \qquad (17)$$

где σ^2 – дисперсия процесса $\xi(t)$ на выходе фильтра (на входе порогового устройства), а ρ – его коэффициент корреляции, равный в нашем случае:

$$\rho(x) = \exp(-\alpha x^2). \qquad (18)$$

При малых Δx

$$\rho \approx 1;\ \sqrt{1-\rho^2} \approx \sqrt{2}\,\Delta x \qquad (19)$$
$$\frac{S(x+\Delta x) - S(x)}{\Delta x} \approx \dot{S}(x).$$

Вычислим $P(x)$, подставляя (17) в (11)

$$P(x) = \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\rho^2}} \int_{c-s(x+\Delta x)}^{\infty} \int_{-\infty}^{c-s(x)} \exp\left[-\frac{y_1^2 + y_2^2 - 2y_1 y_2 \rho}{2\sigma^2(1-\rho^2)}\right] \cdot dy_1\, dy_2 =$$
$$= \frac{1}{2\pi\sigma^2\sqrt{1-\rho^2}} \int_{c-s(x+\Delta x)}^{\infty} \exp - \frac{y_1^2}{2\sigma^2}\, dy_1 \int_{-\infty}^{c-s(x)} \exp\left[-\frac{(y_2 - \rho y_1)^2}{2\sigma^2(1-\rho^2)}\right] dy_2. \qquad (20)$$

Делаем замену переменной

$$\frac{y_2 - \rho y_1}{\sigma\sqrt{1-\rho^2}} = a; \qquad dy_2 = \sigma\sqrt{1-\rho^2}\, da, \qquad \text{тогда}$$

$$p(x) = \frac{1}{2\pi\sigma} \int_{c-s(x+\Delta x)}^{\infty} \exp\left[-\frac{y_1^2}{2\sigma^2}\right] dy_1 \int_{-\infty}^{\frac{c-s(x)-\rho y_1}{\sigma\sqrt{1-\rho^2}}} \exp\left[-\frac{a^2}{2}\right] da$$

Обозначаем

$$F(z) = \int_{-\infty}^{z} \exp\left[-\frac{a^2}{2}\right] da \text{ – функция Лапласа,}$$

$$z = \frac{c - s(x) - \rho y_1}{\sigma\sqrt{1-\rho^2}}$$

тогда

$$y_1 = \frac{c - s(x) - \sigma\sqrt{1-\rho^2}}{\rho}\, z$$

и

$$dy_1 = \frac{\sigma\sqrt{1-\rho^2}}{\rho}\, dz .$$

Окончательно получим

$$P(x) = -\frac{1-\rho^2}{\rho\sqrt{2\pi}} \int_{\frac{c-s(x)-\rho c+\rho s(x+\Delta x)}{\sigma\sqrt{1-\rho^2}}}^{-\infty} \exp\left\{-\frac{[c-s(x)-\sigma\sqrt{1-\rho^2}\,z]^2}{2\rho^2\sigma^2}\right\} F(z)\,dz$$

или с учетом (I9) при $\Delta x \to 0$

$$P(x) = \frac{\sqrt{\alpha}}{\sqrt{\pi}}\,\Delta x \int_{-\infty}^{\frac{\mathring{S}(x)}{\sigma\sqrt{2\alpha}}} \exp\left\{\frac{[c-s(x)]^2}{2\sigma^2}\right\} F(z)\,dz. \qquad (2I)$$

Учитывая, что

$$\int_{-\infty}^{a} F(z)\,dz = a\,F(a) + \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left[-\frac{a^2}{2}\right]$$

$$S(x) = S_0 \exp\left[-\alpha(x-x_0)^2\right] \qquad (22)$$

$$\mathring{S}(x) = 2S_0\alpha(x_0-x)\exp\left[-\alpha(x-x_0)^2\right],$$

и обозначая

$$c_0 = \frac{c}{S_0}\,;\quad q_\nu = \frac{S_0}{\sigma}\ \text{– отношение сигнал–шум.} \qquad (23)$$

Выражение (2I) может быть преобразовано к виду

$$P(x) = \Delta x\sqrt{\frac{\alpha}{\pi}}\exp\left\{-\frac{q_\nu^2}{2}\left[c_0 - e^{-\alpha(x-x_0)^2}\right]^2\right\} \times$$

$$\times\left\{q_\nu\sqrt{2\alpha}(x_0-x)e^{-\alpha(x-x_0)^2} F\left[2\alpha(x_0-x)q_\nu e^{-\alpha(x-x_0)^2}\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left[-(x-x_0)^2 q_\nu^2 e^{-2\alpha(x-x_0)^2}\right]\right\}. \qquad (24)$$

Для вычисления интересующей нас плотности вероятности $W_c(x)$ в соответствии с (I3) надо знать P_+.

В общем случае вычисление $P_+(x)$ сопряжено со значительными математическими трудностями, но, поскольку светодальномеры обычно работают с отношением сигнал–шум $q_\nu > 5$, можно

считать $P_+ \equiv 1$. В дальнейшем справедливость этого можно будет проверить.

