но уменьшает его амплитуду Зависимость амплитуды A_2 от мощности входного сигнала носит линейный характер вплоть до значений $A_{+,-} \lesssim 0{,}5$ *В* Эффективность свертки характеризуется следующими данными. При входной мощности $P_1 = 10$ *мВт* (для линии с волновым сопротивлением $Z_0 \approx 200$ *Ом* и $Z_p = (2\pi f C_p)^{-1} \approx 1{,}5$ *кОм* это соответствует входным амплитудам $A_{+,-} \approx 0{,}4$ *В*) коэффициент качества $A_2/P_1 \sim 0{,}5$ *В/Вт*, что соответствует показателям для акустических конвольверов с внешними нелинейными элементами [1]. На осциллограммах в), г) показана свертка трех импульсов, пауза между которыми равна длительности импульса.

Конвольверы на базе искусственных линий с сосредоточенными элементами конструктивно не позволяют реализовать времена обработки, достигнутые для акустических конвольверов. Время обработки фильтра (рис. 1) составляло $T = 4$ *мкс*. Увеличить это время, по крайней мере на порядок, позволяет схема рециркулятора, опробованная в акустоэлектронике [4] Длинная последовательность импульсов (A_+) выборочно обрабатывается с помощью специально сформированного опорного сигнала (A_-), отклики с интегрирующего электрода задерживаются во времени и суммируются.

Отметим особенности работы конвольвера, обусловленные синхронным взаимодействием попутных волн в линии передачи (для акустических волн такой режим невозможен из-за отсутствия дисперсии). В линейном режиме генерации гармоники каждым сигналом $A_{+,-}$ на электроде появляется дополнительное напряжение удвоенной частоты, обусловленное неполным усреднением нарастающих по амплитуде волн гармоники Величина этого напряжения является периодической функцией частоты и принимает минимальные значения, если на длине линии укладывается четное число полуволн сигнала. Интервал частот между соседними минимумами $\Delta f \sim 1/T \sim 250$ *кГц* определяет рабочую полосу конвольвера.

В нелинейном режиме происходит пространственное искажение формы входных импульсов $A_{+,-}(\xi)$, обусловленное обратной реакцией бегущих волн гармоники Огибающая импульса $A_2(t)$ выражается в этом случае интегралом более сложного вида, чем (1); характерный вид ее для входных импульсов прямоугольной формы показан на осциллограмме д) рис 2.

ЛИТЕРАТУРА

1 Кайно — ТИИЭР, 1976, **64**, № 5, с 188
2. Горшков А С., Коротков Н. С, Трофименко И. Т — Радиотехника и электроника, 1976, **21**, № 6, с. 1344.
3 Горшков А С., Марченко В. Ф. и др — Изв. вузов — Радиофизика, 1978, **21**, № 3, с. 450
4 Морган, Коллинз — ТИИЭР, 1976, **64**, № 5, с. 222

Московский государственный университет

Поступила в редакцию 3 марта 1980 г;
после доработки 3 ноября 1980 г.

УДК 541 135

ВОЗНИКНОВЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ВБЛИЗИ ПУЗЫРЬКА ГАЗА, КОЛЕБЛЮЩЕГОСЯ В РАСТВОРЕ ЭЛЕКТРОЛИТА

А Л. Вировлянский, А Н Малахов, В. В. Черепенников

При распространении акустической волны в растворе электролита имеет место так называемый эффект Дебая [1, 2], который заключается в появлении переменного электрического поля внутри раствора. Причиной возникновения этого поля, которое далее мы будем называть дебаевским, является разделение зарядов, происходящее из-за того, что ионы разных знаков, различаясь размерами и массами, по-разному увлекаются движущимся растворителем Амплитуда напряженности электрического поля пропорциональна амплитуде скорости жидких частиц в акустической волне. Если в растворе находится пузырек газа, то под действием переменного давления он начнет колебаться, приводя в движение окружающую жидкость Известно [3], что при совпадении резонансной частоты пузырька с частотой волны (при этом размер пузырька много меньше длины волны) скорость движения жидкости вблизи стенки пузырька в $10^2 \div 10^3$ раз больше, чем в акустической волне вдали от него. Следовательно, можно ожидать, что напряженность электрического поля около пузырька, вычисление которой и составляет задачу этой заметки, много больше напряженности дебаевского поля.

