

РАДИОФИЗИКА

УДК 538.945

ВЛИЯНИЕ ТЕХНИЧЕСКИХ ШУМОВ НА ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ РАДИОЧАСТОТНОГО СКВИДА В РЕЖИМЕ «ВНЕ ПЛАТО»

А. В. Гусев

(кафедра научной информации МГУ)

Радиочастотные сквиды в гистерезисном режиме находят широкое применение при измерении различных величин электромагнитной и другой природы. Весьма подробно теоретически и экспериментально изучен традиционный режим работы сквида на плато (рис. 1) рабочей характеристики. В работах [1, 2] установлена принципиальная возможность нового режима работы сквида при выборе рабочей точки в промежутке между соседними плато, так называемый режим «вне пла-

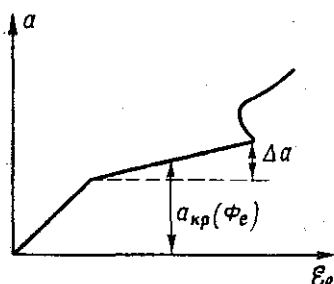


Рис. 1. Динамическая характеристика сквида

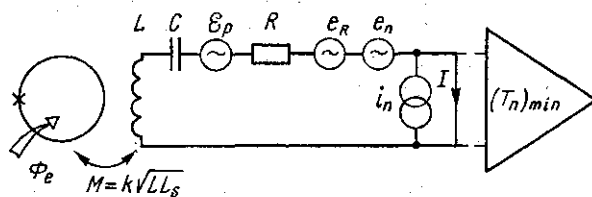


Рис. 2. Эквивалентная схема радиочастотного сквида

то». Качественная теория подтверждена экспериментально [3], однако для количественного согласования теоретических оценок и экспериментальных результатов необходимо дальнейшее совершенствование теории в области регенеративного усиления — характерной особенности нового режима [1].

Типичная схема радиочастотного сквида с идеальным предусилителем изображена на рис. 2. Здесь R, L, C — параметры контура; $M = k^2(LL_s)^{1/2}$ — коэффициент взаимной индукции между контуром и сверхпроводящим кольцом, замкнутым джозефсоновским переходом, L_s — индуктивность кольца; $\Phi_e = \Phi_{e0} + \tilde{\Phi}_s$ — измеряемый внешний поток, Φ_{e0} — постоянный поток подмагничивания. Источники флуктуаций: 1) тепловой шумовой ток нормального сопротивления контакта I_{sf} , 2) тепловой шум контура e_R , 3) входные шумы предусилителя e_n , i_n с заданной минимальной шумовой температурой [4]

$$(T_n)_{\min} = (2\pi/\kappa) (|e_n(j\omega_p)|^2 |i_n(j\omega_p)|^2)^{1/2}, \quad (1)$$

где κ — постоянная Больцмана, ω_p — частота накачки. Входным сопротивлением предусилителя в рассматриваемом диапазоне частот пренебрегаем ($R_{вх} \ll R$).

В реальном эксперименте решающая способность сквида зависит главным образом от уровня «технических» шумов: шумов контура и предусилителя. Принципиально неустранимые «естественные» тепловые шумы контакта «сглаживают» рабочую характеристику (см. рис. 1) и определяют потенциальную чувствительность и динамические параметры сквида. Расчету предельной чувствительности сквида, определяемой техническими шумами 2, 3 в режиме «вне плато», и посвящена настоящая работа.

Уравнения, описывающие процессы в схеме на рис. 2, можно представить в виде

$$\Phi + l \sin \varphi = \varphi'_e + \varphi'_k - li_{sf}, \quad li_s = \varphi_e + \varphi'_k - \varphi, \quad (2)$$

$$\varphi''_k + Q^{-1} \varphi'_k + (1 - 2\Delta) \varphi_k \approx \gamma \varepsilon_0 \cos \tau + k^2 li'_s + \gamma (e_n + e_R).$$

Здесь использованы стандартные обозначения [1, 2]: $\varphi = 2\pi\Phi/\Phi_0$ — нормированный магнитный поток в кольце, $\Phi_0 = 2 \cdot 10^{-15}$ Вб; $\varphi_e = 2\pi\Phi_e/\Phi_0$; $\varphi_k = 2\pi M \omega_p q / \Phi_0$, q — заряд на емкости; $l = 2\pi L_s I_c / \Phi_0$, I_c — критический ток контакта; $i_s = I_s / I_c$ — нормированный ток в интерферометре, L_{sf} — его шумовая составляющая; $Q = \rho / R$, $\rho = (L/C)^{1/2}$; $\Delta = (\omega_p - \omega_0) / \omega_p$, $\omega_0 = (LC)^{-1/2}$; $\gamma = (2\pi/\Phi_0) k \omega_p^{-1} (L_s/L)^{1/2}$; $\tau = \omega_p t$.

