

схемы. При этом шаг по времени выбирается так, чтобы максимальное приращение фазы в любой точке схемы не превышало $\pi/100$. Все расчеты проведены в рамках микроскопической модели Вертхамера, согласно которой каждый переход характеризуется пятью параметрами [6]: критическим током I_0 , щелевым напряжением V_g , характерным напряжением $V_c = I_c R_N$, где R_N — нормальное сопротивление перехода, β — емкостной параметр $\beta = 2\pi I_c R_N^2 C / \Phi_0$, C — емкость перехода. Переход характеризуется также показателем качества туннельного перехода \varkappa , определяемого как отношение квазичастичного сопротивления в дощелевой области к нормальному сопротивлению джозефсоновского перехода $\varkappa = R_j / R_N$.

Результаты численного анализа

Типичный стробирующий импульс состоит из двух основных частей: "тело" импульса треугольной формы и следующий за ним "хвост" в виде джозефсоновских осцилляций. Такую форму импульса лучше всего охарактеризовать отношением разности амплитуды треугольной части и амплитуды осцилляций к амплитуде "тела" импульса $\delta a = \delta A / A$. Поскольку динамика двухконтактного интерферометра определяется значением тока питания I_e и параметром емкости β , то удобно вести наше рассмотрение на плоскости (β, i_e) , где $i_e = I_e / I_c$. Из численных расчетов видно (рис. 2), что для типичных значений параметров ($\varkappa = 9$, $R \sim R_{N1,2} = 1$, $l = 3$, где l — геометрическая индуктивность интерферометра в единицах $\Phi_0 / 2\pi I_c$) (сплошные кривые) с уменьшением параметра β δa ухудшается и рабочий диапазон по току i_e сужается. Левую границу рабочей области на плоскости (β, i_e) можно расширить, положив $R = 2$ для малых значений ($3 < \beta < 8$) (штриховые кривые на рис. 2). При $\varkappa = 3$ граница резко смещается вправо, что говорит о том, что качество туннельных переходов существенно влияет на динамику системы. На рис. 3 приведены линии равного фронта на плоскости (β, i_e) .

Одним из наиболее важных параметров, влияющих на динамику, является геометрическая индуктивность l

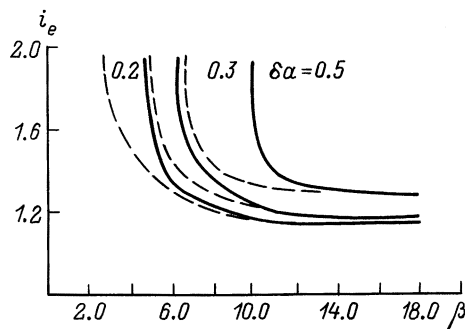


Рис. 2. Изменение параметра δa стробирующего импульса на плоскости параметров i_e и β .

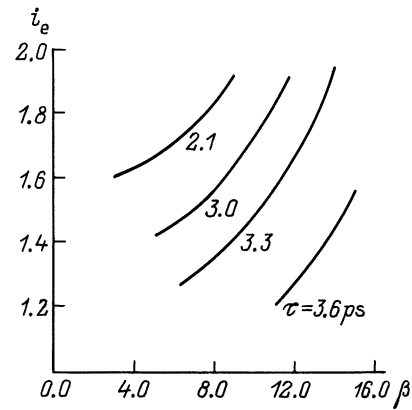


Рис. 3. Кривые равной длительности фронта стробирующих импульсов на плоскости параметров i_e и β .

двухконтактного интерферометра. Известно [7], что на ВАХ двухконтактного интерферометра при напряжении $\bar{V} = (\hbar/2e)\omega_0$ появляется узкий почти вертикальный пик, связанный с интенсивными вынужденными колебаниями с частотой $\omega_0 = (C_1 + C_2) / LC_1 C_2$ в системе, образованной индуктивностью интерферометра и емкостями переходов. Высота этого пика существенно зависит от Φ_e и может достигать $0.6I_{c+}$, где I_{c+} — критический ток двухконтактного интерферометра. Амплитуда возбуждаемых в контуре колебаний при переключении интерферометра в резистивное состояние зависит от отношения тока питания к амплитуде пика и от скорости прохождения ширины этого пика $\varepsilon = dw/dt$. Из теории колебаний известно, что размах амплитуды в контуре в линейном приближении определяется следующим образом [7]:

$$\frac{\Delta B}{B} \simeq \frac{\omega_0^2}{Q^2} \frac{1}{\varepsilon}, \quad (1)$$

где ω_0 — собственная частота колебательной системы, Q — его добротность.

