

Наблюдаемое в нашем случае при ионном облучении пленок формирование вздутый и их разрушение сходно с явлением радиационного блистеринга [4]. Процесс образования блистеров, вызывающих разрушение поверхности, связывается с накоплением внедренного газа (гелий, водород и др.) в приповерхностном слое материала. Однако в нашем случае образование вздутий при облучении твердофазными ионами при качественном подобии с блистерами требует другого объяснения.

При имплантации ионов, атомы которых имеют ограниченную растворимость, согласно [5], образуются метастабильные твердые растворы замещения при концентрациях примесных атомов, значительно выше предела их растворимости, определяемого правилом Юм-Розери.

С другой стороны, облучение может вызывать распад твердых растворов и образование вторых фаз даже при относительно низких температурах за счет эффекта радиационно-стимулированной диффузии. Подобную ситуацию мы, по-видимому, и наблюдаем при облучении железо-никелевого сплава ионами цинка.

При образовании цинкаторов железа и никеля объемная дилатация на границе раздела «матрица — вторая фаза» характеризуется достаточно большими значениями размерных несоответствий. Так, если принять атомные радиусы железа, никеля и цинка равными 0,126, 0,124 и 0,138 нм, относительное несоответствие для химических соединений цинкаторов железа и никеля составит 9,5 и 11,3 %. Расчетные оценки объемной дилатации на границе раздела «матрица—цинкатор никеля» показывают, что средний объем цинката никеля NiZn (ГПУ — решетка), приходящийся на один атом, составляет 0,0244 нм³, тогда как средний объем атома материала матрицы в виде сплава Fe-30%Ni (ОЦК—решетка) — 0,01182 нм³. Следовательно, фактор объемного несоответствия при фазовых превращениях в облученной пленке может достигать 107 %.

Таким образом, увеличение объема железо-никелевого сплава при имплантации ионов цинка, а также при формировании частиц второй фазы в виде цинкаторов приводит к развитию напряженного состояния в пленке, появлению вздутий и в результате — к разрушению материала.

Список литературы

1. Исследование и разработка материалов для реакторов термоядерного синтеза / Под ред. акад. Н. В. Агеева. М., 1981. С. 183.
2. Гусева М. И. // Физика. Химия. Механика. 1982. № 4. С. 27.
3. Ахметова Б. Г., Ачкулаков М. Т., Тауасаров К. и др. // Радиационные эффекты в металлах и сплавах. Алма-Ата, 1985. С. 84.
4. Гусева М. И., Мартыненко Ю. В. // УФН. 1981. Т. 135. Вып. 4.
5. Поут Дж. М. // Ионная имплантация. М., 1985. С. 72.

Поступила в редакцию 09.02.87.

УДК 621.375

В. П. ДОРОШЕВ, А. М. ИЛЬЯНОК, В. Е. ЯМНЫЙ

ШИРОКОПОЛОСНЫЙ КУСОЧНО-ЛИНЕЙНЫЙ АППРОКСИМАТОР

В экспериментальной физике, измерительной, вычислительной технике, технике радиоприема и связи для обработки сигналов применяются функциональные (нелинейные) преобразователи, выполненные в виде кусочно-линейных аппроксиматоров заданных характеристик передачи. Однако реализация прецизионных аппроксиматоров в широком диапазоне рабочих частот встречает серьезные трудности прежде всего потому, что большинство устройств аппроксимации выполняется на нелинейных элементах, включенных в цепь обратной связи операционных усилителей [1]. Такие схемы имеют частотный диапазон нескольких десятков кГц, что обусловлено снижением коэффициента передачи операционного усилителя и падением эффективности отрицательной обратной связи с ростом

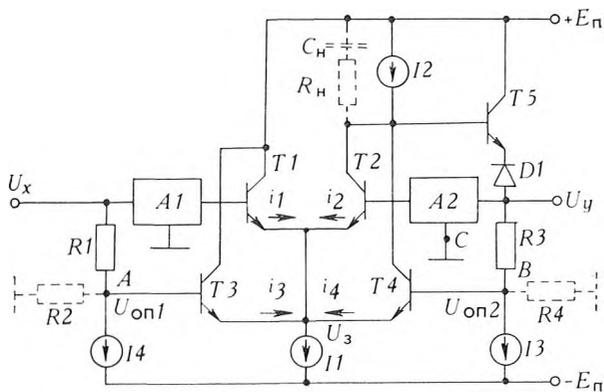


Рис. 1. Схема аппроксиматора. Пояснение см. в тексте

(рис. 1), имеющий на входе две дифференциальные пары транзисторов T1, T2 и T3, T4 с объединенными эмиттерами и коллекторами. Базовые цепи дифференциальных пар соединяются через резистивные аттенюаторы A1, A2 и резисторы R1 и R3, что позволяет входному сигналу u_x переключать ток генератора I_1 из одной дифференциальной пары в другую. Токое переключение обеспечивает высокое быстродействие устройства, а достаточно глубокая отрицательная обратная связь через транслятор уровня (T5, D1) и A2 стабилизирует его статические параметры.