Учитывая это, подставив (24) в (13) и переходя к безразмерной переменной $y = x\sqrt{\alpha}$, получаем:

$$W_c(y) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left\{-\frac{q^2}{2}\left[C_0 - e^{-(y-y_0)^2}\right]^2\right\} \times$$

$$\times\left\{q\sqrt{2}(y_0 - y)\, e^{-(y-y_0)^2} F\left[q\sqrt{2}(y_0 - y)\, e^{-(y-y_0)^2}\right] + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp\left[-(y-y_0)^2 q^2 e^{-2(y-y_0)^2}\right]\right\}, \qquad (25)$$

Таблица 1

q \ C_0	0,3	0,5	0,8
3	1,253708	1,20075	0,82976I
5	1,I28739	1,0I935I	0,868248
10	1,004874	1,000068	0,980082
20	0,99285I	0,987361	0,988396
50	0,987333	0,987674	0,987906
100	0,987804	0,986726	0,987
200	0,987122	0,987770	0,986517

где $q = \frac{S_0}{\sigma}$; $C_0 = \frac{C}{S_0}$; $y_0 = \sqrt{-\ln C_0}$.

Для проверки правильности полученного разультата нужно определить, удовлетворяет ли функция $W_c(x)$ условию нормировки:

$$\int_{-\infty}^{\infty} W_c(x)\, dx = 1.$$

Вычисления были проведены с помощью ЭВМ при различных значениях q и C_0. Результаты расчетов приведены в таблице 1. Как следует из таблицы, условие нормировки плотности вероятности $W_c(y)$ выполняется с хорошей точностью при $q > 5$, $C_0 > 0,2$. Поэтому предположение о том, что $P_+ = 1$ можно считать обоснованным.

В ряде случаев порог C удобнее нормировать не к S_0, а к величине σ. При этом плотность вероятности может быть представлена в виде:

$$W_c(y)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\exp\left\{-\frac{1}{2}\left[U_0-q_1 e^{-(y-y_0)^2}\right]^2\right\}\times$$

$$\times\left\{q_1\sqrt{2}\,(y_0-y)e^{-(y-y_0)^2}F\left[q_1\sqrt{2}\,(y_0-y)\,e^{-(y-y_0)^2}\right]+\right.$$

$$\left.+\frac{1}{\sqrt{2\pi}}\exp\left[-q_1^2(y-y_0)^2 e^{-2(y-y_0)^2}\right]\right\}, \qquad (26)$$

где

$$U_0=\frac{c}{\sigma_0}=q_1 C_0;\ y_0=+\sqrt{-\ln C_0}=\sqrt{-\ln\frac{U_0}{q_1}};$$

$$q_1=\frac{S_0}{\sigma}.$$

Для определения погрешности измерения за счет нестабильности момента срабатывания порогового устройства из-за влияния шумов следует найти дисперсию σ_y^2 величины y

$$\sigma_y^2=\int_{-\infty}^{\infty}(y-m_y)^2 W_c(y)\,dy, \qquad (27)$$

где

$$m_y=\int_{-\infty}^{\infty} y\,W_c(y)\,dy \qquad (28)$$

есть математическое ожидание величины y.

Поскольку $y=x\sqrt{\alpha}$, а x соответствует времени t, то переход от m_y и σ_y^2 к соответствующим временным параметрам осуществляется по формулам:

$$m_t=\frac{m_y}{\sqrt{\alpha}};\quad \sigma_t^2=\frac{\sigma_y^2}{\alpha}. \qquad (29)$$

За счет влияния атмосферы амплитуда сигнала $S_0(t)$ может флуктуировать.

Пусть флуктуация амплитуды, а следовательно, отношение сигнал-шум q_1 происходит вокруг величины q_{10} по закону

$$W(q_1;q_{10})=\frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\gamma q_{10}}\exp\left[-\frac{(q_1-q_{10})^2}{2\gamma^2 q_{10}^2}\right], \qquad (30)$$

где $\gamma q_{10}=\sigma_{q_1}$ – среднеквадратичное отклонение q_1 от q_{10};

γ – глубина случайной модуляции сигнала.

Вычислим, насколько ухудшаются точностные параметры системы за счет флуктуаций амплитуды.

$$\tilde{m}_y = \int_{-\infty}^{\infty} y\,dy \int_{-\infty}^{\infty} W_c(q,y)\, W_q(q,q_0)\,dy \qquad (31)$$

$$\tilde{\sigma}_y^2 = \int_{-\infty}^{\infty} (y-\tilde{m}_y)^2 dy \int_{-\infty}^{\infty} W_c(q,y)\, W_q(q,q_0)\,dq. \qquad (32)$$

При вычислении интегралов (31) и (32) $W_c(y)$ удобнее брать в виде (26), так как U_0 от q не зависит.

Для перехода к временным параметрам необходимо воспользоваться соотношениями (29)

$$\tilde{m}_t = \frac{\tilde{m}_y}{\sqrt{\alpha}}\,; \quad \sigma_t^2 = \frac{\sigma_y^2}{\alpha}.$$

Литература

1. Захаров Б.В., Григорьев Ю.Ю., Хиндрикус Х.В. Зондирование турбулентной атмосферы с помощью электрооптического рециркулятора.

2. Шестов Н.С. Выделение оптических сигналов на фоне случайных помех. Сов. радио, М., 1967.

3. Ахмонов С.А., Дьяков Ю.Е., Чиркин А.С. Введение в статистическую радиофизику и оптику. М., Наука, 1981.