Движение жидкости вблизи пузырька практически сферически симметрично из-за малости его радиуса по сравнению с длиной волны. Введем сферическую систему координат (r, θ, φ) с началом в центре пузырька. Частицы растворителя и ионы движутся вдоль прямых $\theta = \text{const}$, $\varphi = \text{const}$. Выпишем уравнения движения ионов по аналогии с тем, как это делается при описании эффекта Дебая [2] (рассмотрим 1—1-валентный электролит, релаксационной, электрофоретической и диффузионной поправками пренебрегаем):

$$m_1 s_1 = -a_1(\dot{s}_1 - \dot{s}) + eE + \rho V_1 s; \tag{1}$$

$$m_2 s_2 = -a_2(\dot{s}_2 - \dot{s}) - eE + \rho V_2 s, \tag{2}$$

где индекс 1 соответствует положительному иону, индекс 2 — отрицательному; $s_{1,2}(r, t)$ — смещение иона вдоль направления движения от точки r, в которой он находится в момент времени $t = -\infty$; $m_{1,2}$, $V_{1,2}$ — соответственно массы и объемы ионов вместе с сольватными оболочками, $E(r, t)$ — радиальная компонента электрического поля (другие компоненты равны нулю), e — заряд электрона, ρ — плотность растворителя, точка означает частную производную по времени. Уравнения (1) и (2) выведены в предположении малости числа Маха гидродинамического движения и малости концентрации электролита (молекул растворенного вещества много меньше, чем молекул растворителя). Последнее условие позволило нам в (1) и (2) пренебречь трением ионов друг о друга

Для вычисления E рассмотрим сферу радиуса r, большего, чем радиус пузырька. В линейном по s_1 и s_2 приближении внутри этой сферы находится заряд

$$q = -e\nu_0(s_1 - s_2)4\pi r^2,$$

где ν_0 — среднее число ионов одного сорта в единице объема при $t = -\infty$ В силу сферической симметрии

$$E = \frac{q}{4\pi\varepsilon\varepsilon_0 r^2} = -\frac{e\nu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}(s_1 - s_2). \tag{3}$$

Здесь $\varepsilon\varepsilon_0$ — диэлектрическая проницаемость раствора.

Малость концентрации электролита позволяет пренебречь влиянием ионов на движение растворителя и считать в (1), (2) $s(r, t)$ заданной функцией, такой же, как и в чистом растворителе. Таким образом, (1), (2) и (3) составляют замкнутую систему уравнений относительно s_1, s_2 и E.

Пусть в электролите распространяется плоская монохроматическая акустическая волна Давление в месте нахождения пузырька равно $Pe^{i\omega t}$. При этом s_1, s_2, s. $E \sim e^{i\omega t}$. Используя для определения $s(r, t)$ готовые формулы (см, например, [3]) и полагая

$$\omega \ll a_{1,2}/m_{1,2}, \tag{4}$$

для амплитуды электрического поля получим выражение

$$E = \frac{a_0 P}{2\rho\delta r^2}\,\frac{a_1\overline{m}_2 - a_2\overline{m}_1}{e(a_1 + a_2)},$$

где $\overline{m}_{1,2} = m_{1,2} - \rho V_{1,2}$, a_0 — равновесный радиус пузырька, $\delta = 1/Q$ — добротность колебаний пузырька, $\omega_0 = (1/a_0)\sqrt{3\gamma P_0/\rho}$ — резонансная частота пузырька, γ — показатель адиабаты газа P_0 — равновесное давление в жидкости.

Для примера рассмотрим водный раствор NaCl ($m_1 = 0{,}2\cdot10^{-24}$ *кг*, $m_2 = 0{,}3\cdot10^{-24}$ *кг*, $V_1 = 17{,}2\cdot10^{-30}$ *м*^{3}, $V_2 = 4\cdot10^{-30}$ *м*^{3}*. Пусть его молярность $\sim 0{,}01$ *М*, $P = 10^3$ *Па* Пузырьку воздуха радиуса $a_0 = 10$ *мкм* соответствует $\omega_0 = 2\cdot10^{-6}$ *с*$^{-1}$ Для случая $\omega = \omega_0$, когда эффект наиболее силен (при этом условие (4) заведомо выполнено),

$$|E| = 0{,}2\cdot10^{-10}\ (1/r^2)\ \text{В/м} \tag{5}$$

Напряженность электрического поля у стенки этого пузырька $E(a_0) = 0{,}2$ *В/м* Это значение много больше напряженности дебаевского поля, которая в данном случае равна $|\mathscr{E}| \approx 10^{-3}$ *В/м* Для оценки $|\mathscr{E}|$ использованы формулы из [1, 2]

Тот факт, что вблизи пузырька имеется значительный всплеск амплитуды напряженности электрического поля, может быть использован для экспериментального определения координаты пузырька в растворе электролита.