В устройстве реализуются две точки излома характеристики передачи: для положительного и отрицательного значений u_x . Большее количество точек излома может быть получено за счет введения в схему рис. 1 дополнительных дифференциальных пар, включенных аналогично паре T3, T4.

Для аппроксимации характеристик передачи с уменьшающейся производной (компрессорного типа) необходимо установить затухание аттенюатора A1 $\alpha_1=1$ и резистор R2 подключить к точке А, с увеличивающейся производной (экспандерного типа) — затухание A2 $\alpha_2=1$, а резистор R4 подключить к точке В.

Координаты точек излома характеристики передачи аппроксиматора определяются уровнем u_x в моменты совпадения напряжений на базах транзисторов T2 и T4 (u_{x1}) и T1 и T3 (u_{x2}). Они могут быть найдены из следующих соотношений для компрессора:

$$u_{x1} = u_{он2}\alpha_2 = I_3 R_3 \alpha_2; \quad u_{x2} = -u_{он1} = -I_4 R_2; \quad (1)$$

для экспандера:

$$u_{x1} = u_{он1}/\alpha_1 = I_4 R_1/\alpha_1; \quad u_{x2} = -u_{он2}/\alpha_1 = -I_3 R_4/\alpha_1. \quad (2)$$

Вторые (выходные) координаты точек излома могут быть найдены по углу наклона характеристики передачи β_1 на начальном ее участке для компрессора:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = K_1 = u_y/u_x = 1/\alpha_2; \quad (3)$$

для экспандера:

$$\operatorname{tg} \beta_1 = K_1 = u_y/u_x = \alpha_1, \quad (4)$$

где K_1 — коэффициент передачи аппроксиматора на начальном участке характеристики передачи.

При $u_x > u_{x1}$ коэффициент передачи $K_2 = \operatorname{tg} \beta_2 = 1$, так как в этом случае операционный усилитель охвачен 100 %-ной отрицательной обратной связью. При $u_x < u_{x2}$ для компрессора имеем

$$K_2' = \frac{1}{\alpha_2} \left(\frac{R_2}{R_1 + R_2} \right), \quad (5)$$

а для экспандера

частоты [2, 3]. В то же время достаточно широкополосные диодные аппроксиматоры [4] характеризуются низкой температурной стабильностью, сложны в настройке, и применение их ограничено.

С целью расширения частотного диапазона кусочно-линейных аппроксиматоров предлагается новая транзисторная структура [5] — двухкаскадный операционный усилитель

$$K_2' = \alpha_1 (1 + R_3/R_4). \quad (6)$$

Из (5), (6) следует, что для получения симметричной характеристики передачи аппроксиматора ($K_2 = K_2' = 1$) необходимо выбирать $\alpha_2 = R_2/(R_1 + R_2)$ и $\alpha_1 = R_4/(R_3 + R_4)$.

Анализ характеристик передачи аппроксиматора проведем исходя из того, что сумма токов эмиттеров транзисторов Т1 и Т3 не может быть больше тока генератора I_2 (пренебрегая токами баз этих транзисторов), т. е. $i_1 + i_3 = I_2$ и, выбрав $I_2 = 0,5 I_1$, получаем $i_1 + i_3 = i_2 + i_4$.

Поскольку эмиттерные токи транзисторов описываются экспоненциальными функциями, можно записать для компрессора:

$$e^{\bar{u}_x} + e^{\alpha_2(\bar{u}_x - \bar{u}_{оп1})} = e^{\alpha_2 \bar{u}_y} + e^{\bar{u}_y - \bar{u}_{оп2}}; \quad (7)$$

для экспандера:

$$e^{\bar{u}_x/\alpha_1} + e^{\bar{u}_x - \bar{u}_{оп1}} = e^{\bar{u}_y/\alpha_1} + e^{\bar{u}_y - \bar{u}_{оп2}}; \quad (8)$$

где \bar{u}_x , \bar{u}_y , $\bar{u}_{оп1}$, $\bar{u}_{оп2}$ — нормированные относительно температурного потенциала напряжения, действующие в схеме, рис. 1.

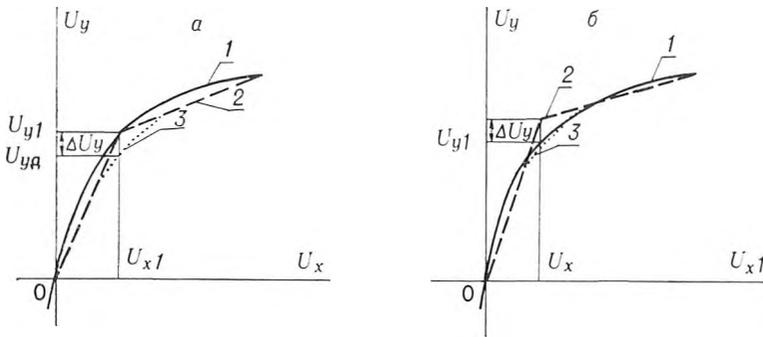


Рис. 2. К выбору координат точек излома:

1 — аппроксимируемая функция; расчетная (2) и действительная (3) характеристики аппроксиматора

Из (7), (8) следует, что вблизи точек излома существует нелинейный переход от одного линейного участка к другому (рис. 2, а). Используя этот переход, можно повысить качество аппроксимации путем поправки выходной координаты u_y точки излома, заданной выражениями (1) — (4), на величину $\Delta u_y = u_y - u_{yд}$ (рис. 2, б). Величина $u_{yд}$ определяется из (7), (8) при известных $u_{x1,2}$; $u_{оп1,2}$; α_1 ; α_2 .

