

венным подтверждением этому может служить совпадение закона релаксации ДР2 (1) с законом Коца [4], описывающим кинетику изменения поверхностного заряда в полупроводниках. В нашем случае с помощью обработки в HF на p -Si вводятся поверхностные центры, обладающие малым сечением захвата по отношению к неосновным носителям заряда. Процесс медленной перезарядки этих центров и является причиной дрейфа фото-ЭДС.

Физика формирования эффекта ПЗ в методике ФПЭ, по нашему мнению, не отличается от известной для твердотельных координатных датчиков [2]. Возникновение ПЗ в образцах эпитаксиальных структур обусловлено эффектом продольного электрического поля на p — n -переходе при неравномерном освещении последнего. Можно показать, что аппроксимирующая зависимость типа (2) следует из теоретического уравнения для скорости изменения продольного электрического поля в предположении малости потенциала продольного поля по сравнению с потенциалом точки освещения перехода. Уравнение в этом случае решается путем разложения выражения для скорости изменения поля в ряд Тейлора и ограничения вторым приближением.

Эффект ПЗ на образцах высокоомного Si без внутреннего p — n -перехода возможен в предположении существования на поверхности полупроводника слоя, сильно обедненного основными носителями заряда. Именно такая ситуация часто реализуется на границе «кремний — водный электролит», т. е. на поверхности образца присутствует как бы аналог p — n -перехода и создаются условия для возникновения продольного поля при неравномерном освещении.

Возможное существование эффектов ДР и ПЗ фотоотклика в методике ФПЭ необходимо учитывать при использовании данной методики для метрики параметров полупроводника. Предложенные в настоящей работе модельные эксперименты могут быть использованы при постановке лабораторных работ по курсу физики полупроводников.

Список литературы

1. Шейнкман М. К., Шик А. Я. // ФТП. 1976. Т. 10. № 2. С. 209.
2. Полупроводниковые фотоприемники: Ультрафиолетовый, видимый и ближний инфракрасный диапазоны спектра / Под ред. В. И. Стафеева. М., 1984.
3. Lile D. L., Davis N. M. // Sol. Stat. Electronics. 1975. V. 18. N 7—8. P. 699.
4. Киселев В. Ф., Крылов О. В. Электронные явления в адсорбции и катализе на полупроводниках и диэлектриках. М., 1979.

Поступила в редакцию 03.11.86.

УДК 534.6.534.843.224

В. М. ДОБРЯНСКИЙ, В. И. КРЫЛОВИЧ, А. С. РУБАНОВ

ВЫХОДНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АКУСТИЧЕСКОГО ИНТЕРФЕРОМЕТРА С ПЕРИОДИЧЕСКИМ КАЧАНИЕМ ЧАСТОТЫ ВХОДНОГО НАПРЯЖЕНИЯ

Большинство интерферометрических методов исследования акустических свойств вещества основано на использовании гармонических зондирующих сигналов. В работе [1] показано, что расширение спектра частот электрического сигнала на входе акустического интерферометра за счет гармонического качания его частоты приводит к повышению информативности интерферометрических измерений.

Нами рассматривается более общий случай периодического качания частоты входного напряжения, получены и анализируются выражения, описывающие выходные характеристики интерферометра.

Пусть частота $\omega(t)$ электрического сигнала на входе акустического интерферометра с двумя линейными электроакустическими преобразователями — периодическая функция, представимая в виде

$$\omega(t) = \omega_0 + \sum_{k=1}^{\infty} \Delta\omega_k \cos(k\Omega t + \varphi_k), \quad (1)$$

где ω_0 — несущая частота; $T = 2\pi/\Omega$ — период качания частоты; $\Delta\omega_k$ и φ_k — амплитуда и начальная фаза k -й гармоники соответственно. Тогда, используя метод расчета, описанный в работах [1, 2], можно получить следующую формулу для возникающего на выходе интерферометра напряжения $U(t)$:

$$U(t) = U_0 \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right)\right] \sum_{n=0}^{\infty} R^n \times \\ \times \prod_{k=1}^{\infty} \sum_{l_k=-\infty}^{\infty} J_{l_k}(\Theta_k) \exp[i l_k (u_k - z_n k)], \quad (2)$$

где U_0 — не зависящая от времени t постоянная; $J_{l_k}(\Theta_k)$ — функция Бесселя 1-го рода порядка l_k ; $u_k = \Omega_k(t - L/v) + \varphi_k$; $z_k = 2\Omega_k L/v$; $\Theta_k = \Delta\omega_k/\Omega_k$; $\Omega_k = k\Omega$; $R = R_0 \exp(-i\gamma)$; $R_0 = r_1 r_2 \exp(-2\alpha L)$; $\gamma = 2\omega_0 L/v + \delta_1 + \delta_2$; $r_1 \exp(i\delta_1)$ и $r_2 \exp(i\delta_2)$ — коэффициенты отражения волн от излучающего и приемного электроакустических преобразователей; v и α — скорость и коэффициент поглощения волн в исследуемой среде соответственно.

