

Время регистрации одиночной спектральной линии при линейной развертке (числитель) и с переменной скоростью развертки (знаменатель) магнитного поля

$\Delta H_p$ , кА/м	$\delta Y_m/Y_m$ , %		
	3	10	20
0,8	650	200	65
	130	40	13
1,6	1300	400	130
	130	40	13
4,0	3250	1000	325
	131	41	14
8,0	6500	2000	650
	133	43	16

В таблице приведено для сравнения рассчитанное по формулам (1) и (2) время регистрации одиночной спектральной линии шириной  $\Delta H_{mm} = 80$  А/м при разных амплитудах развертки  $\Delta H_p$  и относительных амплитудных искажениях  $\delta Y_m/Y_m$  при использовании двух типов разверток магнитного поля. Таблица составлена для сигнала с отношением сигнал/шум 10, постоянной времени  $\tau = 1$  с и максимальной скорости развертки магнитного поля 160 кА/м·мин, которую обеспечивает большинство конструкций электромагнитов. При этом для линейной развертки не учитывались затраты времени на предварительную запись спектра, необходимые для выбора условий регистрации.

Как видно из таблицы, регистрация спектров с переменной скоростью развертки магнитного поля значительно сокращает общее время записи, причем выигрыш во времени существенно возрастает при регистрации сложных спектров, которые состоят из набора далеко отстоящих одиночных спектральных линий. В этом случае неинформативные участки спектра регистрируются намного быстрее, чем резонансные, тогда как при линейной развертке регистрация всего спектра осуществляется с одинаковой скоростью.

Следует отметить, что рассмотренная регистрация сигналов с переменной скоростью развертки может быть применена при записи спектров ЯМР, ЯКР и других спектроскопических исследованиях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Пул Ч. Техника ЭПР-спектроскопии.— М., 1970.
2. Czoch R.— UAM. Ser. fiz., 1975, t. 19, s. 31.
3. Бессонов Л. А. Теоретические основы электротехники.— М., 1978, с. 211.

Поступила в редакцию  
28.06.80.

Кафедра ядерной физики и мирного использования атомной энергии

УДК 621.396.963.8

Б. Н. КРАСНОГОЛОВЫЙ

### ОЦЕНКА ИСКАЖЕНИЙ МАГНИТНОГО ОТКЛОНЕНИЯ ЛУЧА ЗА СЧЕТ ДИСТОРСИИ

В электронно-лучевых трубках (ЭЛТ) с магнитным отклонением луча, широко применяемых в разнообразных по назначению устройствах отображения информации, абберации (искажения), отклонения в значительной степени связаны с неоптимальной формой поверхности экрана ЭЛТ и паразитными параметрами отклоняющей системы (ОС).

Угол отклонения луча в магнитных ЭЛТ зависит от напряженности однородного магнитного поля и отклоняющего тока следующим образом [1—5]:

$$\sin \alpha = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{lH}{\sqrt{U_{a2}}} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{lni}{\sqrt{U_{a2}}} = Ni, \quad (1)$$

где  $\alpha$  — угол отклонения;  $e$ ,  $m$  — заряд и масса электрона соответственно;  $l$  — длина отклоняющей системы;  $H$  — напряженность магнитного поля;  $U_{a2}$  — напряжение на ускоряющем (втором) аноде;  $n$  — коэффициент пропорциональности между отклоняющим током  $i$  и напряженностью магнитного поля ( $H = ni$ );  $N = \sqrt{\frac{e}{2m}} \cdot \frac{ln}{\sqrt{U_{a2}}}$  — постоянный коэффициент для выбранной ЭЛТ и конкретного типа ОС.

В магнитных ЭЛТ радиус кривизны экрана  $R_0$  значительно превосходит радиус отклонения  $R_0$  и особенно у проекционных ЭЛТ и кинескопов с «плоским» экраном. Другими словами, практически у всех типов ЭЛТ центр отклонения  $O$  и центр кривизны экрана  $O'$  не совпадают\* (рис. 1).

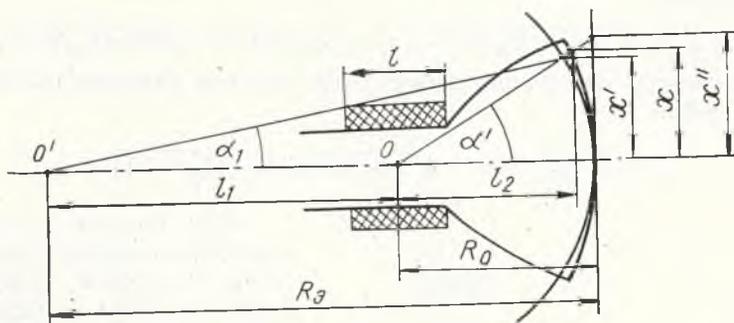


Рис. 1. К оценке aberrаций отклонения за счет кривизны экрана

В реально существующих ЭЛТ с выпуклым экраном для отклонения луча имеем

$$x = (l_1 + l_2) \operatorname{tg} \alpha' = R_0 \cdot \cos \alpha' \cdot \operatorname{tg} \alpha'. \quad (2)$$

