

06;07;12

Измерение импеданса лавинного фотодиода и его согласование с передающей линией в диапазоне 0.5–1.0 GHz

© М.А. Григорьев, А.В. Толстиков, Ю.Н. Навроцкая

Саратовский государственный университет им. Н.Г. Чернышевского,
410026 Саратов, Россия
e-mail: magrig@sgu.ru

(Поступило в Редакцию 25 апреля 2006 г.)

Экспериментально исследуются параметры LCR лавинного фотодиода, характеризующие его внутренний импеданс как источника переменной электродвижущей силы при приеме лазерного излучения, модулированного на частотах от 0.5 до 1.0 GHz. Подробно описана методика измерения. Приведены полученные для фотодиода ЛФД-2А результаты и проанализированы различные способы его согласования с передающей линией.

PACS: 85.60.Dw

Введение

Лавинный фотодиод представляет собой $p-n$ -переход, который используется в режиме пробоя при обратном напряжении смещения. В случае приема модулированного света малой мощности диод можно рассматривать как источник переменной электродвижущей силы (ЭДС), включенный в сигнальную цепь и имеющий собственный внутренний импеданс. Для того чтобы мощность сигнала, отдаваемая фотодиодом в нагрузку, достигала максимума, необходимо обеспечить так называемое сопряженное согласование, при котором на частоте сигнала активные составляющие импедансов диода и нагрузки должны быть равны, а реактивные — иметь противоположные знаки. Чтобы реализовать такое согласование, необходимо знать импеданс фотодиода в диапазоне сигнальных частот. В паспорте, прилагаемом заводом к поставляемому диоду, эти сведения отсутствуют. Заводские данные о диоде исчерпываются напряжением обратного смещения, токовой монохроматической чувствительностью для света с определенной длиной волны и указанием максимального коэффициента лавинного умножения.

Целью настоящей работы явилось экспериментальное исследование на основе методов СВЧ-измерений с помощью измерительной линии активного и реактивного сопротивлений фотодиода ЛФД-2А в диапазоне частот 0.5–1.0 GHz, а также анализ различных способов его согласования с передающим трактом. Нам неизвестны аналогичные публикации. Использование для этой цели прямопоказывающих СВЧ-измерителей полных сопротивлений сопряжено с трудностями подключения диода к прибору, поскольку необходимо применять специальные промежуточные устройства. Это может вызывать существенное снижение надежности результатов измерений.

Авторы надеются, что приведенная в настоящей работе методика в приложении к указанному фотодиоду и полученные результаты будут полезны создателям

различной оптической аппаратуры, в которой используются фотодиоды, в частности, в режиме оптического гетеродинамирования.

Экспериментальная установка

Исследуемый диод располагался в специальной камере, подключаемой к выходу измерительной линии (ИЛ). Схема этой камеры приведена на рис. 1. Ее основой служил отрезок симметричной полосковой линии с волновым сопротивлением $Z_0 = 50 \Omega$. Средний проводник линии представлял собой медную полоску шириной 3.5 и толщиной 0.1 mm. Фотодиод включался в ее разрыв (клеммы cc). Длина разрыва составляла 9.5 mm. К концам отрезка линии были присоединены коаксиально-полосковые переходы. С помощью одного из них (клеммы bb) камера подключалась к ИЛ, а с помощью другого — dd — нагружалась коаксиальным эталоном реактансов (ЭР). Для подачи обратного напряжения

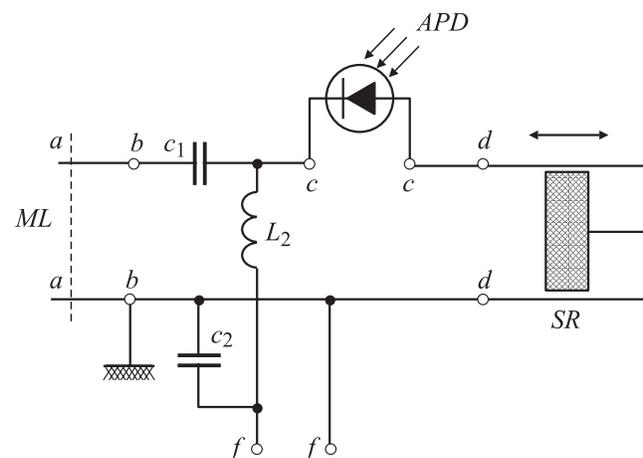


Рис. 1. Электрическая схема устройства для подключения фотодиода к измерительной линии. ML — измерительная линия, SR — эталон реактансов.