B. Zakharov

The Optical Feedback Rangefinger Generation Stability Calculation

Summary

The stability of generation in rangefinger with feedback is calculated.

The calculations have been made for the cases of signals without and with random noise fluctuations.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.315.592

И.С. Манак, А.В. Лютов

ЛАЗЕРНЫЙ ОТЖИГ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В НЕКОГЕРЕНТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИСТОЧНИКАХ ИЗЛУЧЕНИЯ

Проблемам влияния радиации на характеристики и надежность работы различных приборов полупроводниковой электроники и выяснению возможных путей восстановления свойств облученных образцов в научной литературе уделяется большое внимание. Наиболее часто при восстановлении свойств деградировавших под действием радиации полупроводниковых материалов и приборов на их основе используется изохронный и изотермический отжиг радиационных дефектов [1-3]. Однако термический отжиг радиационных повреждений в инжекционных лазерах и некогерентных излучателях с p-n-переходами неэффективен ввиду низких допустимых рабочих температур данных диодов [4].

В данной работе приведены экспериментальные результаты по использованию излучения He-Ne -лазера для отжига дефектов, введенных при облучении электронами в GaP -светодиодах красного свечения, изготовленных методом жидкостной эпитаксии.

Облучение исследуемых образцов проводилось на линейном ускорителе электронов интегральными потоками 10^{14} эл/см^2 с энергиями электронов 15 МэВ и 20 МэВ и $5 \cdot 10^{14}$ эл/см^2 с энергией 20 МэВ. В процессе облучения диоды разогревались до температуры, не превышающей 70 ^{o}C. Контрольные опыты показали отсутствие устойчивых изменений характеристик исследуемых образцов при нагревании до указанных температур.

При проведении исследований контролировались вольт-амперные, ватт-амперные и частотные характеристики диодов в

полосе 5 кГц–10 МГц до, после облучения и в процессе лазерного отжига.

Прямая ветвь вольт-амперных характеристик (ВАХ) образцов после облучения сместились влево (в область роста тока) относительно характеристик необлученных диодов. Смещение ВАХ объясняется введением радиационных дефектов, через уровни которых идет рекомбинация носителей.

Граничные частоты амплитудно-частотных световых характеристик облученных светодиодов практически не изменились и составили 2–3 МГц для различных образцов (таблица), в то время как граничные частоты токовых АЧХ облученных образцов увеличились от 4,5 – 5 МГц до 8~МГц (фиг. I).

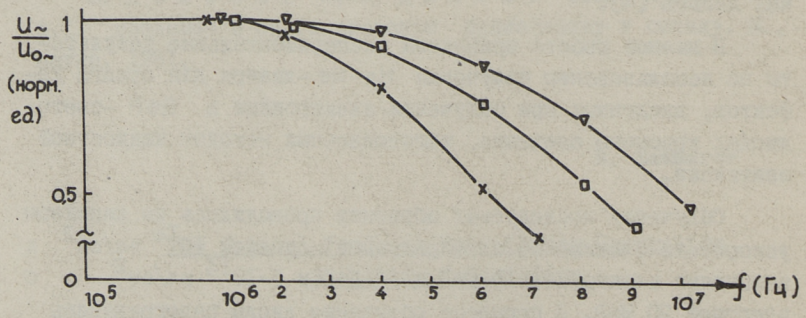
Таблица I

Граничные частоты световых АЧХ излучателей

	f_1 (МГц)	f_2 (МГц)
до облучения	2	3
после облучения	2,I	3
после отжига	2	3

f_1 – граничные частоты излучателей, отжигаемых без подачи прямого смещения;

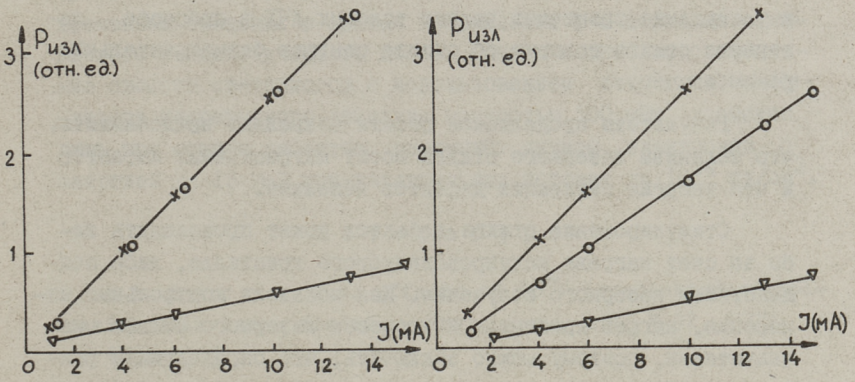
f_2 – граничные частоты излучателей, отжигаемых со смещением.



Фиг. 1. Амплитудно-частотные токовые характеристики светодиодов:
x – до облучения, ▽– после облучения,
□ – после лазерного отжига.

Это свидетельствует о том, что значительно уменьшилось полное время жизни неосновных носителей. Так как граничные частоты световых АЧХ после облучения практически не измени-

лись, то и излучательное время жизни осталось неизменным, а это свидетельствует о том, что при облучении вводятся лишь центры безызлучательной рекомбинации, то есть дополнительные уровни дефектов в запрещенной зоне, через которые идет безызлучательная рекомбинация, что и приводит к уменьшению светового выхода у облученных образцов (фиг. 2).