Учитывая, что  $x = l_2 \operatorname{tg} \alpha$ , получаем

$$\operatorname{tg} \alpha' = \frac{l_2}{l_1 + l_2} \operatorname{tg} \alpha, \quad (3)$$

$$\cos \alpha' = \frac{1}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \alpha'}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{l_2}{l_1 + l_2}\right)^2 \operatorname{tg}^2 \alpha}}. \quad (4)$$

Подставляя (3) и (4) в выражение (2), для отклонения по хорде в общем случае будем иметь

$$x = R_0 \sqrt{1 + \left(\frac{l_1 + l_2}{l_2}\right)^2} \cdot \frac{1 - \sin^2 \alpha}{\sin^2 \alpha}. \quad (5)$$

Для сферического экрана ( $l_1 = 0$ ;  $R_0 = R_0$ )  $x' = R_0 \sin \alpha$  или с учетом выражения (1)

$$x' = R_0 Ni.$$

Таким образом, здесь отклонение  $x'$  связано с током  $i$  линейно, искажений отклонения (дисторсии) нет, и с этой точки зрения сферическая форма поверхности экрана является оптимальной.

Для плоского экрана ( $l_1 + l_2 = R_0 = \infty$ ;  $l_2 = R_0$ ) из выражения (5) получаем

$$x'' = R_0 \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha}} = R_0 \operatorname{tg} \alpha = R_0 \frac{Ni}{\sqrt{1 - N^2 i^2}}.$$

\* При резко ограниченном магнитном поле центром отклонения можно считать центр ОС.

т. е. в этом случае имеет место ярко выраженная нелинейность отклонения (максимальное влияние дисторсии).

Приведенные выкладки показывают, что для сферического экрана  $x' = R_0 \sin \alpha$ , но поскольку напряженность магнитного поля  $H$ , пропорциональная току  $i$ , также линейно связана с  $\sin \alpha$ , обеспечивается линейная зависимость отклонения от тока.

В случае плоского экрана отклонение  $x'' = R_0 \operatorname{tg} \alpha$  и поэтому нарастает с большей скоростью, чем отклоняющий ток.

Естественно предположить, что у трубок с выпуклым экраном отклонение будет пропорционально некоторой средней функции, значения которой лежат между  $\sin \alpha$  и  $\operatorname{tg} \alpha$ , и искажения окажутся меньшими, чем у ЭЛТ с плоским экраном, но существенно большими, чем у трубок со сферическим экраном.

Для выпуклого экрана при  $l_1 + l_2 \approx R_0$ ;  $l_2 \approx R_0$  выражение (5) несколько упрощается:

$$x \approx R_0 \sin \alpha / \sqrt{1 + \sin^2 \alpha [(R_0/R_0)^2 - 1]} = R_0 Ni / \sqrt{1 + (Ni)^2 [(R_0/R_0)^2 - 1]}. \quad (6)$$

Нелинейность отклонения может быть оценена относительной ошибкой отклонения

$$\gamma = \frac{x - x'}{x} = 1 - \sqrt{1 + \sin^2 \alpha [(R_0/R_0)^2 - 1]}. \quad (7)$$

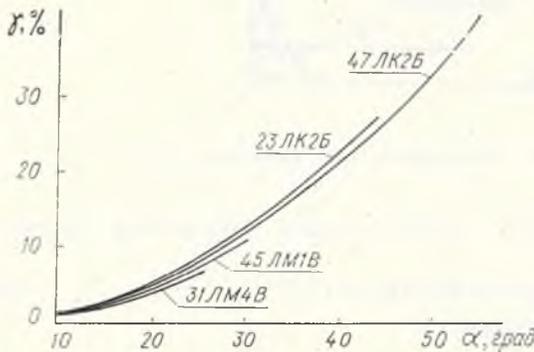


Рис. 2. Графики зависимостей относительных искажений  $\gamma$  от угла отклонения  $\alpha$

При больших углах отклонения нельзя пренебрегать влиянием дисторсии (рис. 2). Так, у индикаторных трубок 31ЛМ4В и 45ЛМ1В ошибки при максимальных углах отклонения  $26^\circ$  и  $30^\circ$  составляют 7 и 10 % соответственно. Еще большие значения  $\gamma$  имеют место у кинескопов 23ЛК2Б и 47ЛК2Б—28 и 41 % при максимальных углах отклонения. При одинаковых углах  $\alpha$  нелинейность отклонения у кинескопов выражена бо-

лее резко за счет большего радиуса кривизны экрана. И вообще, как следует из выражения (7), чем больше отношение  $R_0/R_0$  (ближе к единице), тем ошибки отклонения меньше. При  $R_0/R_0 = 1$  ошибка отклонения  $\gamma$  обращается в нуль (сферический экран).