Подставляя в формулу (1) пересчитанную добротность системы с учетом джозефсоновских индуктивностей и учитывая выражение ε , для симметричного интерферометра получим

$$\frac{\Delta B}{B} \simeq \frac{1}{\varkappa^2 \beta (l + 1)}. \quad (2)$$

Как видно из этой формулы, при малых \varkappa , β и l собственные колебания в контуре возбуждаются легко и интенсивно, что нежелательно для полезной динамики процессов. Поскольку значения параметров \varkappa и β определяются технологией изготовления переходов, то представляется удобным, увеличивая индуктивность l , уменьшить амплитуду возбуждаемых колебаний. Однако, как показывают численные расчеты, с увеличением l длительность стробирующего импульса тоже растет (рис. 4). Поэтому, как нам кажется, значения l , выбранное в работе [4], является оптимальным.

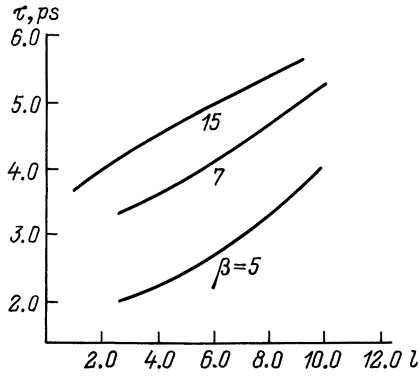


Рис. 4. Зависимость длительности стробимпульса τ от величины индуктивности интерферометра l .

Величина сопротивления R тоже существенно влияет на форму получаемого стробимпульса. Значение сопротивления выбирается из следующих соображений: поскольку скорость нарастания тока через малый переход определяется величиной сопротивления, то она должна быть такой, чтобы имело место неравенство

$$\tau_0 + \tau_D \leq \tau_N, \quad (3)$$

где τ_0 — время, за которое достигается критический ток малого перехода I_{cM} ; $\tau_0 = I_{cM}/\dot{I}$; τ_D — время задержки при линейном нарастании тока через малый переход [7]; τ_N — время переключения в резистивное состояние, т. е. длительность фронта прямоугольного импульса напряжения при переключении интерферометра; $\tau_N = R_N C$.

Физический смысл неравенства (3) сводится к тому, что в течение фронта прямоугольного напряжения процесс формирования фронта и вершины стробимпульса должен кончиться, т. е. ток через малый переход должен достичь до критического тока и должно пройти время задержки, после которого на переходе появляется заметное напряжение. Учитывая, что $\dot{I} = V_g/RR_N C$, и вводя безразмерные величины $r = R/R_N$, $\xi = I_{cM}/I_c$, $v_g = V_g/V_c$, соотношение (3) можно переписать следующим образом:

$$r \leq \left(1 - \frac{\omega_c \tau_D}{\beta}\right) \frac{v_g}{\xi}, \quad (4)$$

где $\omega_c \tau_D$ определяется как

$$\omega_c \tau_D = \begin{cases} 4.64 \sqrt{\beta} \left(\xi \frac{\sqrt{\beta} r}{v_g}\right)^{1/5} & \text{при } \beta \gg 1, \\ 2.9 \xi (\beta r / v_g)^{1/3} & \text{при } \beta \lesssim 1. \end{cases}$$

Анализ полученных формул показывает необходимость увеличения r , для того чтобы с уменьшением β выполнялось соотношение (4). Такой вывод подтверждается численными расчетами, проведенными для случая средних затуханий ($\beta \sim 3$) (рис. 2).

Как показали численные расчеты, при $\beta < 3$ параметр δa , характеризующий форму импульса, еще больше ухудшается ($\delta a \lesssim 0.1$) и рабочий диапазон по току сильно

уменьшается ($\Delta I/I_{c+} \sim 0.1$). Пользоваться такими стробимпульсами нецелесообразно, так как быстрорастущий сигнал I_s , слагаясь с относительно большими колебаниями "хвоста", может переключить компаратор в резистивное состояние, что может привести к ошибкам в измерении текущего значения сигнала. Из вышесказанного становится ясно, что при малых β ($\beta < 3$) пользоваться генератором Фариса становится нецелесообразным.

Схема с одноквантовыми импульсами

Другой вариант использования туннельных переходов с большими плотностями тока для получения коротких импульсов связан с динамикой двухконтактного интерферометра при переключении из основного сверхпроводящего состояния в соседнее сверхпроводящее состояние. Заведомо выбирая значение I_e ниже порогового значения I_Q [7] и соответственно подбирая значение I_{const} , можно получить одноквантовый импульс с площадью

$$\int V dt = \Phi_0 = \frac{\hbar}{2e} = 2 \text{ mV} \cdot \text{ps} \quad (5)$$