Фиг. 2. Световые характеристики:
а) светодиодов, облученных электронами с энергией 15 МэВ: x -до облучения, o - после 11 часов лазерного отжига с подачей прямого смещения; ▽ -после облучения;
б) светодиодов, облученных электронами с энергией 20 МэВ: x -до облучения, ▽ -после облучения, o -после 20 часов лазерного отжига с подачей прямого смещения.

Отжиг облученных светодиодов проводился с помощью ОКГ непрерывного действия типа ЛГ-38 мощностью излучения 50 мВт.

Световой выход отжигаемых с помощью непрерывного лазерного излучения образцов частично восстанавливался; однако, полного отжига не наблюдалось.

В процессе отжига на часть образцов подавалось прямое смещение I5 мА, недостаточное для инжекционного отжига и деградации диодов. Световой выход излучателей, облученных электронами с энергией I5 МэВ, восстановился полностью после лазерного отжига в течение II часов с одновременным смещением p-n-перехода в прямом направлении (фиг. 2а). Световой выход образцов, облученных электронами с энергией 20 МэВ, полностью не восстановился после 20 часов лазерного отжига с одновременной подачей прямого смещения (фиг. 2б). Более того, не наблюдалось восстановления ВАХ образцов, облученных потоком электронов $5 \cdot 10^{14}$ эл/см^2.

ВАХ излучателей, облученных потоком электронов 10^{14} эл/см^2 с энергией 15 МэВ, после первых часов лазерного отжига с подачей и без подачи прямого смещения восстановились полностью и практически совпали с ВАХ диодов до облучения.

Неизменность граничных частот модуляции световых АЧХ и уменьшение граничных частот токовых АЧХ в процессе лазерного отжига говорит об отжиге центров безызлучательной рекомбинации.

Результаты проделанной работы позволяют предположить, что механизм лазерного отжига носит миграционный характер и что энергия активации дефектов невелика.

Стимулирование отжига дефектов может происходить либо за счет нагрева полупроводникового кристалла, либо под действием лазерного излучения. Как показали контрольные измерения, нагрев кристалла в процессе лазерного отжига незначителен, поэтому можно заключить, что определяющим фактором, влияющим на скорость отжига радиационных дефектов, является воздействие лазерного излучения.



Фиг. 3. Доля отожженных дефектов: 1 – для диода, отжигаемого без смещения, 2 – для диода, отжигаемого с подачей прямого смещения.

Известно, что лазерное излучение ионизирует радиационные дефекты [5–6], а приложение прямого смещения увеличивает скорость миграции дефектов к ловушкам или стокам. Поэтому лазерный отжиг с одновременной подачей прямого смещения протекает быстрее (фиг. 3).

Медленное и неполное восстановление свойств образцов, облученных электронами с энергией 20 МэВ, можно объяснить введением сложных комплексов радиационных дефектов и большей энергией активации этих дефектов.

В целом отжиг РД с помощью непрерывного лазерного излучения возможен, причем отжиг активно протекает при одновременном смещении в прямом направлении р-п-перехода отжигаемого светоизлучающего диода. Однако полное восстановление свойств светодиодов с использованием излучения He-Ne-лазера непрерывного действия мощностью 500 мВт возможно лишь при отжиге дефектов, введенных пучком электронов с энергией до I5 МэВ при интегральных потоках до $I0^{I4}$ эл/см^2.

Литература

1. Barns C.E. Effects of Co^{60} irradiation on epitaxial GaAs laser diodes. - Phys. Rev., B 1, N 12, 1970, p. 4735-4747.

2. Доманевский Д.С., Либов Л.Д., Литвинов В.А., Ломако В.М., Новоселов А.М., Равич В.Н., Ткачев В.Д., Ухин Н.А. Действие излучения на р-п-переходы из GaP-В сб.: Радиационная физика неметаллических кристаллов, т. 3, ч. 2, Киев, Наукова думка, I97I, с. 50-53.

3. Чурин С.А., Фролов Н.А. Отжиг радиационных дефектов в монокристаллическом GaP.-ФТП, I975, т. 9, вып. I0, с. 2040-2044.

4. Коршунов Ф.П., Гатальский Г.В., Иванов Г.М. Радиационные эффекты в полупроводниковых приборах. - Минск, Наука и техника, I978.

5. Качурин Г.А., Придачин Н.Б., Смирнов Л.С. Отжиг радиационных дефектов импульсным лазерным облучением. - ФТП, I975, т. 9, вып. 7, с. I428-I432.

6. Штырков Е.Н., Найбуллин Н.Б., Зарипов Н.М., Галяутдинов М.Ф., Баязитов Р.М. Локальный лазерный отжиг ионно-легированных полупроводниковых слоев. - ФТП, I975, т. 9, вып. I0, с. 2000-2003.