Если в формулу (6) подставить  $i = k_1 t$  (линейная развертка), можно найти зависимость отклонения от времени, которая по изложенным причинам будет отличаться от линейной:

$$x = R_0 N k_1 t / \sqrt{1 + (N k_1 t)^2 [(R_0/R_0)^2 - 1]}. \quad (8)$$

При подстановке в выражение (7)  $\sin \alpha = Ni = N k_1 t$  получим относительную ошибку отклонения во времени для линейной развертки:

$$\gamma = 1 - \sqrt{1 + (N k_1 t)^2 [(R_0/R_0)^2 - 1]}. \quad (9)$$

На рис. 3 приведены зависимости, построенные по формулам (8) и (9). За счет дисторсии отклонение нарастает быстрее, чем линейно изменяющийся ток  $i = k_1 t$  (см. рис. 3, а). Нетрудно определить, что при  $t = R_0 / (k_1 N \sqrt{R_0^2 - R_0^2})$  отклонение  $x$  уходит в бесконечность, что соответствует  $\alpha = 90^\circ$ . Ошибка отклонения также нарастает с увеличивающейся скоростью (см. рис. 3, б) и в тот же момент времени достигает

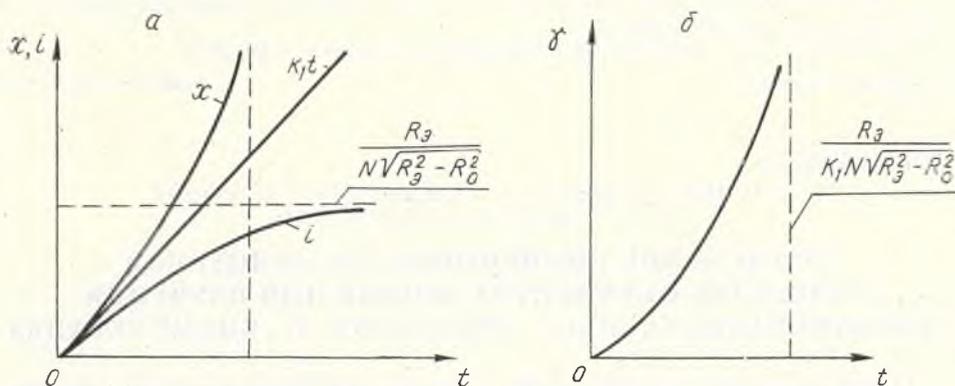


Рис. 3. Временные диаграммы, относящиеся к линейной развертке:

а — для отклонения луча  $x$  и отклоняющего тока  $i$ ; б — для относительных искажений  $\gamma$

100 %, что физически означает пересечение луча с экраном в точке, бесконечно удаленной от центра экрана.

Расчет зависимостей  $x(t)$  и  $\gamma(t)$  для конкретных случаев может быть выполнен по приведенным соотношениям. При этом коэффициенты  $N$  и  $k_1$  рассчитываются по формулам:  $N = \sin \alpha_{\max} / I_{\max}$ ,  $k_1 = I_{\max} / t_p$ , где  $I_{\max}$  — ток, вызывающий отклонение луча на максимальный угол  $\alpha_{\max}$ ;  $t_p$  — длительность прямого хода линейной развертки.

Форму отклоняющего тока для заданного закона перемещения луча  $x$  найдем, решив уравнение (7) относительно  $i$ :

$$i = x / [N R_0 \sqrt{1 + x^2 (1/R_0^2 - 1/R_3^2)}].$$

Применительно к линейной развертке  $x = k_2 t$  ( $k_2 = D_{\text{раб}} / 2t_p$ , если развертка осуществляется на рабочий радиус экрана), и для тока получаем

$$i = k_2 t / [N R_0 \sqrt{1 + k_2^2 (1/R_0^2 - 1/R_3^2) t^2}] = A t / \sqrt{1 + B t^2},$$

$$\text{где } A = k_2 / (N R_0); B = k_2^2 (1/R_0^2 - 1/R_3^2).$$

Предельное значение тока находится из выражения

$$\lim_{t \rightarrow \infty} i(t) = \lim_{t \rightarrow \infty} A t / \sqrt{1 + B t^2} \rightarrow A / \sqrt{B} = R_3 / (N \sqrt{R_3^2 - R_0^2}),$$

Таким образом, для получения линейной развертки необходимо иметь возрастающий ток с монотонно уменьшающейся скоростью (см. рис. 3, а). Степень нелинейности тока может быть оценена общепринятыми способами, например, в виде отношения скоростей изменения тока в конце и в начале прямого хода развертки.