Для расчета спектральных плотностей полезного сигнала и технических флуктуаций амплитуды (a) и фазы (ϕ) результирующего тока $I = (\gamma\rho)^{-1} \varphi'_k + i_n$ используем алгоритм, развитый в [1, 2]. В итоге для амплитуды порогового сигнала в режиме минимальных шумов [4] предусилителя находим

$$[(\tilde{\Phi}_{s0})_a]_{out pl} \approx \Phi_0 (2\pi)^{-2} \Delta a \{\Delta f / \pi f_p\}^{1/2} \{[T_k + (T_n)_{min} (2Q) (\delta_1 \delta_2 + \Delta_1 \Delta_2) \times (\delta_2^2 + \Delta_1^2)^{-1/2}] T_s^{-1} (l \Delta a)^{-1/2} (\delta_2^2 + \Delta_1^2) (k^2 Q)^{-1} (\Delta_1 C_\phi)^2\}^{1/2}, \quad (3.1)$$

$$[(\tilde{\Phi}_{s0})_\phi]_{out pl} \approx \Phi_0 (2\pi)^{-2} \Delta a \{\Delta f / \pi f_p\}^{1/2} \{[T_k + (T_n)_{min} (2Q) (\delta_1 \delta_2 + \Delta_1 \Delta_2) \times (\delta_1^2 + \Delta_2^2)^{1/2}] T_s^{-1} (l \Delta a)^{1/2} (\delta_1^2 + \Delta_2^2) (k^2 Q)^{-1} (\delta_2 C_\phi)^2\}^{1/2}. \quad (3.2)$$

Здесь $\omega_p = 2\pi f_p$; Δf — ширина спектра сигнала; T_k — температура контура; $T_s \approx 4,2$ К; $\Delta a = l (2\pi k T_s / I_c \Phi_0)^{2/3}$ — важнейший и легко измеряемый в эксперименте параметр, определяющий наклон плато. Остальные параметры вычислены в [1]:

$$\delta_1 \approx (2Q)^{-1} (1 - \beta), \quad \delta_2 \approx (2Q)^{-1} (1 + \beta), \quad \beta = 4k^2 Q a_0^{-1}, \quad a_0 \approx l \gg 1; \quad (4)$$

$$\Delta_2^* \approx 2\Delta_2 Q = 2\Delta_1 Q + Y, \quad \Delta_1 \approx \Delta, \quad Y \approx (\beta/2) Z_0^{-1} (b^+/a),$$

$$Z(A) = (1 - A^2)^{1/2}, \quad b^+ \approx l - \pi - \varphi_e, \quad C_\phi \approx a_0^{-1} Z_0^{-1} (b^+/a).$$

Для описания регенеративного усиления в режиме «вне плато» вводим коэффициент регенерации, используемый для анализа условно устойчивых линейных цепей [5],

$$g = \beta^2 / (1 + \Delta_1^* \Delta_2^*), \quad \Delta_1^* \approx 2\Delta Q. \quad (5)$$

В области динамической устойчивости $0 \leq g \leq 1$. Подстановка (4), (5) в (3) при заданном коэффициенте регенерации и наиболее благоприятном выборе рабочей точки $(a - b^+)_{0 \leq g \leq 1}$ дает

$$[(\tilde{\Phi}_{s0})_a]_{\text{out pl}} \approx \Phi_0 \pi^{-2} \Delta a \{ \Delta f / \pi f_p \}^{1/2} \{ [(T_n)_{\min} (1-g) (2\Delta a/l)^{1/2} + T_k (2\beta)^{-1}] T_s^{-1} (\Delta a/l)^{1/2} \}^{1/2}, \quad (6.1)$$

$$[(\tilde{\Phi}_{s0})_\phi]_{\text{out pl}} \approx \Phi_0 \pi^{-2} \Delta a \{ \Delta f / \pi f_p \}^{1/2} \{ [(T_n)_{\min} (1-g) + T_k (2\beta)^{-1}] \times T_s^{-1} (\Delta a/l)^{1/2} \}^{1/2}. \quad (6.2)$$

Для сравнения приведем формулы, определяющие чувствительность сквида в традиционном режиме «на плато»:

$$[(\tilde{\Phi}_{s0})_a]_{\text{pl}} \approx [(\tilde{\Phi}_{s0})_\phi]_{\text{pl}} \approx \Phi_0 (2\pi)^{-2} \Delta a \{ \Delta f / f_p \}^{1/2} \{ [(T_n)_{\min} + T_k (\Delta a / 4k^2 Q)] \times T_s^{-1} (\Delta a/l)^{1/2} \}^{1/2}. \quad (7)$$

Для типичных значений $(T_n)_{\min} \approx (300 \div 500) \text{ K}$, $T_s \approx 4,2 \text{ K}$, $\Delta a \leq 0,5$, $k^2 Q > 1$ из формулы (7) следует, что чувствительность сквида в режиме «на плато» определяется в основном шумами предусилителя и для характерного значения $l \approx 2\pi$ существенно ниже, чем потенциальная, зависящая только от шумов контакта:

$$(\tilde{\Phi}_{s0})_{\text{pot}} \approx \frac{\Phi_0}{(2\pi)^2} \{ \Delta f / f_p \}^{1/2}.$$

