

является следствием недостаточной селективности использованных интерферометров [3].

Излучение исследованного ОКГ с селективной обратной связью является однонаправленным и представляет собой регулярную последовательность импульсов, амплитуда которых затухает с периодом следования 30 мксек.

ЛИТЕРАТУРА

1. Петрунькин В. Б., Высоцкий М. Г., Окунев Р. И. ЖТФ, 29, 928, 1969.
2. Голубев Ю. М., Привалов В. Е., Фридрихов С. А. «Оптика и спектроскопия», 27, 521, 1969.
3. Галанин М. Д., Леонтович А. М., Попова М. П., Сморгчов В. Н. «Журнал прикладной спектроскопии», 6, 454, 1967.

Поступила в редакцию
12.10 1970 г.

НИИЯФ

УДК 539.176

Н. Н. ДМИТРИЕВА, **А. А. САНИН**

О КОЭФФИЦИЕНТЕ ОТБОРА ДИОДНЫХ СХЕМ СОВПАДЕНИЙ

Диодные схемы совпадений (рис. 1) микросекундного диапазона широко применяются как в логических устройствах вычислительной техники, так и в схемах ядерной физики. Однако величина коэффициента отбора схемы ρ известна только для крайних случаев большого и малого разрешающего времени T [1, 2, 3, 4]. При этом области применения известных выражений для ρ указаны только качественно, а ве-

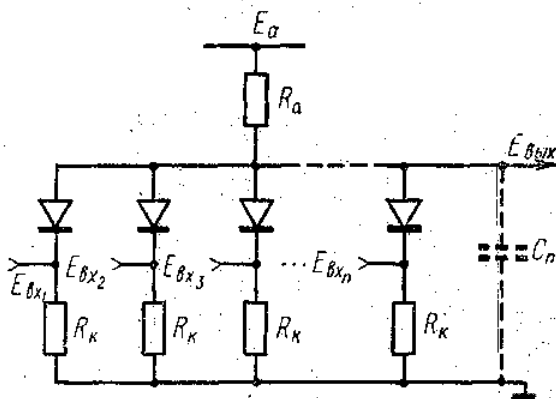


Рис. 1. Диодная схема совпадений

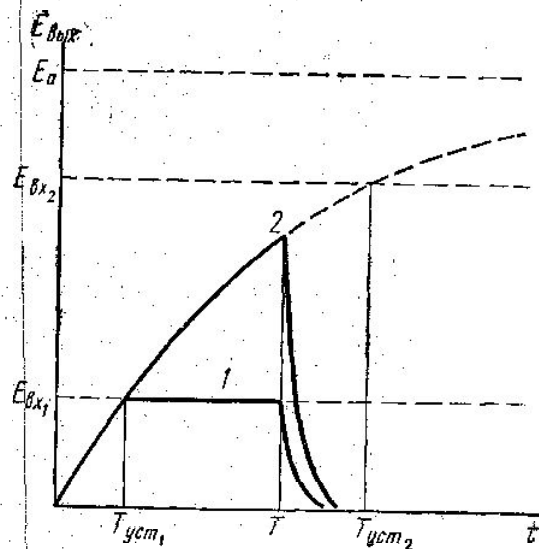


Рис. 2. Выходное напряжение схемы при разной амплитуде входных импульсов

личина ρ в промежуточной области T вообще не определялась. Нами получены выражения для ρ , справедливые при любых разрешающих временах микросекундного диапазона (поскольку процесс восстановления сопротивления диодов не рассматривался). Предполагалось, что входные прямоугольные импульсы имеют амплитуду $E_{вх}$ и длительность T . Ниже приводятся значения ρ для двухканальной схемы. Выражения ρ для n -канальной схемы отличаются лишь множителем $n/n-1$ [1, 2, 5]. Выра-