смещения в разрыв среднего проводника полосковой линии была включена емкость C_1 , а от катодной клеммы диода с помощью фильтра нижних частот (индуктивность L_2 и емкость C_2) сделан вывод на коаксиальный разъем (ff). В цепь питания фотодиода был введен резистор на $20 \text{ k}\Omega$. Сигнал на вход измерительной линии подавался через ферритовый циркулятор от генератора с регулируемой посредством встроенного переменного предельного аттенюатора выходной мощностью. Генератор использовался в импульсном режиме с частотой следования 1 kHz и скважностью 2. Сигнал, получаемый с зонда измерительной линии, после детектирования регистрировался селективным вольтметром, настроенным на частоту 1 kHz .

Таким образом, исследуемый диод был подключен к выходу (cc) четырехполосника, входные клеммы которого (aa) можно было выбирать в различных сечениях ИЛ. Это позволяло в сочетании с перемещением поршня в ЭР изменять А-параметры четырехполосника [1].

Методика измерений

Используемый метод иногда называют методом четырехполосника. Суть его состоит в том, что предварительно выполняются эксперименты, позволяющие найти А-параметры. Затем измеряется импеданс на входе, когда исследуемый диод подключен к выходу четырехполосника. И наконец, вычисляется искомое полное сопротивление диода.

Известно, что закон трансформации сопротивления четырехполосником представляет собой дробно-линейное преобразование вида [1]

$$Z_{\text{in}} = \frac{AZ_{\text{out}} + B}{CZ_{\text{out}} + 1}, \quad (1)$$

где Z_{in} и Z_{out} — входной и выходной импедансы соответственно, A, B, C — приведенные А-параметры четырехполосника, зависящие от частоты. В общем случае при наличии потерь это комплексные числа. Чтобы найти их, мы использовали режимы холостого хода (ХХ), короткого замыкания (КЗ) и известного активного сопротивления (R_{out}). Первый из них означал отсутствие какой-либо нагрузки на клеммах (cc), при этом находилась координата пучности стоячей волны в измерительной линии. Положение этой пучности не зависело от перемещения поршня в ЭР, в дальнейшем оно принималось за входные клеммы (aa). Второй режим получался соединением клемм (cc) медной полоской длиной 9.5 , шириной 3.5 , толщиной 0.1 mm и последующей подвижкой узла стоячей волны в плоскость (aa) с помощью поршня ЭР. Третий режим был реализован подключением к (cc) безреактивного резистора с углеродистым проводящим слоем типа УНУ-0.15, $R_{\text{out}} = 27.8 \Omega$. Резистор представлял собой керамический стержень круглого сечения диаметром 2.9 и длиной проводящей части 4.5 mm .

Полная длина резистора вместе с никелевыми выводами составляла 9.5 mm .

Измерения выполнялись на частотах $0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 \text{ GHz}$. В каждом из перечисленных режимов на каждой из частот, для которых искались А-параметры, измерялся коэффициент стоячей волны напряжения (КСВН) и расстояние d от узла до плоскости (aa). Выбирался ближайший к плоскости (aa) узел в сторону генератора.

В режиме ХХ плоскость (aa), по определению, всегда на расстоянии $d_{\text{oc}} = \lambda/4$ от узла стоячей волны и поэтому входное сопротивление было чисто активным и равнялось

$$R_{\text{in oc}}(f) = Z_0 K_{\text{oc}}(f),$$

где Z_0 — волновое сопротивление измерительной линии, $K_{\text{oc}}(f)$ — КСВН, зависящий от частоты в режиме ХХ. Например, на частоте $f = 0.8 \text{ GHz}$ получились $K_{\text{oc}}(f) = 114.8$ и $R_{\text{in oc}}(f) = 5740 \Omega$.

В режиме КЗ плоскость (aa) совпадала с узлом стоячей волны, т.е. $d_{\text{sc}} = 0$ и, следовательно, входное сопротивление также было действительной величиной, равной

$$R_{\text{in sc}}(f) = Z_0 / K_{\text{sc}}(f),$$

где $K_{\text{sc}}(f)$ — КСВН в указанном режиме. На частоте $f = 0.8 \text{ GHz}$ оказалось, что $K_{\text{sc}}(f) = 58.2$ и $R_{\text{in sc}}(f) = 0.859 \Omega$.