I. Manak, A. Lyutov

Laser Annealing of Radiation Defects in Spontaneous Semiconductor Light Sources

Summary

The experimental results on the annealing of radiation defects in GaP light emitting diodes by He-Ne laser irradiation with supplying and absence of the direct bias on the diode p-n function are presented. The interpretation of experimental results is given.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:621.371

А.А. Таклая

ВЫБОР ВИДА ПОДМОДУЛЯЦИИ В ОПТИЧЕСКОЙ АТМОСФЕРНОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

Случайный характер скважности (априорной вероятности появления импульсов при передаче цифрового сигнала вызывает случайные изменения постоянной составляющей сигнала. После прохождения такого сигнала через цепь, пропускающую только переменный ток, например, усилитель в приемнике, возникают трудности восстановления исходного сигнала, поскольку уровни "0" и "1" становятся тоже случайными. Трудности увеличиваются, когда в канале связи в турбулентной атмосфере оптический сигнал подвергается замираниям и к нему добавляется аддитивный шум.

В настоящей работе рассматривается одна из возможностей уменьшения трудностей восстановления исходного сигнала на приемной стороне, а именно возможность использования соответствующего вида подмодуляции. Качество восстановления характеризуется вероятностью ошибки.

Вероятность ошибки P_e при передаче дискретной информации определяется выражением [1]

$$P_e = p P_M + (1 + p) P_F , \qquad (1)$$

где P_M – вероятность пропуска сигнала,

P_F – вероятность ложной тревоги,

p – априорная вероятность приема сигнала (скважность импульсов).

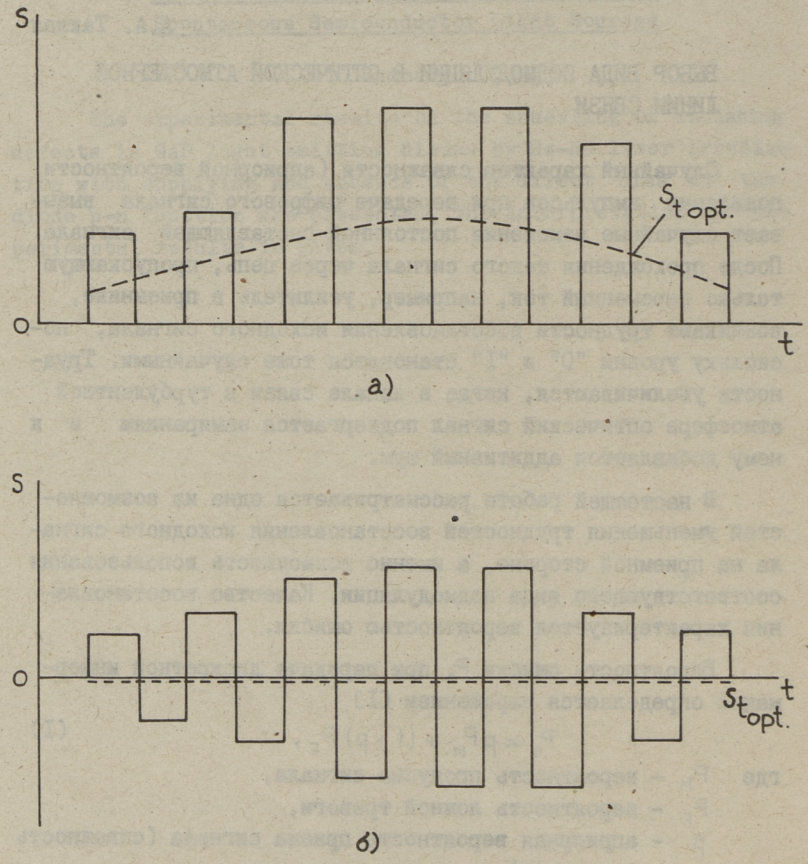
Если шумы гауссовы, то выражение (1) имеет вид

$$P_e = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\delta}\left[p e^{-\frac{(S_t - S)^2}{2\delta^2}} + (1-p) e^{-\frac{S_t^2}{2\delta^2}} \right], \qquad (2)$$

где δ^2 – дисперсия шума,

S – значение величины сигнала,

S_t – значение величины порога.



Фиг. 1. Временная диаграмма изменений сигнала и оптимального порога:
а) на фотодиоде;
б) на выходе усилителя переменного тока.

Оптимальное значение $S_{t\,opt.}$, минимизирующее значение P_e, найдем из выражения (2), если производную по S_t приравнять к нулю

$$S_{t\,opt.} = \frac{\delta^2}{S} \ln \frac{(1-p)}{p} + \frac{S}{2}. \qquad (3)$$

Из выражения (3) видно, что в общем случае значение оптимального порога зависит от величины шума, сигнала и априорной вероятности приема сигнала. Оценим теперь, в каких пределах будет колебаться оптимальный порог, если $P_e \approx 10^{-6}$ и скважность импульсов (априорная вероятность) колеблется в пределах $p = 10^{-1} \div 9 \cdot 10^{-1}$ (ИКМ сигнал). Отношение сигнал/шум, обеспечивающее $P_e \leq 10^{-6}$ должно быть $S/\delta \leq 10$. Из выражения (3) видно, что при $10^{-1} \leq p \leq 9 \cdot 10^{-1}$ первый член составляет 4 % от второго члена. Это означает, что в этих условиях можно опустить первый член и считать выражение $S_{t\,opt.} \approx S/2$ не зависящим от скважности. Постоянная составляющая сигнала зато будет меняться в широких пределах. С точки зрения усиления сигнала и определения порога в приемнике с усилителем переменного тока, имеющего оптимальную полосу, удобно, если постоянная составляющая принятого сигнала совпадает со значением $S_{t\,opt.} \approx S/2$.

