

## Акустический аналог диодного эффекта в структуре сверхпроводящая пленка диэлектрическая подложка.

С.Е. Гутлянский

*Физический факультет Ростовского госуниверситета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия.*

Е.Д. Гутлянский

*Институт Физики Ростовского госуниверситета, 344090 . Ростов-на-Дону, Россия*

Последнии годы внимание исследователей привлекают физические явления происходящие в движущейся вихревой структуре сверхпроводников. Оказалось, что в движущейся вихревой структуре может возникать ряд фаз, которые переходят друг в друга при увеличении скорости движения. Мы имеем в виду кристаллическую фазу, жидкую фазу, фазу типа берегового стекла. Переходы между этими фазами с макроскопической точки зрения, имеются в виду отклик системы на воздействия масштаб неоднородности которых гораздо больше меж вихревого расстояния, проявляются в особенностях удельного сопротивления  $\rho$ , как функции температуры и магнитного поля (внешнее магнитное поле задает плотность вихревой структуры).

Цель предлагаемой работы показать, что 1. помимо вышеуказанных фазовых переходов в движущейся вихревой структуре пленки при достаточно больших скоростях движения существует односторонняя коллективная мода, которая распространяется только в направлении движения вихревой структуры, в противоположном направлении она не существует; и что 2. эта мода приводит к возникновению акустического аналога диодного эффекта: коэффициент затухания ПАВ в структуре сверхпроводящая пленка на диэлектрической подложке, распространяющаяся в направлении движения вихревой структуры при совпадении скорости вихревой моды с скоростью ПАВ будет гораздо больше чем при распространении в противоположном направлении.

Взаимодействие движущейся вихревой структуры с кристаллической решеткой сверхпроводника можно описать, вводя феноменологический коэффициент вязкости  $\eta_f$ , который зависит от плотности вихревой структуры и температуры. Он однозначно связан с удельным сопротивлением сверхпроводника  $\eta_f = B_0^2 / \rho$ , - здесь  $B_0$  - индукция магнитного поля внутри сверхпроводника, пропорциональная плотности вихревой структуры. Мы получили уравнение движения вихревой структуры в пленке, обобщающее уравнения Перла на случай колеблющейся кристаллической решетки пленки, предполагая, что толщина пленки  $d$  меньше

лондоновской глубины проникновения  $\lambda_L$  и имеет вид:

$$\vec{A}\delta(y) - \lambda_{eff} \nabla^2 \vec{A} = \vec{S}\delta(y) - \frac{m}{q} \vec{U}\delta(y) \quad (1)$$

где  $\vec{S} = \phi_0 \nabla \Phi / 2\pi$ ,  $\nabla \times \vec{S} = \vec{B}_v$ ;  $\phi_0$ ,  $\Phi$ ,  $\vec{A}$ ,  $\vec{U}$  - квант магнитного потока фаза параметра порядка, векторный потенциал магнитного поля и вектор деформации пленки соответственно,  $\lambda_{eff} = \lambda_L^2 / d$ ,  $\vec{B}_v$  - плотность вихревой структуры. Пленка расположена в плоскости XZ и волновой вектор ПАВ направлен вдоль оси Z. Для полного описания движения вихревой структуры в пленке необходимо добавить к уравнению (1) уравнение непрерывности и уравнение описывающее движение вихревой структуры в пленке, ниже мы рассматриваем грязный сверхпроводник - пренебрегаем эффектом Холла

$$\frac{\partial \vec{B}_v}{\partial t} = \nabla \times \left[ \left( \dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}} \right) \times \vec{B}_v \right] \quad (2)$$

$$\eta_f (\dot{\vec{W}} - \dot{\vec{U}}) = \vec{I}_0 \times \vec{B}_v + \vec{I}_a \times \vec{B}_v \quad (3)$$

здесь  $I_0$  - постоянная составляющая тока задаваемая внешним источником и разгоняющая вихревую структуру до нужной скорости,  $I_a$  - переменный ток индуцированный колебаниями пленки и вихревой структуры,  $\vec{W}$  - вектор деформации вихревой структуры в пленке. Представляя вектор скорости вихревой структуры в виде  $\dot{\vec{W}} = \vec{V} + \dot{\vec{W}}'$ , где  $\vec{V}$ ,  $\dot{\vec{W}}'$  - скорость вихревой структуры как целого (постоянная составляющая локальной скорости вихревой структуры) и переменная составляющая локальной скорости вихревой структуры, соответственно. Линеаризуем систему уравнений (1)-(3), полагая  $\vec{B}_v = \vec{B}_0 + \Delta \vec{B}_v$ , и  $B_0 \gg \Delta B_v$ . Далее раскладываем  $\eta(B_v)$  в ряд Тейлора в точке  $B_0$  с точностью до членов второго порядка малости по