В режиме, когда на выходе было подключено сопротивление R_{out} , для каждой частоты измерялись коэффициенты $K_R(f)$ и расстояния $d_R(f)$. Например, для $f = 0.8 \text{ GHz}$ имели $K_R(f) = 1.873$ и $d_R(f) = 10.4 \text{ mm}$. С помощью результатов измерений для различных частот вычислялись коэффициенты отражения

$$\Gamma_R(f) = |\Gamma_R(f)| \exp(j\varphi(f)),$$

где $|\Gamma_R(f)|$ — модуль, определяемый формулой

$$|\Gamma_R(f)| = \frac{K_R(f) - 1}{K_R(f) + 1},$$

а $\varphi(f)$ — фаза в плоскости (aa)

$$\varphi(f) = 4\pi \frac{d_R(f)}{\lambda} - \pi,$$

где λ — длина волны в ИЛ.

Входной импеданс

$$Z_{\text{inR}}(f) = R_{\text{inR}}(f) + jX_{\text{inR}}(f)$$

находился по формуле

$$Z_{\text{inR}}(f) = Z_0 \frac{\Gamma_R(f) + 1}{\Gamma_R(f) - 1}.$$

В рассматриваемом примере для частоты $f = 0.8 \text{ GHz}$ мы получили

$$R_{\text{inR}}(f) = 27.29 \Omega, \quad X_{\text{inR}}(f) = -j6.28 \Omega.$$

Таким образом, для каждой из частот были найдены по три входных импеданса, соответствующих трем указанным выше режимам. Совместная подстановка в формулу (1) входных импедансов и соответствующих заданных выходных позволила получить для каждой частоты систему трех линейных алгебраических уравнений, в которых искомыми неизвестными были величины A , B и C . Решение этой системы в случае $f = 0.8 \text{ GHz}$ дало следующие результаты:

$$A = (0.955 - j0.228), \quad B = 0.859 \Omega,$$

$$C = (1.7 \cdot 10^{-4} - j4 \cdot 10^{-5}) \text{ S}.$$

Для всех приведенных выше частот аналогичным образом были получены все A -параметры используемого четырехполосника.

Заключительным этапом явилось измерение импеданса фотодиода ЛФД-2А. Последний представляет собой круглый герметичный корпус, внутри которого располагается p - n -переход. Диаметр корпуса равен 9.5 mm . Выводы от диода представляют собой металлические полоски шириной 1.5 mm . В нашем случае действующая длина каждого из выводов (от корпуса до места касания с внутренним проводником полосковой линии) была равна $\approx 2 \text{ mm}$.

После подключения фотодиода к клеммам (cc) измерялся входной импеданс $Z_{inD}(f)$ на клеммах (aa). Искомое полное сопротивление диода $Z_D(f) = R_D(f) + jX_D(f)$ вычислялось по формуле

$$Z_D(f) = \frac{B(f) - Z_{inD}(f)}{C(f)Z_{inD}(f) - A(f)}.$$

На частоте 0.8 GHz при обратном напряжении смещения 10 V были получены следующие результаты: $K_D(f) = 13.49$, $d_D(f) = 33.25 \text{ mm}$, $R_{inD}(f) = 5.14$, $X_{inD}(f) = -31.01$, $R_D(f) = 11.43$, $X_D(f) = -29.8 \Omega$.

Результаты измерений

На рис. 2 и 3 представлены полученные зависимости активного и реактивного сопротивлений лавинного фотодиода ЛФД-2А от обратного напряжения смещения для шести перечисленных выше частот. Напряжение повышалось от 0 до пробоя. Ток, текущий через диод, не превышал $0.1 \mu\text{A}$, за исключением последних двух точек, полученных при 50 и $100 \mu\text{A}$. Видно, что $R_D(f)$ и модуль $|X_D(f)|$ с ростом обратного напряжения увеличиваются. Реактивное сопротивление почти всегда имеет отрицательный знак, который становится положительным лишь при малых напряжениях на частотах 0.8 – 1.0 GHz . Это объясняется тем, что диод представляет собой последовательное соединение емкости p - n -перехода и индуктивности соединительных проводников. С увеличением частоты емкостная составляющая сопротивления падает, а индуктивная — растет, что и приводит к появлению положительной реактивности. Результаты измерений,