Такому условию удовлетворяет так называемый симметричный сигнал. Другими словами, сигнал, представляющий из себя последовательность импульсов промежутки между которыми равны в среднем длительности импульсов. Подобный сигнал в большой степени безразличен к динамическому ограничению и замираниям. Отсюда вытекает, что нет необходимости использовать автоматическое регулирование усиления. Порог на выходе усилителя переменного тока автоматически устанавливается на оптимальный уровень $S/2 \approx 0$ (фиг. I). Из вышесказанного следует, что начальный сигнал должен быть приведен к виду, показанному на фиг. I, при использовании частоты подмодуляции или фазовой подмодуляции исходного сигнала.

Литература

I. Пратт В.Т. Лазерные системы связи. - М., Связь, 1972.

A. Taklaja

Selection of the Type of Submodulation for Optical Atmospheric Communication Link

Summary

The principles for selecting FM and PM submodulation types for transmission of digital information are represented.

It is shown that these types of modulations make it possible to simplify receiver amplifier configuration.

№ 564

TALLINNA POLÜTEHNILISE INSTITUUDI TOIMETISED

ТРУДЫ ТАЛЛИНСКОГО ПОЛИТЕХНИЧЕСКОГО ИНСТИТУТА

УДК 621.378.9:
621.391.833.22

У.У. Круселл

АКТИВНЫЙ РЕТРАНСЛЯТОР ОПТИЧЕСКОЙ ЛИНИИ СВЯЗИ

Широкое применение оптических атмосферных линий связи невозможно потому, что надежность связи невелика в случае плохих метеорологических условий. Один из путей преодоления этих трудностей - использование активных ретрансляторов (АР).

Как следует из теорий атмосферной оптики, поток излучения, распространяющийся в среде (атмосфере), ослабляется. Ослабление характеризуется законом Бугера:

$$\Phi = \Phi_0 e^{-\alpha L}, \qquad (1)$$

где Φ - поток, выходящий из среды;
Φ_0 - поток, входящий в среду;
α - коэффициент ослабления;
L - длина трассы.

В большинстве случаев существенную роль играет только рассеяние.

Коэффициент ослабления можно выразить через метеорологическую дальность видимости с помощью эмпирической формулы

$$\alpha = \frac{3{,}91}{\gamma}\left[\frac{0{,}55}{\lambda}\right]^{0{,}585\sqrt[3]{\gamma}}, \qquad (2)$$

где γ - метеорологическая дальность видимости (МДВ);
λ - длина волны излучения.

В таблице I дана зависимость ослабления излучения от отношения γ/L, полученного из выражения (2). По таблице можно ориентировочно оценить, как отношение МДВ к протяженности трассы влияет на ослабление излучения.

Каждую линию связи, в том числе и оптическую линию связи, характеризует коэффициент полезного действия, кото-

рый определяет ту долю энергий передатчика, которая попадает в приемник.

Таблица I

γ / L	Ослабление $\kappa = \frac{\Phi_0}{\Phi}$
0,I	$I,6 \cdot I0^{I7}$
0,2	$4 \cdot I0^{8}$
I	54
2	7,4
4	2,7
8	I,65

Можно записать

$$\eta = \frac{P_{пр}}{P_п}, \qquad (3)$$

где η – коэффициент полезного действия;

$P_{пр}$ – принимаемая мощность;

$P_п$ – передаваемая мощность.

Исходя из геометрий оптической линии связи (фиг. I), коэффициент η можно разделить на три части.

где $$\eta = \eta_1 \cdot \eta_2 \cdot \eta_3 ,$$

а) $$\eta_1 = \frac{S_{D_1}}{a_1} = \frac{D_1^2}{4f^2 \tan^2 \alpha/2} \qquad (4)$$

характеризует ту долю энергий излучателя, которая попадает на передающую линзу

D_1 – диаметр передающей линзы;

f_1 – фокусное расстояние;

α – угол расходимости луча передатчика;

б) $$\eta_2 = \frac{S_{D_2}}{Sa_2} = \frac{D_2^2 R_1^2}{d_1^2 L^2} \qquad (5)$$

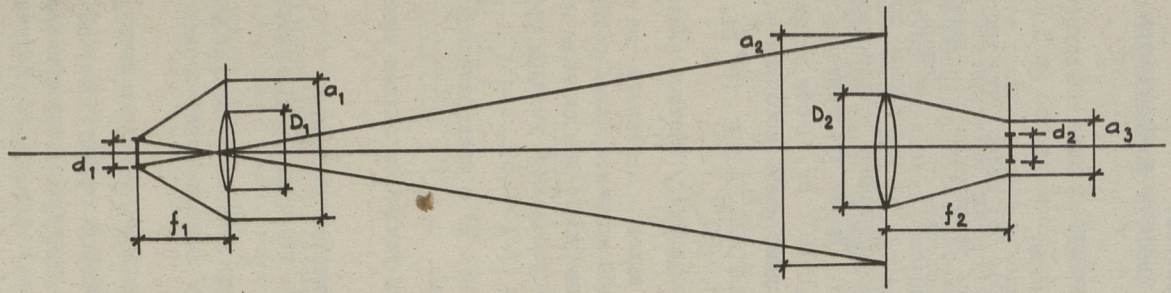
характеризует ту долю энергии передатчика, которая попадает на линзу приемника

D_2 – диаметр линзы приемника;

d_1 – диаметр излучающей поверхности;

L – длина трассы;

в) $$\eta_3 = \frac{Sd_2}{Sa_3} = \frac{d_2^2}{a_3^2} \qquad (6)$$



Фиг. 1. Геометрия приемного и передающего тракта оптической системы связи.