Следует заметить, что структура рис. 1 позволяет успешно реализовать функцию широкополосного одностороннего ограничения (R1, T4 — отсутствуют, $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$, R2, R4 — подключены) и выпрямления (R1, T4 — отсутствуют, $\alpha_1 = 1$, $u_{оп1} = 0$, точка С соединена со входом схемы). Для этих двух случаев можно получить аналитическое выражение характеристики передачи для ограничителя: $\bar{u}_y = \bar{u}_x + \ln(e^{\bar{u}_{оп1} - \bar{u}_x} + 1)$ и для выпрямителя: $\bar{u}_y = \bar{u}_x + 2 \ln(e^{-\bar{u}_x} + 1)$.

В заключение отметим, что рассмотренный кусочно-линейный аппроксиматор, реализованный на микросхемах КИТ981А ($I_1 = 1,2$ мА, $I_2 = 0,6$ мА, $I_3 = 5$ мА, $I_4 = 10$ мА), позволил получить относительную погрешность установки точек излома не более 0,2 % при u_x , u_y , лежащих в пределах 0,2—5 В в полосе рабочих частот до 1 МГц.

При работе аппроксиматоров без перегрузки входным сигналом возможно расширение рабочих частот до 10 МГц (с сохранением статической погрешности порядка 0,2 %) путем подключения параллельно генератору тока I_2 последовательной цепочки, состоящей из резистора $R_H = 200 \div 300$ Ом и конденсатора $C_H = 50 \div 200$ мкФ.

Использование в предложенной структуре лишь дифференциальных каскадов позволяет реализовать аппроксиматоры полностью в виде полупроводниковых интегральных микросхем.

Список литературы

1. Гутников В. С. Интегральная электроника в измерительных устройствах. Л., 1980. С. 161.
2. Достал И. Операционные усилители. М., 1982. С. 252.
3. Гринберг И. Л., Таранов С. Т. Самоподстраивающиеся измерительные усилители с пробным сигналом. М., 1976. С. 24.
4. Маслов А. А., Сахаров О. И. Синтез диодных функциональных преобразователей. М., 1976.
5. Белоносов Ю. И., Бороздин Б. М., Ильянок А. М., Ямный В. Е. Дифференциальный усилитель: А.с. 897794 СССР // БИ. 1983. № 1.

Поступила в редакцию 26.01.87.

УДК 539.124

АТТИЯ ЭЛЬ САИД, ПИВИ ПЕПЕ,
А. Л. ХОЛМЕЦКИЙ, В. А. ЧУДАКОВ

АНАЛИЗ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ КОНВЕРСИОННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В ПРИБЛИЖЕНИИ ТОЧЕЧНОГО ИСТОЧНИКА

Мёссбауэровская спектроскопия с регистрацией конверсионных электронов (МСКЭ) находит широкое применение в исследовании химического состава и структуры поверхностных слоев твердых тел толщиной от единиц до сотен нанометров [1]. Составной частью метода МСКЭ, необходимой для правильной интерпретации экспериментальных данных, является анализ энергетического распределения электронов, вылетающих из образца, содержащего резонансные ядра, при его облучении мёссбауэровскими γ -квантами. Для решения этой задачи используются достаточно сложные и трудоемкие аналитические или численные методы (лучевое и диффузионное приближения, метод Монте-Карло и т. п.), требующие значительных затрат машинного времени [2]. В то же время, так как длина релаксации γ -квантов в образце во много раз превосходит длину пробега электронов, для экспрессных оценок характеристик вторичного электронного поля можно воспользоваться концепцией объемного квазиисточника с равномерным распределением мощности внутренних излучателей [3] и попытаться решить указанную задачу в приближении точечного источника.

Рассмотрим электроны, инициированные потоком мёссбауэровского излучения в слое dx , расположенном на глубине x_1 образца, и выходящие на его поверхность в некоторой фиксированной точке. В зависимости от места образования электроны с первоначальной энергией E_0 пройдут неодинаковое расстояние x_i и выйдут из образца с различной энергией E_i . В области низких энергий E электронов средняя потеря энергии на единицу пройденного пути $\frac{dE}{dx}$ определяется известной формулой Бете [3]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi e^4 N Z}{E} \ln \frac{1,16E}{I}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; N , Z и I — атомная плотность, атомный номер и потенциал ионизации вещества соответственно. Связь между энергией E_i и расстоянием x_i , проходимым электроном в веществе образца до точки выхода, можно найти, проинтегрировав выражение (1):

$$x_i(E_0, E_i) = \frac{1}{C_1} \int_{E_i}^{E_0} \frac{EdE}{\ln(C_2E)}, \quad (2)$$