---

* К сожалению, в литературе имеется большой разброс в значениях чисел гидратации ионов [4]. Поэтому величины $m_{1,2}$, $V_{1,2}$, а вместе с ними и (5) можно считать правильными лишь по порядку величины

ЛИТЕРАТУРА

1. Debye P., J. Chem. Phys., 1933, 1, p. 13.
2. Стюэр Дж., Егер Э — В сб.: Физическая акустика / Под ред У. Мэзона.— М.: Мир, 1968, 2, ч А, с. 371.
3. Исакович М. А. Общая акустика,— М: Наука, 1973
4. Измайлов Н А. Электрохимия растворов — М.: Химия, 1966.

Горьковский государственный университет

Поступила в редакцию 15 августа 1980 г.

УДК 621.391.822.3

ВЛИЯНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ АМПЛИТУДЫ И ЧАСТОТЫ НА СПЕКТР РАДИОИМПУЛЬСНОГО УМНОЖИТЕЛЯ ЧАСТОТЫ

А. З. Венгер, Н. И. Гаврилова, А. М. Якименко

Влияние различного рода флуктуаций на спектр радиоимпульсных последовательностей и, в частности, на выходной спектр радиоимпульсных умножителей частоты в предположении стационарности и независимости флуктуаций различных параметров импульсов исследовано достаточно полно [1–4] Между тем, на практике эти предположения не всегда правомерны. Так, при использовании для генерации радиоимпульсов ЛПД или диодов Ганна флуктуации амплитуды и частоты генерируемого колебания носят нестационарный характер, коррелированы между собой [5–8] и в ряде случаев являются определяющими.

Поэтому представляется целесообразным проанализировать влияние флуктуаций амплитуды и частоты на спектр радиоимпульсной последовательности, полагая все остальные параметры импульсов регулярными.

Рассмотрим k-ю реализацию импульсного случайного процесса $\xi^{(k)}(t)$ с детерминированным тактовым интервалом и неизменной начальной фазой радиоимпульсов:

$$\xi^{(k)}(t) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \left(1 + \delta\alpha_n^{(k)}\right) U[(t - nT_0)/\tau_{\text{и}}] \exp\left[i\left(\omega_0 + \delta\omega_n^{(k)}\right)(t - nT_0)\right], \qquad (1)$$

где $U(x)$ — функция, описывающая форму импульса, равная нулю вне интервала $[0, 1]$, T_0, $\tau_{\text{и}}$, ω_0 — период следования, длительность и частота заполнения радиоимпульсов, $\delta\alpha_n^{(k)}$, $\delta\omega_n^{(k)}$ — случайные отклонения амплитуды и частоты от их средних значений

Энергетический спектр последовательности (1) в предположении малости флуктуаций частоты по сравнению с частотой генерации равен [1]

$$F(\omega) = F_{\text{н}}(\omega) + F_{\text{д}}(\omega),$$

$$F_{\text{н}}(\omega) = \left(\tau_{\text{и}}^2/T_0^2\right) \sum_{m=-\infty}^{\infty} \{g\bar{g}S_\alpha(\omega - 2\pi m/T_0) + |g'|^2 \tau_{\text{и}}^2 S_\omega(\omega - 2\pi m/T_0) -$$

$$- 2\tau_{\text{и}} \operatorname{Re}[S_{\alpha\omega}(\omega - 2\pi m/T_0) g'\bar{g}]\}, \qquad (2)$$

$$F_{\text{д}}(\omega) = 4\pi\tau_{\text{и}}^2/T_0^2 \{g\bar{g} + \sigma_\omega^2 \tau_{\text{и}}^2 \operatorname{Re}(g\bar{g}'') - B_{\alpha\omega}(0)\tau_{\text{и}} 2\operatorname{Re}(g\bar{g}')\} \sum_{m=-\infty}^{\infty} \delta(\omega - 2\pi m/T_0).$$

Здесь

$$\frac{dg[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)]}{d[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)]} \equiv g', \qquad \frac{d^2 g[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)]}{d[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)]^2} \equiv g'',$$

$$g[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)] \equiv g,$$

$g[\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)] = \int_0^1 U(y) \exp[-i\tau_{\text{и}}(\omega - \omega_0)y]\,dy$ — спектр огибающей радиоимпульса