УДК 537.312.62 Журнал технической физики, т. 58, в. 12, 1988

РАСПРОСТРАНЕНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ ВОЛН В ДЖОЗЕФСОНОВСКИХ ЛИНИЯХ С ПОСТОЯННЫМ СМЕЩЕНИЕМ

И. Э. Булыженков, Е. В. Зуйкова

Волновые процессы в линии с распределенными джозефсоновскими переходами обладают набором необычных электродинамических свойств, представляющих теоретический и практический интерес [1, 2]. В настоящей работе будут рассмотрены особенности распространения электромагнитных волн в сверхпроводящих полосковых линиях с периодическим распределением точечных джозефсоновских контактов. Приложенное к переходам постоянное напряжение V приводит к джозефсоновским осцилляциям на частоте $\Omega=2eV/\hbar$, которые при определенных условиях могут усиливать распространяющуюся волну или в точности компенсировать ее затухание, связанное с диссипативными потерями. В последнем случае распространение волны носит стационарный характер, как будет показано, лишь для определенных значений ее амплитуд.

В одномерном случае волновое уравнение при наличии диссипативного и джозефсоновского токов имеет простой вид

$$c^2\frac{\partial^2 E}{\partial x^2}-\mu\varepsilon\frac{\partial^2 E}{\partial t^2}=4\pi\mu\left(\frac{\partial\sigma E}{\partial t}+\frac{\partial}{\partial t}j_c\sin\varphi(t)\right). \tag{1}$$

Будем искать решения этого уравнения в виде бегущей волны с медленно изменяющимися за времена ω^{-1} амплитудой и фазой

$$E(x,\ t)=E_0(t)\cos(\omega t+\theta(t)-kx).$$

Такая волна наводит переменное напряжение на переходе с характерной толщиной a и совместно с постоянным смещением V определяет поведение сверхпроводящей фазы

$$\varphi(t)=\int\frac{2e}{\hbar}(V+aE(x,\ t))\,dt+\varphi_0.$$

Таким образом, после введения безразмерных переменных $e_0(t)=2eaE_0(t)/\hbar\omega$, $\alpha(x,t)=\omega t+\theta(t)-kx$, $\beta(t)=\Omega t+\varphi_0$ можно свести волновое уравнение (1) к следующему виду:

$$\left(\dot\alpha^2-\frac{c^2k^2}{\mu\varepsilon}\right)e_0\cos\alpha+2\dot\alpha(\dot e_0+\gamma e_0)\sin\alpha=\Gamma^2\left(\frac{\Omega}{\omega}+e_0\cos\alpha\right)\cos(\beta+e_0\sin\alpha). \tag{2}$$

Здесь и далее $\gamma=2\pi\sigma/\varepsilon$ — декремент затухания волн в свободной линии; $\Gamma^2=8\pi j_c ea/\varepsilon\hbar$ — туннельный фактор джозефсоновской накачки, где амплитуда плотности сверхтока определяется количеством точечных контактов на единичной площади $j_c=\frac{1}{S^2}\sum_i I_i\delta(x-x_i)$.

В дальнейшем будем интересоваться только распространением волн с частотой $\omega=\Omega/n$. В этих случаях правую часть уравнения (2) удобно разложить в ряд по функциям Бесселя $J_n(e_0)$ и удержать в нем лишь резонансные гармоники с частотой ω, которые вносят определяющий вклад в эволюцию волны [3]. Поскольку коэффициенты при быстропеременных членах $\sin\alpha$ и $\cos\alpha$ независимо обращаются в нуль, то из (2) получим два уравнения, определяющих динамику безразмерной амплитуды $e_0(t)$ и фазы $\theta(t)$ волны

$$\dot e_0=-\left(\gamma-\frac{n(-1)^{n-1}\Gamma^2 J_n(e_0)\sin\psi_n}{e_0}\right), \tag{3}$$

$$\dot\theta=\left(\frac{ck}{\sqrt{\mu\varepsilon}}-\omega\right)+\frac{(-1)^{n-1}\Gamma^2}{2\omega e_0}(J_{n-1}(e_0)-J_{n+1}(e_0))\cos\psi_n. \tag{4}$$

Фазовый параметр $\psi_n\equiv n\alpha-\beta=n\theta(t)-\varphi_0-nkx_i$, возникший в членах, отвечающих за взаимодействие волны с джозефсоновскими осцилляциями, не зависит от текущей координаты, если точечные контакты распределены по периодическому закону $k(x_i-x_j)=2\pi m$.