характеризует ту долю энергии, которая попадает на фотоэлектронный преобразователь,

где d_2 – диаметр поверхности фотоэлектронного преобразователя;

d_3 – диаметр фокусного пятна.

Потери в линзах не учтены.

Из формул (4), (5), (6) видно, что теоретически возможно, варьируя фокусное расстояние f_1, диаметры D_1, D_2, d_1, d_2 и качество линз получать $\eta \approx 1$. Теперь вернемся к таблице I. При отношении $\gamma/L = 0{,}1$ ослабление достигает величины $1{,}6 \cdot 10^{17}$. Обычное фотоприемное устройство, полоса пропускания которого 10 кГц, имеет чувствительность при отношениях сигнал-шум $10 - 0{,}5 \cdot 10^{-8}$ Вт. Чтобы осуществить связь даже при $\eta = 1$, необходимо иметь источник с мощностью

$$\frac{1{,}6 \cdot 10^{17}}{0{,}5 \cdot 10^{-8}} = 3{,}2 \cdot 10^{9} \text{ Вт}.$$

Иметь такой мощный передатчик в системе связи нереально.

Есть только один выход – поставить на трассу активный ретранслятор (АР), чтобы компенсировать потери. Это осуществляется дополнительным усилением сигнала на трассе, когда сигнал, прошедший определенный участок трассы не успел существенно ослабиться ($\gamma/2 > 0{,}5$).

Имеется два вида АР: 1) с электрическим усилением, 2) оптическим усилением.

АР с электрическим усилением должен выполнять следующие задачи:

1) принимать оптическое излучение;

2) преобразовывать это излучение в электрическую энергию;

3) усиливать и корректировать электрический сигнал;

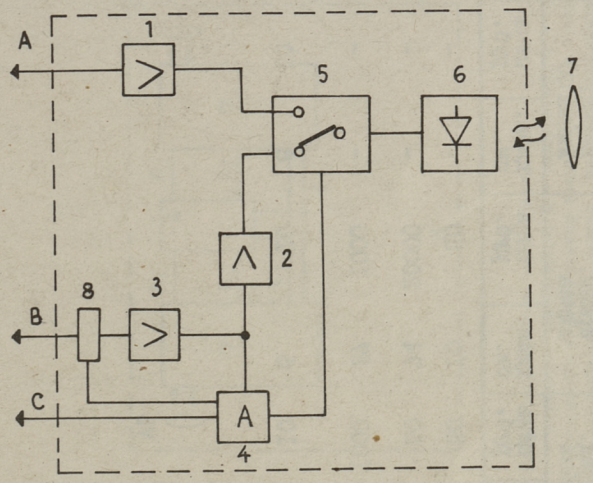
4) преобразовывать электрический сигнал в оптический сигнал;

5) передавать оптический сигнал в нужном направлении.

Чтобы показать экономический эффект, получаемый при использовании АР, в таблице 2 даны цены линз некоторых типов оптических линий (с АР и без него). Данные получены на линии связи, где в качестве излучателя использован светодиод (10 мВт) и чувствительность приемника составляет 10^{-8} Вт. Полоса пропускания у всех линий связи одинакова.

Можно отметить, что эффект будет тем больше, чем дешевле электрические и механические части по сравнению с оптикой.

Для подтверждения этих выводов был проведен эксперимент. На трассе 2 км испытывались линии связи с ретранслятором и без него (ретранслятор находился на середине трассы). Была разработана такая схема оптической линии связи, где фотоэлектрический преобразователь и излучатель выполнены на одном полупроводниковом приборе (светодиод-АЛ 107). В этом случае можно за счет усложнения электрической части объединить оптические части передатчика и приемника.



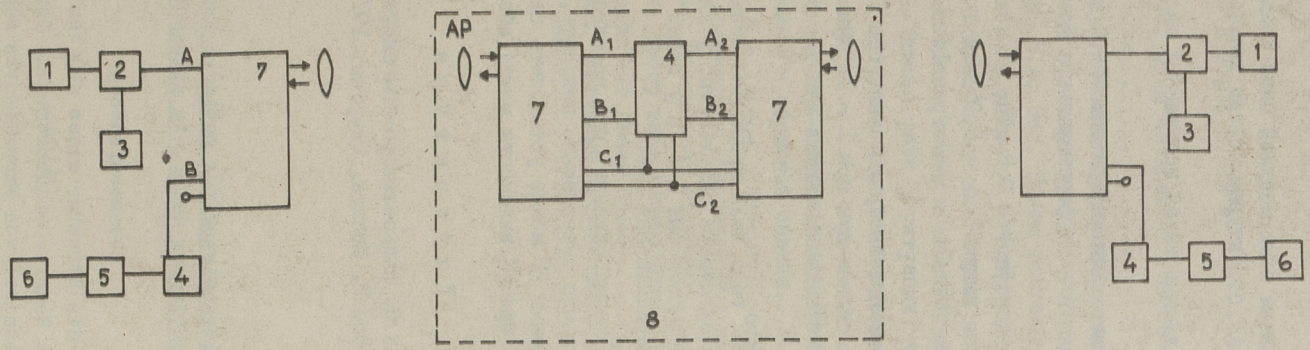
Фиг. 2. Структурная схема приёмо-передающего модуля.
1 - усилитель мощности; 2 - предварительный усилитель; 3 - дополнительный усилитель; 4 - опознающее переключающее устройство; 5 - переключатель "приём-передача"; 6 - свето-фотодиод; 7 - линза; 8 - выключатель выхода В, когда сигнала нет;
А - вход передаваемого сигнала, В - выход принимаемого сигнала, С - сигнал коммутирования.