с амплитудой $\sim 2V_c$ и длительностью $\sim \pi/\omega_c$. Направление тока I_{const} выбирается так, чтобы квант входил через правый переход. В таком варианте отпадает необходимость пользоваться малым переходом и схема упрощается. Величина сопротивления выбирается такой, чтобы возникший обратный ток после переключения компаратора в резистивное состояние был меньше, чем критический ток правого перехода интерферометра,

$$r \geq \frac{v_g}{1 - i_e/2}, \quad i_e < i_Q. \quad (6)$$

Главным недостатком вышеуказанных генераторов коротких импульсов является необходимость использования внешнего тактируемого источника питания, который еще больше усложняет схему. Предложенная в работе [8] резистивная одноквантовая схема не обладает этим недостатком, и подобная схема была использована в качестве генератора стробимпульса [9]. Другим важным направлением улучшения параметров стробпреобразователей на туннельных переходах является повышение их устойчивости к различного рода шумам и флуктуациям температуры. Для этого была предложена балансная схема на джозефсоновских переходах, соединенных по принципу пары Гото [5,9]. При этом исключаются искажения, связанные с неидеальностью стробирующего сигнала. Временные разрешение стробпреобразователя определяется длительностью фронта перепада напряжения, которое подается на вход системы. Динамика процессов в одной из возможных схем с внутренним тактовым генератором, представляющим собой релаксатор на джозефсоновском переходе, и балансным компаратором на туннельных переходах была исследована нами в работе [10].

Схема генератора Фариса является универсальной в том смысле, что, заменяя только малый переход 3

(рис. 1) на такой же переход, что и компаратор (или наоборот), мы получим балансную схему. Динамика балансного компаратора определяется значением сигнального тока I_s и величиной скорости нарастания тока через переходы, обусловленного фронтом поданного стробирующего перепада напряжения \dot{I} . Важным является построение "переключательной" характеристики балансного компаратора на плоскости (\dot{I}, I_s) , т.е. определение той границы, выше которой переключается только один переход. Численный анализ показывает линейную зависимость I_s от $1/R$. Это означает, что с увеличением скорости нарастания $\dot{I} = V_g/RR_N C \sim 1/R$ сигнальный ток надо увеличивать так, чтобы за время переключения первого перехода ток через второй переход не доходил до критического, т.е.

$$I_s/\dot{I} \gtrsim \tau_N; \quad i_s \gtrsim v_g/r. \quad (7)$$

Как показали численные расчеты, примечательным является тот факт, что ранее полученная формула (4) для величины сопротивления R остается в силе. Это говорит о том, что динамика системы не меняется после превращения схемы Фариса в балансную.

Таким образом, можно сказать, что схема генератора, показанная на рис. 1, является универсальной: генератор Фариса, генератор одиночных импульсов и балансный компаратор являются частными случаями этой общей схемы.

Заключение

Таким образом, проведено численное моделирование нескольких типов компараторов на туннельных джозефсоновских переходах. Определены зависимости диапазонов полезной работы компараторов от параметров схемы. Показано, что по мере достижения больших плотностей критического тока j_c , соответствующих значению $\beta < 3$, использование схемы Фариса с целью создания высокочувствительного и быстродействующего стробпреобразователя становится нецелесообразным. Причина этого кроется в ухудшении параметров стробимпульса. Переход к схемам с одноквантовыми импульсами и использование балансного принципа построения компаратора обеспечивает лучшее временное разрешение [8,9] и высокую чувствительность.

Список литературы

- [1] Херманис Э.Х., Карклиньи В.Г. // Дискретные стробоскопические преобразователи. Рига: Зинатне, 1977.
- [2] Faris S.M. // Appl. Phys. Lett. 1980. Vol. 36. P. 1005–1007.
- [3] Wolf P., Van Zeghbroeck B.J., Deutsch U. // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. Mag-21. N 2. P. 226–229.
- [4] Whiteley S.R., Hohenwarter G.K.G., Faris S.M. // IEEE Trans. Magn. 1985. Vol. Mag-23. N 3. P. 899–902.
- [5] Бахтин П.А., Кандыба П.Е., Махов В.И., Павлов Г.Я. А.С. № 1008908 (СССР). БИ. 1983. № 12.

- [6] Polonsky S.V., Semenov V.K., Likharev K.K. // Abstracts of ISEC-91. Glasgow (Scotland), 1991. P. 160.
- [7] Лухарев К.К. // Введение в динамику джозефсоновских переходов. М., 1985.
- [8] Mukhanov O.A., Semenov V.K., Likharev K.K. // IEEE Trans. Magn. 1987. Vol. Mag-23. N 2. P. 759–764.
- [9] Kornev V.K., Semenov V.K. // Abstracts of ISEC-87. Tokyo, 1987. P. 131–134.
- [10] Аскерзаде И.Н., Корнев В.К. // РИЭ. 1994. Т. 39. № 5. С. 869–879.