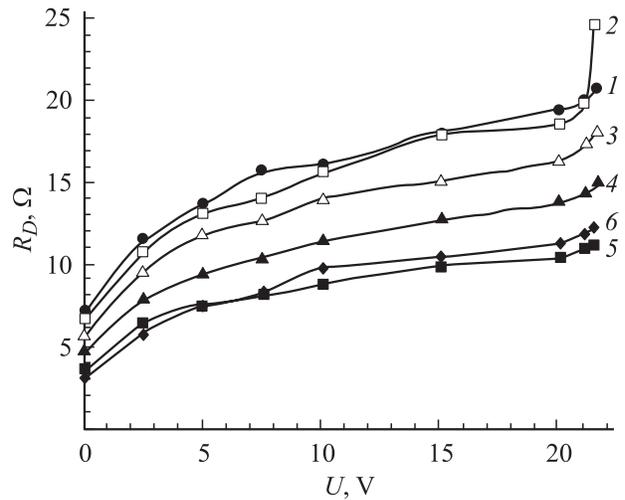


Рис. 2. Зависимости активного сопротивления ЛФД-2А от напряжения смещения. Кривые 1, 2, 3, 4, 5, 6 — для частот 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 GHz соответственно.

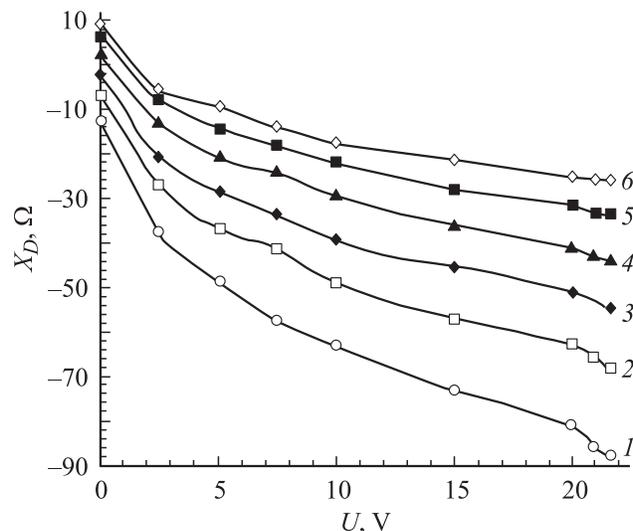


Рис. 3. То же, что на рис. 2 для реактивного сопротивления.

выполненных для различных частот, позволяют вычислить индуктивность L_D и емкость C_D диода. Располагая измеренными значениями реактивного сопротивления на двух частотах $X_D(f_1) = X_1$ и $X_D(f_2) = X_2$, нетрудно получить

$$C_D = \frac{1}{2\pi} \frac{f_1^2 - f_2^2}{(X_1 f_2 - X_2 f_1) f_1 f_2},$$

$$L_D = \frac{X_1 + 1/2\pi f_1 C}{2\pi f_1}.$$

Импеданс диода измерялся на шести частотах. Возможное число сочетаний из 6 по 2 равно 15. Поэтому для каждого выбранного напряжения смещения V мы получили по 15 значений емкостей $C_D(V)$ и индуктивностей $L_D(V)$. Во всем широком диапазоне частот (октава) мы не заметили какой-либо зависимости L_D и

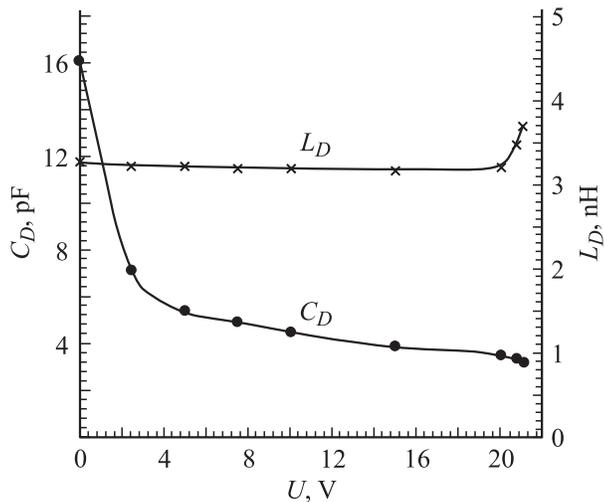


Рис. 4. Зависимость емкости и индуктивности ЛФД-2А от напряжения смещения.