Обе системы связи были идентичные, но в одном случае в середине трассы стоял АР, а в другом нет.

Блок приемо-передатчика унифицирован и в системах связи и в ретрансляторе. Упрощенная структурная схема приемо-передатчика приведена на фиг. 2.

Таблица 2

Тип оптической линии	γ / L $L=1$ км	перед. линза		приём. линза		перед. линза АР		прием. линза АР		общая стоимость линз
		диам. см	цена руб.	диам. см.	цена руб.	диам. см.	цена руб.	диам. см.	цена руб	
I) без АР	I	I0	50	I0	50	-	-	-	-	I00
2) без АР	0,5	I0	50	74	20000	-	-	-	-	20050
3) без АР	0,5	27	I000	27	I000	-	-	-	-	2000
4) один АР на средние трассы	0,5	6	I0	6	I0	6	I0	6	I0	40



Фиг. 3. Структурная схема линии связи.
1 – источник информации; 2 – модулятор; 3 – генератор поднесущий; 4 – корректор импульсов; 5 – демодулятор; 6 – потребитель; 7 – модул приёмо-передатчика; 8 – ретранслятор.

С использованием этих модулей были созданы две линии связи с АР и без АР, структурная схема которых дана на фиг.3.

Технические данные такой испытанной системы связи без АР следующие:

1) скорость передачи информации - 9,8 кбод/с;

2) вид модуляций - дифференциальная фазовая импульсно-кодовая модуляция;

3) частота поднесущей - 9,8 кГц;

4) длина волны излучателя - 0,95 мкм;

5) тип оптики - линза с диаметром 14 см, с фокусным расстоянием 40 см;

6) коэффициент полезного действия при L = 1 км, $\eta = 10^{-4}$;

7) отношение сигнал-шум при L = 1, при γ = 50 - 1000;

8) требуемые отношения сигнал-шум для осуществления связи -10.

В течение 1982 года были проведены испытания обоих систем и получены следующие результаты: у линии связи с АР средний процент неработы был 1 %, а у линии связи без АР средний процент неработы был 3 %.

В заключение можно сказать, что надежность атмосферной оптической связи можно существенно повысить, используя АР. Кроме того, с помощью АР можно установить связь даже в условиях, когда нет прямой видимости между абонентами.

Литература

1. Справочник по радиоэлектронным системам / Под ред. В.Х. Кривицкого, том 2. Москва, Энергия, 1977.

U. Krusell

Aktiver Retranslator für optische Nachrichtenübertragung durch die Atmosphäre

Zusammenfassung

Es werden die Struktur eines aktiven Retranslators für die optische Nachrichtenübertragung durch die Atmosphäre sowie Ergebnisse von Experimenten angegeben.

Содержание

I. Х.В. Хинрикус. Шумы четырехполюсников оптического диапазона..... 3

2. Х. В. Хинрикус. Физический предел возможностей информационных и измерительных систем..... 9

3. Б.В. Захаров, В.А. Эсс. Прием рассеянного излучения в условиях открытой атмосферы..... I3

4. И.С. Манак, В.В. Мельниченко. Отжиг радиационных дефектов постоянным током в GaP излучателях... 23

5. А.А. Таклая. Оценка роли флуктуации, вызванных блужданием гауссового лазерного пучка в турбулентной атмосфере..... 37

6. Б.В. Захаров. Расчет стабильности генерации светодальномера с обратной связью..... 4I

7. И.С. Манак, А.В. Лютов. Лазерный отжиг радиационных дефектов в некогерентных полупроводниковых источниках излучения..... 49

8. А.А. Таклая. Выбор вида подмодуляции в оптической атмосферной линии связи..... 55

9. У.У. Круселл. Активный ретранслятор оптической линии связи..... 59

Teaduslik Raamatukogu ENSV TA TALLINN АН ЭССР ...ая библиотека

ТАЛЛИНСКИЙ ПОЛИТЕХНИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ
Труды ТПИ № 564
ИССЛЕДОВАНИЯ ПО ПРИКЛАДНОЙ
КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОНИКЕ

Радиотехника X1

Редактор И. Эйскоп. Техн. ред. М. Тамме
Сборник утвержден коллегией Трудов ТПИ 19.05.83
Подписано к печати 30.11.83
Формат 60x90/16. Печ. л. 4,25 + 0,25 прил. Уч.-изд. л. 3,6
Тираж 300. МВ-06200
Ротапринт ТПИ, Таллин, ул. Коскла, 2/9. Зак. № 728
Цена 50 коп.

EESTI AKADEEMILINE RAAMATUKOGU
1 0200 00089789 6

Цена 50 коп.