При отклонении луча в обе стороны от центра экрана мы приходим к так называемой S-образной форме отклоняющего тока. Методы оценки степени изгиба этой кривой широко известны [3 и др.], разработаны также схемы формирования S-образного тока применительно, в основном, к телевизионным разверткам [3, 6, 7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Электронно-лучевые трубки и индикаторы. / Под ред. А. Я. Брейтбарта. (Пер. с англ.) — М., 1949, ч. 1; 1950, ч. 2.
2. Миллер В. А., Куракин Л. А. Приемные электронно-лучевые трубки. — М., 1971.
3. Самойлов В. Ф. Генераторы телевизионной развертки. — М., 1966.
4. Расчет элементов импульсных радиотехнических устройств. / Под ред. Ю. М. Казаринова. — М., 1963.
5. Красноголовый Б. Н. Проектирование и расчет элементов индикаторных устройств. — Минск, 1971.

УДК 543.422/577.3

А. И. ХМЕЛЬНИЦКИЙ, С. Н. ЧЕРЕНКЕВИЧ, А. И. КОМЯК,  
А. А. МИНЬКО, М. М. СИДОРЕНКО

## ПРИМЕНЕНИЕ ПОЛИЕНОВЫХ АНТИБИОТИКОВ В КАЧЕСТВЕ ОПТИЧЕСКИХ ЗОНДОВ ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ СВОБОДНОРАДИКАЛЬНЫХ ПРОЦЕССОВ В БИОМЕМБРАНАХ

Одной из причин повреждения клеточных мембран является перекисное окисление остатков ненасыщенных жирных кислот липидов [1—3]. Перекисное окисление обычно характеризуют путем определения количества гидроперекисей и ТБК-активных продуктов [4], однако трактовка кинетики образования и расходования ТБК-активных продуктов полностью не проведена [4, 5]. Прямое спектрофотометрическое измерение накопления гидроперекисей в клетке затруднено вследствие того, что в области поглощения диеновых конъюгатов поглощают и другие клеточные компоненты; дополнительной помехой является и рассеяние света клеточными суспензиями.

В данной работе предложен метод исследования свободнорадикальных процессов в биомембранах, в частности, перекисного окисления липидов, основанный на изучении изменений величины оптического поглощения полиеновых антибиотиков, которые используются в качестве оптических зондов.

Молекулы полиеновых антибиотиков содержат систему сопряженных связей различной длины, определяющую хромофорные свойства соединения. В ряду этих веществ от триена до гептаена (триен, тетраен-нистатин, гексаен-нипомидин, гептаен-амфотерицин В) зависимость энергии 0-0-перехода от числа сопряженных связей носит гиперболический характер (рис. 1). По мере увеличения числа двойных сопряженных связей ( $n$ ) происходит сдвиг спектра в длинноволновую сторону. Это обстоятельство свидетельствует в пользу представления о том, что величина энергии электронного поглощения полиенов в значительной мере определяется длиной цепи  $\pi$ — $\pi$  сопряжения [6].

При окислении полиенов происходит разрушение системы сопряженных связей в молекулах. Деструкция полиенов сопровождается изменением их абсорбционных характеристик [7]. Процесс окисления полиено-

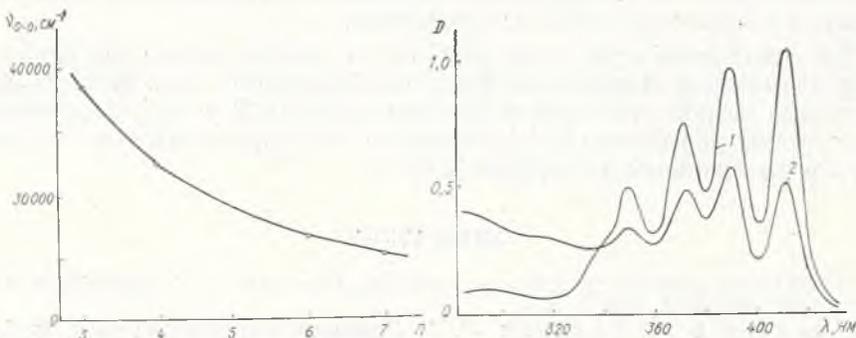


Рис. 1. Зависимость энергии электронного перехода полиеновых антибиотиков от числа сопряженных двойных связей ( $n$ )

Рис. 2. Спектры электронного поглощения амфотерицина В до окисления (1) и после него (2)