C_D от частоты. Полагая, что разброс величин C_D и L_D , полученных при фиксированном напряжении смещения, определяется случайными ошибками измерений, мы воспользовались усреднением. Вычисления средних квадратичных ошибок средних арифметических значений показали, что они не превышают 5%. На рис. 4 показаны полученные зависимости средних значений емкости C_D и индуктивности L_D от напряжения смещения. Доверительные интервалы на графике не приведены, поскольку их величина не превышает размера графических символов, обозначающих экспериментальные точки. Видно, что L_D остается практически постоянной ≈ 3.2 нН. Лишь при напряжении ≥ 20 В, когда появляется заметный пробойный ток, индуктивность L_D несколько увеличивается. При токе $100 \mu\text{A}$ $L_D = 3.7$ нН. В свою очередь, C_D при увеличении напряжения смещения уменьшается по закону, характерному для p - n -перехода. При $V = 0$ имеем $C_D = 16$, а при $V = 20$ В — 3.5 пФ.

Что касается активного сопротивления фотодиода, то оно уменьшается с ростом частоты (рис. 3). Повидимому, это связано с тем, что диссипация в диоде не может быть описана только последовательным активным сопротивлением. Более реальной эквивалентной схемой является комбинация из последовательного сопротивления и шунтирующей проводимости. Такая схема позволяет, по крайней мере качественно, объяснить наблюдаемую частотную зависимость.

Согласование фотодиода с передающей линией

Фотодиод, работающий как приемник модулированного лазерного излучения, можно считать источником некоторой ЭДС частоты сигнала f , амплитуды ε_0 с внутренним импедансом

$$Z_D(f) = R_D(f) + jX_D(f).$$

Мощность, отдаваемая этой ЭДС, зависит от импеданса нагрузки Z_L . Максимальная мощность P_{\max} имеет место в случае сопряженного согласования. В нашем случае $P_{\max} = \varepsilon_0^2 / 8R_D$. Для произвольной нагрузки можно записать

$$\eta = \frac{P}{P_{\max}} = \frac{4R_D \cdot \operatorname{Re} Z_L}{|Z_D + Z_L|^2}. \quad (2)$$

Здесь η назовем эффективностью фотодиода.

Под согласованием будем понимать создание устройства, обеспечивающего передачу от диода максимальной мощности в стандартную линию передачи с волновым сопротивлением Z_0 . Это устройство должно трансформировать чисто активное сопротивление Z_0 в импеданс, комплексно сопряженный внутреннему сопротивлению фотодиода. При этом для передающей линии диод вместе с согласователем превращается в источник некоторой новой ЭДС с чисто активным внутренним сопротивлением Z_0 . Следовательно, задачу о согласовании можно „обратить“, рассматривая ее как создание трансформатора, превращающего внутренний импеданс диода $Z_D(f)$ в чисто активное сопротивление Z_0 .

Существуют различные способы создания согласователей. Известно об использовании для этой цели трансформирующих свойств линии передачи. Остановимся на двух вариантах такого согласования.

Первый из них заключается в том, что, перемещаясь от диода по линии передачи, находят то место, где активная составляющая импеданса становится равной Z_0 . Реактивная компонента при этом приобретает некоторое значение X . Для ее компенсации в разрыв линии в этом месте включается последовательное реактивное сопротивление противоположного знака ($-X$). Второй способ состоит в нахождении сечения линии передачи, где активная часть полной проводимости (адмитанса) оказывается равной волновой проводимости линии $Y_0 = 1/Z_0$. В этом месте включается шунтирующая реактивная проводимость, противоположная по знаку реактивности адмитанса.

Прежде чем рассматривать эти способы, остановимся для сравнения на случае, когда диод нагружен передающей линией с волновым сопротивлением Z_0 . Непосредственно у диода включим разделительную емкость C_1 . Чтобы найти эффективность η , в формулу (2) подставим $Z_L = Z_0 - j(1/\omega C_1)$. Для $Z_0 = 50 \Omega$ при напряжении смещения 20 В и $C_1 = 30$ пФ получим частотную зависимость, показанную кривой 1 на рис. 5. Видно, что эффективность η падает с уменьшением частоты от ≈ 0.5 при 1 GHz до ≈ 0.3 при 0.5. Это означает, что η на 3–5 дБ ниже максимально возможного значения, хотя рабочая полоса частот при этом превышает октаву.