В общем случае амплитуда и частота выходного напряжения (2) — осциллирующие функции амплитуд $\Delta\omega_k$ и частот Ω_k гармонических составляющих частоты (1) и зависят от акустических характеристик интерферометра.

Рассмотрим некоторые частные случаи, вытекающие из (2).

Если время двойного обхода волны резонатора кратно целому числу периодов качания частоты

$$\frac{2L}{v} = pT \quad (p = 1, 2, \dots), \quad (3)$$

то выражение (2) принимает вид:

$$U(t) = \frac{U_0}{1-R} \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right)\right] \times \\ \times \prod_{k=1}^{\infty} \sum_{l_k=-\infty}^{\infty} J_{l_k}(\Theta_k) \exp(i l_k u_k),$$

что эквивалентно

$$U(t) = \frac{U_0}{1-R} \exp\left\{i\left[\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right) + \sum_{k=1}^{\infty} \Theta_k \sin u_k\right]\right\}. \quad (4)$$

Как видно из (4), при выполнении условия (3) частотный спектр напряжения на выходе интерферометра будет идентичен спектру частот входного сигнала независимо от акустических параметров резонатора. Отсюда следует, в частности, результат, полученный в [1] при качании частоты входного напряжения по гармоническому закону.

Интерес представляет случай, когда время двойного обхода волны резонатора кратно полному числу периодов качания частоты (1):

$$\frac{2L}{v} = \left(q \pm \frac{1}{2}\right)T, \quad q = 1, 2, \dots \quad (5)$$

При выполнении (5) равенство (2) принимает вид:

$$U(t) = U_0 \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right)\right] \sum_{n=0}^{\infty} R^n \prod_{v=1}^{\infty} \sum_{l_{2v}=-\infty}^{\infty} J_{l_{2v}}(\Theta_{2v}) \exp(i l_{2v} u_{2v}) \times$$

$$\times \prod_{v=1}^{\infty} \sum_{l_{2v-1}=-\infty}^{\infty} J_{l_{2v-1}}(\Theta_{2v-1}) \exp(i l_{2v-1} u_{2v-1}) \cos[\pi l_{2v-1} (2v-1) n]. \quad (6)$$

Переходя в выражении (6) к суммированию отдельно по четным и нечетным неотрицательным индексам l_{2v-1} , получаем

$$\begin{aligned} U(t) = U_0 \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right)\right] \sum_{n=0}^{\infty} R^n \prod_{v=1}^{\infty} \exp(i\Theta_{2v} \sin u_{2v}) \times \\ \times \prod_{v=1}^{\infty} \left\{ \sum_{m_{2v-1}=0}^{\infty} J_{2m_{2v-1}}(\Theta_{2v-1}) \exp(i2m_{2v-1} u_{2v-1}) + \right. \\ \left. + \sum_{m_{2v-1}=1}^{\infty} J_{2m_{2v-1}}(\Theta_{2v-1}) \exp(-i2m_{2v-1} u_{2v-1}) + (-1)^n \times \right. \\ \left. \times \left\{ \sum_{m_{2v-1}=1}^{\infty} J_{2m_{2v-1}-1}(\Theta_{2v-1}) \exp[i(2m_{2v-1}-1) u_{2v-1}] - \right. \right. \\ \left. \left. - \sum_{m_{2v-1}=1}^{\infty} J_{2m_{2v-1}-1}(\Theta_{2v-1}) \exp[-i(2m_{2v-1}-1) u_{2v-1}] \right\} \right\}. \quad (7) \end{aligned}$$

Равенство (7) после несложных преобразований можно привести к виду:

$$\begin{aligned} U(t) = U_0 \exp\left\{i\left[\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right) + \sum_{v=1}^{\infty} \Theta_{2v} \sin u_{2v}\right]\right\} \sum_{n=0}^{\infty} R^n \times \\ \times \prod_{v=1}^{\infty} [\cos(\Theta_{2v-1} \sin u_{2v-1}) + i(-1)^n \sin(\Theta_{2v-1} \sin u_{2v-1})]. \quad (8) \end{aligned}$$

При $\sum_{v=1}^{\infty} |\Theta_{2v-1}| \ll \pi$ соотношение (8) упрощается

$$U(t) = \frac{U_0}{1-R} \exp\left[i\omega_0\left(t - \frac{L}{v}\right)\right] \exp\left[i\left(\sum_{v=1}^{\infty} \Theta_{2v} \sin u_{2v} + \psi_{2v-1}\right)\right], \quad (9)$$

где

$$\text{tg } \psi_{2v-1} = \frac{1-R}{1+R} \text{tg}\left(\sum_{v=1}^{\infty} \Theta_{2v-1} \sin u_{2v-1}\right). \quad (10)$$

Из формул (9) и (10) можно найти следующее выражение для частоты $\omega'(t)$ напряжения на выходе интерферометра:

$$\omega'(t) = \omega_0 + \sum_{v=1}^{\infty} \left(\Delta\omega_{2v} \cos u_{2v} + \frac{1-R}{1+R} \Delta\omega_{2v-1} \cos u_{2v-1} \right). \quad (11)$$