Уравнение фазовой синхронизации (4) имеет стационарные значения $\dot\theta=\dot\psi_n=0$ только при выполнении условий ограничения на функцию $A_n(e_0)$

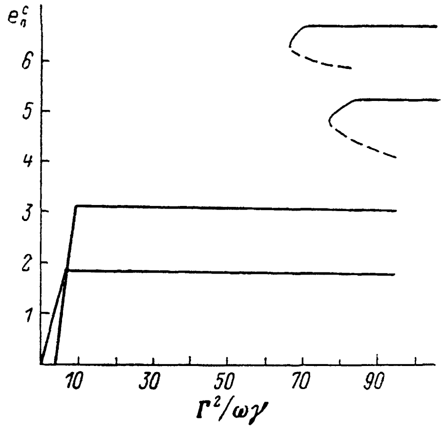
$$-1\leqslant A_n(e_0)\equiv\frac{2\omega e_0\left(ckn-\Omega(\mu\varepsilon)^{1/2}\right)}{n(\mu\varepsilon)^{1/2}\Gamma^2(J_{n-1}(e_0)-J_{n+1}(e_0))}\leqslant 1 \tag{5}$$

Отсюда следуют требования к стабилизации напряжения V, отвечающего за частоту джозефсоновской генерации Ω, а также ограничения на вариации в микрополосковой линии геометрических и физических параметров, которые определяют волновой вектор k.

Анализ системы уравнений (3)—(4) показывает, что волна линии усиливается, когда

$$\frac{n\Gamma^2}{\omega\gamma e_0^2}\left(1 - A_n(e_0)\right)^{1/2} J_n(e_0) \begin{cases} \geqslant 1, & 0 \leqslant A_n \leqslant 1, \\ \leqslant -1, & -1 \leqslant A_n \leqslant 0. \end{cases} \qquad (6)$$

По мере распространения волны изменение ее амплитуды прекращается и она достигает стационарных значений e_0^c, обращающих (6) в равенство. На рисунке представлены по две нижних ветви решения уравнения (6) для волн с несущей основной джозефсоновской частотой $\omega = \Omega$ и ее субгармоникой $\omega = \Omega/2$. Отметим, что для каждой частоты при фиксированном факторе $\Gamma^2/\omega\gamma$ существует дискретный набор стационарных значений амплитуд e_0^c, с которыми волна может распространяться в длинном переходе. Устойчивым значениям e_0^c на рисунке соответствует сплошная линия, а неустойчивым — штриховая. Если начальная амплитуда лежит ниже штриховой линии, то ее значение по мере эволюции волны выходит на нижний устойчивый уровень, если выше — на верхний.



Существенно, что стационарное распространение волн на субгармонических джозефсоновских частотах ($n \geqslant 2$) возможно лишь при превышении фактором $\Gamma^2/\omega\gamma$ определенного порога. Так, для первой субгармонической частоты, когда $\omega = eV/h = ck\,(\mu\varepsilon)^{-1/2}$, для характерных значений в полосковой линии $\omega = 2\pi \cdot 10^{11}$ с$^{-1}$, $\varepsilon = 10$, $\gamma = 10^{-8}$ с$^{-1}$, $a \simeq 10^{-4}$ см стационарное распространение волн возможно лишь при плотности джозефсоновского тока $j_c \geqslant 0.6$ мА/см^2. Такие пороговые значения плотности туннельного сверхтока можно реализовать экспериментально, нанося туннельные контакты методом электронной литографии с интервалом, кратным длине волны.

Литература

[1] *Дмитренко И. М., Янеон И. К.* ЖЭТФ, 1965, т. 49, № 12, с. 1741—1746.
[2] Солитоны в действии / Под ред. К. Лорена и Э. Скотта. М.: Мир, 1981. 185 с.
[3] *Алексеев А. Е., Булыженков И. Э.* Квант. электр., 1984, т. 11, № 2, с. 334—338.

Московский физико-технический институт
Долгопрудный

Поступило в Редакцию
12 ноября 1987 г.

УДК 772.99 *Журнал технической физики, т. 58, в. 12, 1988*

САМОУСИЛЕНИЕ ФАЗОВЫХ ГОЛОГРАММ В ФОТОПОЛИМЕРИЗУЮЩЕЙСЯ КОМПОЗИЦИИ

Э. С. Гюльназаров, Т. Н. Смирнова, Е. А. Тихонов

Процесс записи голограмм в регистрирующих материалах с откликом в реальном масштабе времени сопровождается самовоздействием записывающих световых пучков. Одно из проявлений указанного самовоздействия — самоусиление голограмм — было предсказано в [1] и осуществлено в кристаллах $LiNbO_3$ в работе [2]. Дальнейшее развитие представлений об этом процессе в чистых и легированных кристаллах $LiNbO_3$ нашло отражение в цикле работ [3-5]. Самоусиление голографической записи наблюдалось также в аддитивно окрашенных кристаллах KBr и аморфных халькогенидах [6, 7].