Если выбрать Z_0 равным модулю суммарного импеданса фотодиода и емкости C_1 , то на частоте 0.8 GHz будем иметь $Z_0 = 49.78 \Omega$. Ясно, что никакого выигрыша в величине η и ширине полосы частот мы таким образом не получим.

Рассмотрим теперь согласование с помощью первого из указанных выше вариантов. Воспользовавшись круговой диаграммой полных сопротивлений (диаграмма

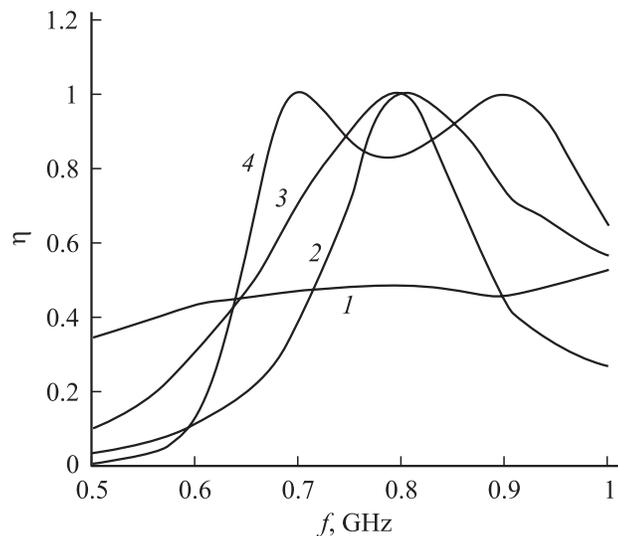


Рис. 5. Частотные зависимости эффективности фотодиода ЛФД-2А для различных способов согласования. 1 — однородная линия, 2 — отрезок линии и последовательная емкость, 3 — отрезок линии и шунтирующая индуктивность, 4 — двужвенный LC-согласователь.

Смита [2]), нетрудно найти необходимую длину L отрезка линии, подключенной непосредственно к диоду, и емкость C_1 , обеспечивающие сопряженное согласование. Например, на частоте 0.8 GHz имеем $L = 113.5$ mm, $C_1 = 1.9$ pF. В этом случае импеданс нагрузки Z_L находится по формуле

$$Z_L = Z_0 \frac{Z_T \cos(\beta L) + jZ_0 \sin(\beta L)}{Z_0 \cos(\beta L) + jZ_T \sin(\beta L)}, \quad (3)$$

где $Z_T = Z_0 - j(1/\omega C_1)$, $\beta = 2\pi/\lambda$.

При вычислении эффективности η для произвольно выбранной частоты f здесь и ниже необходимые величины $R_D(f)$ и $X_D(f)$ находились с помощью линейной интерполяции по значениям, измеренным на указанных выше частотах. Полученная по формуле (2) зависимость $\eta(f)$ представлена кривой 2 на рис. 5. Ширина последней на уровне $\eta = 0.5$ составляет ≈ 160 MHz. Недостатком такого соединения диода с нагрузкой является довольно большая длина согласующего отрезка линии. Для ее уменьшения можно рекомендовать использование микрополосковой линии на керамике (Al_2O_3) с диэлектрической проницаемостью $\epsilon_1 = 9$. Это позволит довести длину согласующего отрезка до 38 mm. Положительным является тот факт, что последовательная емкость C_1 облегчает развязку нагрузки и источника напряжения смещения по постоянному току.

Остановимся теперь на втором способе. Для этого необходимо по имеющимся экспериментальным значениям импеданса диода вычислить его внутренний адмитанс $Y_D(f) = G_D(f) + jB_D(f) = 1/Z_D(f)$ для той частоты, для которой предполагается решение задачи. Для $f = 0.8$ GHz, $V = 20$ V активная и реактивная составляющие адмитанса диода оказались соответственно равными $G_D = 7.36 \cdot 10^{-3}$ S и $B_D = 2.18 \cdot 10^{-2}$ S.