Из (10) и (11) видно, что при выполнении условия (5) амплитуды и частоты четных и частоты нечетных гармоник спектра принимаемого и зондирующего сигналов одинаковы. Однако амплитуды нечетных гармоник спектра частот выходного напряжения зависят от акустических параметров резонатора R_0 и γ . Так, например, при несущей частоте входного электрического сигнала, соответствующей максимуму крутизны частотно-фазовой характеристики интерферометра [1], амплитуда напряжения на выходе интерферометра имеет локальный минимум, а амплитуда нечетных гармоник частотного спектра выходного напряжения будет максимальной и равной (при $\alpha L \ll 1$)

$$\Delta\omega'_{2v-1} = \frac{1}{\alpha L} \Delta\omega_{2v-1}. \quad (12)$$

Можно показать, что расстройка периода качания частоты зондирующего сигнала от его значения, удовлетворяющего условию (5), приводит

к изменению амплитуд $\Delta\omega_{2v}$ и $\Delta\omega_{2v-1}$ частотного спектра принимаемого сигнала. При несущей частоте, соответствующей выполнению соотношения (12), и расстройке частоты Ω на величину $\mu = (\Omega' - \Omega)L/v$ при $|\mu| \ll \pi(2v-1)$ -я гармоника запишется так:

$$\omega_{2v-1}'(t, \mu) = \frac{1}{\alpha L} \Delta\omega_{2v-1} \left[\sin \Omega_{2v-1} t + \mu \frac{1}{\alpha L} \cos \Omega_{2v-1} t \right]. \quad (13)$$

Тогда для параметра модуляции $(2v-1)$ -й гармоники

$$H_{2v-1}(\mu) = \frac{\omega_{2v-1 \max}'(t, \mu) - \omega_{2v-1 \min}'(t, \mu)}{\Delta\omega_{2v-1}'}$$

из (13) можно получить: $H_{2v-1}(\mu) = \frac{2|\mu|}{\alpha L}$, откуда видно, что производная $dH_{2v-1}(\mu)/d\mu$ терпит разрыв в точке $\mu = 0$. Это говорит о резком изменении параметра модуляции $H_{2v-1}(\mu)$ при расстройке периода модуляции от его значения, удовлетворяющего (5). Указанное обстоятельство можно использовать для прецизионного измерения при выполнении (5) периода качания T частоты, а значит, и определения скорости распространения волн в среде $v = 2L/T(q \pm 1/2)$.

Отметим также, что полученные соотношения могут найти применение для определения коэффициента поглощения волн (что следует из формулы (12)). Кроме того, их можно использовать для контроля настройки акустического интерферометра. Задавая периодическое качание частоты входного напряжения в соответствии с условием (5) и измеряя отношение амплитуд $\Delta\omega_k'/\Delta\omega_k$, можно судить о качестве настройки и в случае необходимости корректировать ее, добиваясь выполнения соотношений $\Delta\omega_{2v}'/\Delta\omega_{2v} = 1$ и $\Delta\omega_{2v-1}'/\Delta\omega_{2v-1} = \text{const}$ для всех v .

Список литературы

1. Крылов В. И., Рубанов А. С. // ИФЖ. 1985. Т. 49. С. 654.
2. Крылов В. И., Логвинович П. Н., Рубанов А. С. // Весті АН БССР. Сер. фіз.-техн. наук. 1979. № 3. С. 100.
3. Харкевич А. А. Спектры и анализ. М., 1962.

Поступила в редакцию 15.09.86.

УДК 512.93 : 681.325.63.35

Н. Н. ТАРАСЕВИЧ

МИНОРИТАРНАЯ ФУНКЦИЯ — ФУНКЦИЯ КОНТРОЛЯ ОШИБОК В МАЖОРИТАРНО РЕЗЕРВИРОВАННЫХ СИСТЕМАХ

Одним из наиболее эффективных методов структурного резервирования [1, 2] является мажоритарный, предложенный Дж. фон Нейманом [3]. Для улучшения показателей долговечности мажоритарно резервированных систем используют контроль ошибок с последующим восстановлением неисправных блоков. Вопросам контроля ошибок в системах различного назначения посвящена обширная литература. Наиболее полно контроль ошибок в мажоритарно резервированных системах исследован в работе [4], где решена задача синтеза контролирующих автоматов в базе ИЛИ-НЕ для трехканальной системы. В названии класса изобретений Н03К 19/23 [5] содержится определение мажоритарного элемента как элемента, сигнал на выходе которого соответствует сигналу на большинстве его входов. По-видимому, по аналогии с определением мажоритарного элемента там же дано определение миноритарного элемента как элемента, сигнал на выходе которого соответствует сигналу на меньшинстве его входов. Однако из определения не ясно, какой сигнал должен быть на выходе миноритарного элемента, когда сигналы одновре-