В новом режиме «вне плато», как следует из (6), при достаточно больших $\beta = 4k^2 Q a_0^{-1}$ роль термодинамических шумов контура мала, а для относительного «охлаждения» нетермодинамических шумов предусилителя можно использовать регенеративный прием при $g \approx 1$. В результате в новом режиме в принципе возможен выход на уровень потенциальной чувствительности, что характерно для приемных устройств на отрицательном сопротивлении [5]. Отметим также, что полученные формулы (6) хорошо согласуются с экспериментальными данными [3], при этом коэффициент регенерации g определялся по крутизне преобразования полезного сигнала в фазу

$$\frac{\tilde{\Phi}_0}{(\delta \tilde{\Phi}_s / \Phi_0)} \approx \frac{(1-\beta)g}{\beta(1-g)} \cdot 180^\circ.$$

Интересной особенностью режима «вне плато» является существование в этом режиме двух принципиально различных механизмов регенеративного усиления. При $\beta > 1$ ($\delta_1 < 0$) механизм регенерации обусловлен относительным уменьшением эквивалентного затухания контура с ростом накачки (при заданной величине гистерезисных потерь $\sim I_c \Phi_0$). Такой механизм характерен для колебательных систем, возбуждаемых мгновенными силами [6]. При $\beta < 1$ ($\delta_1 > 0$, но $g \approx 1$) имеет место параметрическая регенерация (параметрическое усиление), характерная для колебательных систем с нелинейными реактивными элементами и обусловленная явлением скачка [6]. К сожалению, параметрическую регенерацию при $\beta < 1$ в новом режиме трудно использовать в реальных схемах вследствие резкого возрастания вклада тепловых шумов контура (см. (6)).

В заключение автор выражает благодарность О. В. Снигиреву за полезное обсуждение результатов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Гусев А. В., Руденко В. Н. // ЖЭТФ. 1985. 88, № 1. С. 134—144. [2] Гусев А. В., Крысанов В. А. // Радиотехн. и электроника. 1985. 30, № 3. С. 503—509. [3] Крысанов В. А., Попков А. Ф., Руденко В. Н. // Препринт физ. фак. МГУ

УДК 533.951.7/8

О ПУЧКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ПЛАЗМЕ

А. Н. Матвеев, П. А. Поляков, М. А. Тасев (Болгария)

(кафедра общей физики для физического факультета)

Плазма при высоких температурах удерживается обычно посредством магнитных полей. Однако при больших температурах и сильных магнитных полях тепловой разброс частиц становится анизотропным: вдоль внешнего магнитного поля разброс больше, а перпендикулярно полю — меньше. Такая анизотропия теплового разброса обусловлена, во-первых, сохранением продольного адиабатического инварианта при медленном увеличении магнитного поля [1], во-вторых, синхротронными потерями, которые наиболее сильны при релятивистских температурах [2]. Если тепловой разброс частиц много больше вдоль поля, чем поперек, то приближенно можно пренебречь поперечным тепловым разбросом и считать, что невозмущенная функция распределения электронов f_0' имеет вид

$$f_0' = f_0(u_{\parallel}) \delta(u_{\perp}),$$

где $u_{\parallel}$ и $u_{\perp}$ — продольная и поперечная составляющие пространственной компоненты 4-вектора скорости.

Такая плазменная модель исследовалась в работе [3] в связи с проблемой радиоизлучения пульсаров. Высокотемпературная одномерная плазменная система экспериментально реализована [4]. В [5] было установлено, что в релятивистской одномерной плазме наряду с ленгмюровской модой может существовать еще один вид плазменных колебаний в области волновых векторов $k \ll \omega_p (T/mc^4)^{1/2}$, где ω_p — плазменная частота.

Целью настоящей работы является исследование возможности возбуждения плазменных колебаний электронным потоком малой плотности с небольшим тепловым разбросом скоростей в области частот, близких к частоте указанного нового вида колебаний. Аналогичная задача исследовалась в работе [6] на основании приближенного дисперсионного уравнения, справедливого в области $(akc)^2 / |k^2 c^2 - \omega^2| \gg 1$, в то время как новый вид плазменных колебаний существует при малых значениях указанного параметра и, следовательно, результаты работы [6] не могут быть применены в рассматриваемом случае.

Дисперсионное уравнение для плазменных волн, распространяющихся вдоль оси x , где ось x направлена вдоль теплового разброса скоростей (вдоль внешнего магнитного поля), имеет следующий вид [6, 7]:

$$\varepsilon^l(k, \omega) = 1 + \sum \frac{\omega_p^2}{c^2} \int_L \frac{u_0 u^1}{k_{\alpha} u^{\alpha} k_0} \frac{\partial f_0}{\partial u^1} du^1 + \delta \varepsilon^l(k, \omega) = 0, \quad (1)$$