жения для ρ оказываются существенно различными в зависимости от того, успевает ли выходное напряжение достичь величины $E_{вх}$ за время импульса T или нет. На рис. 2 приведены эпюры выходного напряжения при полном совпадении, соответствующие этим двум случаям. Как видим, это зависит не только от соотношения $T/R_a C_{п}$ (рис. 1), но и от величины $E_{вх}$. При одинаковом T в случае 1 (м ш амплитуда входного импульса $E_{вх1}$) выходное напряжение достигает величины $E_{вх1}$ к моменту $T_{уст1}$ и дальнейшее возрастание его прекращается, оно фиксируется открывшимся диодом до конца действия импульса ($T_{уст1} < T$). В случае 2 (большая амплитуда входного импульса $E_{вх2} > E_{вх1}$) выходное напряжение не успевает достигнуть величины $E_{вх}$ за время T . Время установления выходного напряжения на уровне входного ($T_{уст2}$ в этом случае больше длительности импульса $T_{уст2} > T$). Выражения для ρ будут различными при $T < T_{уст}$ и $T > T_{уст}$. Величина $T_{уст}$ зависит от соотношения параметров схемы $\alpha = R_a/R_k + r_g$ и $\delta = E_{вх}/E_a$ (где r_g — сопротивление открытого диода, E_a , R_a , R_k (см. рис. 1):

$$T_{уст} = \alpha \tau \ln \frac{2\alpha}{(1+2\alpha)(1-\delta)},$$

где $\tau = C_{п}(R_k + r_g)$.
В случае $T < T_{уст}$ аналогично [5] имеем

$$\rho_1(T) = 2(1+\alpha) \times \frac{1 - \exp\left\{-\frac{T}{\alpha\tau}\right\}}{1 - \exp\left\{-\frac{\tau}{\tau}\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)\right\}}$$

При $T > T_{уст}$ получим

$$\rho_2(T) = [\delta(1+2\alpha) - 1] \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right) / 1 - \exp\left\{-\frac{T}{\tau}\left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)\right\}.$$

Полученные выражения включают в себя известные выражения для ρ и позволяют указать границы их применения. В частности, выражение для большего разрешающего времени $\rho_{\infty} = \frac{R_a}{R_k + r_g} \cdot \frac{E_{вх}}{E_a}$ справедливо, если $T > T_{уст}$, $\alpha \gg 1$ и $T \geq 5\alpha$. При $T < T_{уст}$, т. е. при более коротких импульсах, величина ρ_2 может быть больше ρ_{∞} .

На рис. 3 представлена зависимость ρ от длительности импульса для трех значений параметра α (10, 20, 50). Горизонтальные ветви кривых — это значения $\rho = \rho_{\infty}$ при разных значениях параметра δ (1/4, 1/2, 3/4). Из графика видно, что область применимости предельного выражения ρ_{∞} зависит в основном от относительной величины входной амплитуды δ . При $\delta = \frac{1}{4}$ оно применимо для $T \geq 0,25 R_a C_{п}$, при $\delta = \frac{1}{2}$ — для $T \geq 0,6 R_a C_{п}$, при $\delta = \frac{3}{4}$ для $T \geq 1,5 R_a C_{п}$ и лишь при $\delta \geq 1$ необходимо выполнение условия $T \gg C_{п} R_a$ [3]. Поскольку для диодных схем целесообразно использовать небольшие амплитуды входных импульсов [2], то можно с достаточной для практических целей точностью использовать предельное выражение $\rho = \rho_{\infty}$ при $T > T_{уст}$.

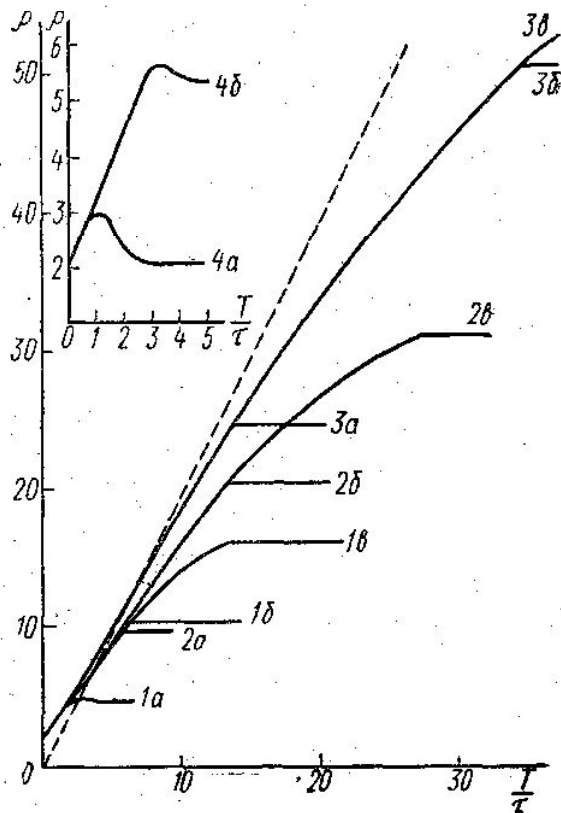


Рис. 3. Зависимость ρ от длительности импульса:

1 — $\alpha = 10$ ($\alpha - \delta = 1/4$, $\delta = 1/2$ и $\delta = 3/4$), 2 — $\alpha = 20$ ($\alpha - \delta = 1/4$, $\delta = 1/2$ и $\delta = 3/4$), 3 — $\alpha = 50$ ($\alpha - \delta = 1/4$, $\delta = 1/2$ и $\delta = 3/4$), 4 — $\alpha = 5$ ($\alpha - \delta = 1/4$ и $\delta = 1/2$).

ЛИТЕРАТУРА

1. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., Физматиздат, 1961.
2. Цитович А. П. Ядерная радиоэлектроника. М., Атомиздат, 1967.
3. Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для регистрации ионизирующих излучений. М., Атомиздат, 1967.
4. Тимахов О. Н., Любченко В. К. Селекторы импульсов. М., «Советское радио», 1966.
5. Санин А. А., Дмитриева Н. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1961.

Поступила в редакцию
12.10 1970 г.

Кафедра
НИИЯФ

УДК 538.567

А. С. ДЕМЕНТЬЕВ, А. Г. КУЛЬКИН, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

ДВИЖЕНИЕ БЕССПИНОВОЙ ЧАСТИЦЫ В СРЕДЕ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В настоящее время известно большое количество работ, в которых рассматривается влияние интенсивной электромагнитной волны на ход различных процессов в вакууме. При взаимодействии частиц с сильной волной возникают нелинейные эффекты, приводящие к изменению угловых и спектральных характеристик различных физических процессов [1, 2]. Расчет этих эффектов базируется на решении классических уравнений движения [3], и в основном на решении Волкова [4].

Представляет большой интерес исследование взаимодействия частиц в достаточно сильном поле электромагнитной волны, движущихся не в вакууме, а в среде. В этом случае изучение различных процессов позволит получить новую информацию о структуре твердого тела и влиянии среды и поля волны на характер взаимодействия частиц.

Для расчета физических эффектов необходимо получить решения уравнений движения частицы в среде в поле волны. При этом, поскольку речь идет о бозоне, должны быть найдены решения уравнения Клейна — Гордона или классических уравнений движения. Последние могут быть использованы при расчете квантовых эффектов с участием квазиклассических частиц методом, развитым в работах [5, 6]. Кроме того, эти решения необходимы для расчета различных процессов в рамках классической электродинамики.

Рассмотрим вначале классическое движение заряженной частицы в изотропной прозрачной среде в поле интенсивной монохроматической электромагнитной волны. В этом случае коэффициент преломления среды $n = \sqrt{\epsilon}$ зависит от частоты и интенсивности волны. Очевидно, полученные ниже результаты справедливы для полей, $E \ll (10^7 \div 10^9)$ в/см, не вызывающих разрушения среды.

Поле бегущей плоской волны с 4-вектором $k^i = \frac{\omega}{c}(1, \sqrt{\epsilon} \vec{n})$, $k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}(1 - n^2) \neq 0$ зависит от аргумента $\varphi = kx$. В силу этого 4-потенциал поля $A^i = A^i(\varphi)$, а условие калибровки Лоренца имеет вид

$$\partial_i A^i = k_i A'^i = 0 \quad (1)$$

(штрих обозначает дифференцирование по φ).

Удобнее всего определить закон движения частицы исходя из уравнения Гамильтона — Якоби, которое может быть точно решено:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x_i} + \frac{e}{c} A^i \right) \left(\frac{\partial S}{\partial x^i} + \frac{e}{c} A_i \right) - m^2 c^2 = 0. \quad (2)$$

Ищем решение этого уравнения в виде

$$S = -px + S_1(\varphi), \quad (3)$$

где p — постоянный 4-вектор (константа разделения), значение которого определим позже. Подставляя (3) в (2) и используя (1), находим уравнение для функции $S_1(\varphi)$