Из круговой диаграммы полных проводимостей следует: длина $L = 20.05$ mm, шунтирующая индуктивность $L_L = 4.63$ nH. В этом случае для вычисления сопротивления нагрузки Z_L (3) необходимо сначала найти комплексную величину $Z_T = R_R + jX_T$ по формулам

$$R_T = \frac{Z_0(\omega L_L)^2}{(\omega L_L)^2 + Z_0^2},$$

$$X_T = \frac{Z_0^2 \omega L_L}{(\omega L_L)^2 + Z_0^2},$$

а затем подставить ее в (3).

Полученная по формуле (2) зависимость $\eta(f)$ приведена на рис. 5 кривой 3. Ширина последней по уровню 0.5 составляет более 300 MHz. Недостатком такого варианта согласования является отсутствие последовательной емкости, которую можно было бы использовать для разделения цепей постоянного и переменного токов.

В заключение остановимся на согласовании с помощью сосредоточенных емкостей и индуктивностей. Рассмотрим случай, когда согласующая цепь состоит из двух Г-образных звеньев. Каждое из них образовано двумя реактивностями: шунтирующей и последовательной, обращенной в сторону диода. На выходе цепь нагружена импедансом фотодиода $Z_D(f)$, а ко входу подключена передающая линия с волновым сопротивлением Z_0 . Согласующая цепь должна трансформировать импеданс фотодиода в активное сопротивление, равное Z_0 . Это условие использовалось нами для двух частот 0.7 и 0.9 GHz, что позволило получить систему уравнений для нахождения параметров L и C , образующих звенья согласователя. В уравнения подставлялись импедансы $Z_D(f)$, измеренные при напряжении смещения 20 V. Решение этой системы уравнений дало следующие результаты. Шунтирующие индуктивности (считая от передающей линии): $L_1 = 3.36$, $L_2 = 2.48$ nH. Последовательные реактивности (в том же порядке): емкость $C = 8.1$ pF, индуктивность $L_3 = 5.76$ nH.

Искомая частотная зависимость эффективности η может быть получена по формуле (2), если в нее подставить выражение для импеданса нагрузки диода Z_L . В общем случае для двужвенной согласующей LC цепи нетрудно получить

$$Z_L = \frac{1}{B_2 + (1 + Z_0 B_1)/[(1 + Z_0 B_1)X_1 + Z_0]} + X_2,$$

где X_1 и X_2 — последовательные реактивные сопротивления, а B_1 и B_2 — шунтирующие реактивные проводимости. В нашем случае $X_1 = 1/j\omega C$, $X_2 = j\omega L_3$, $B_1 = 1/j\omega L_1$, $B_2 = 1/j\omega L_2$. Если воспользоваться приведенными выше значениями L_1 , L_2 , L_3 , C , то из (2) получается двугорбая зависимость $\eta(f)$, показанная на рис. 5 кривой 4. Видно, что эффективность фотодиода достигает $\eta_{\max} = 1$ на частотах 0.7 и 0.9 GHz, спадая до $\eta = 0.83$ на частоте ≈ 0.8 GHz. При этом полоса частот по уровню 0.5 составляет более 350 MHz.

Применяемые обычно несимметричные полосковые или микрополосковые линии особенно удобны для реализации такого согласования, поскольку шунтирующие индуктивности и емкости легко и достаточно точно выполняются с помощью отрезков короткозамкнутых или разомкнутых линий. Так, например, индуктивность $L_2 = 2.48 \text{ нН}$ создается отрезком короткозамкнутой полосковой линии с фторопластовым диэлектриком длиной 1 см при волновом сопротивлении 50Ω .

Заключение

В работе подробно описаны измерения импеданса лавинного фотодиода с помощью измерительной линии, называемые обычно методом четырехполюсника. Приводятся результаты исследования лавинного фотодиода ЛФД-2А в диапазоне частот от 0.5 до 1.0 GHz при напряжениях смещения от 0 до 21.5 V. По результатам измерений импеданса вычисляются емкости и индуктивности диода. Анализируются различные способы его согласования с передающим трактом и даются конкретные рекомендации.

Полученные результаты могут быть использованы при разработке оптических приемников основанных на применении фотодиодов.

Список литературы

- [1] *Шимони К.* Теоретическая электротехника / Под ред. К.М. Поливанова. М.: Мир, 1964. 774 с.
- [2] *Гинзтон Э.Л.* Измерения на сантиметровых волнах / Под ред. Г.А. Ремеза. М.: ИЛ, 1960. 620 с.