$\Delta B_v : \eta_f = \eta_0 + \eta_{,B} \cdot \Delta B_v$  где  $\eta_0 = \eta_f(B_0)$  нулевой порядок в разложении коэффициента вязкости по колебаниям плотности вихревой структуры, а  $\eta_{,B} = (d\eta(B_v)/dB_v)_{B_0}$ , получим

уравнение описывающее колебания движущейся вихревой структуры

$$\left[ -i\omega\eta_0 + i\omega\eta_0 \left( 1 + \frac{\eta_{,B} B_0}{\eta_0} \right) \frac{\vec{k}\vec{V}}{\omega - V\vec{k}} + \frac{\vec{k}\vec{V}}{\omega - V\vec{k}} D \right] \vec{W}' = -D\vec{W}' \quad (4)$$

здесь  $D = 2kB_0^2/\mu_0(1 + 2\lambda_{eff}k)$

Откуда непосредственно получается дисперсионное уравнение:

$$\left( i \frac{C'}{\omega\eta_0} - \frac{2V}{\omega} \gamma \right) k + 1 = 0 \quad (5)$$

и следовательно, с учетом неравенства  $\lambda_{eff}k_0 \ll 1$ , для волнового вектора получается выражение

$$k = \frac{\omega}{2\gamma V} \frac{1}{1 + \delta^2} (1 + i\delta) \quad (6)$$

здесь  $C' = 2B_0^2/\mu_0(1 + 2\lambda_{eff}k_0)$ ,  $\delta = C'/2\gamma V\eta_0$

$k_0 = \omega/2\gamma V$ ,  $\gamma = 1 + \eta_{,B}B_0/2\eta_0$

Если  $\delta \ll 1$ , то существует хорошо определенная коллективная мода, фазовая скорость которой  $V_{mf}$  равна

$$V_{mf} = 2\gamma V \quad (7)$$

И естественно, в случае если скорость ПАВ  $V_R$  будет совпадать с скоростью этой моды мы будем иметь резонансную пекрекачку энергии ПАВ в энергию движения вихревой структуры. Например, для режима Free Flux Flow скорость этой моды  $V_{mf} \approx 3V$ . Следовательно, при скорости

вихревой структуры в окрестности очки  $V \approx V_R/3$  и тем более в области  $V \succ V_R/3$  эта мода хорошо определена –неравенство  $\delta \ll 1$  удовлетворяется с большим запасом

$$2r_n B_0/3\mu_0 V_R B_{c2} \ll 1 \quad (8)$$

здесь  $r_n$  сопротивление сверхпроводника в нормальном состоянии,  $B_{c2}$  - второе критическое поле. Поэтому при скорости вихревой структуры  $V \approx V_R/3$  будет происходить перекачка энергии из ПАВ в коллективную моду и будет наблюдаться аномальное затухание ПАВ. Интересной особенностью этой моды является ее

односторонность – она распространяется только в направлении движения вихревой структуры. Поэтому ПАВ распространяющаяся в противоположном направлении будет затухать слабо.

Далее мы показываем, что пленку на поверхности подложки можно с точностью до членов второго порядка по величине  $d/\lambda_R$  заменить на импедансное граничное условие, используя которое мы нашли вклад в коэффициент затухания ПАВ акустовихревого взаимодействия. На Рис.1 показано отношение коэффициентов затухания ПАВ в направлении движения вихревой структуры  $\alpha_{at}(V)$  к коэффициенту затухания ПАВ в противоположном направлении  $\alpha_{at}(-V)$ . Из результатов расчета мы видим, что эта величина ведет себя резонансным образом и максимум этого отношения достигается при скорости движения вихревой структуры приблизительно равной одной третьей скорости ПАВ.

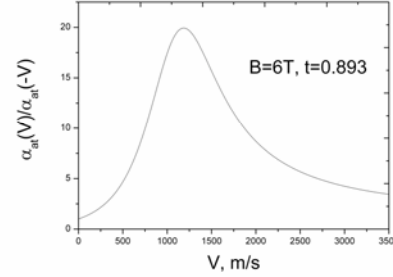


Рис. 1. Величина диодного эффекта, рассчитанная для ПАВ распространяется на подложке из  $-YZ$  среза ниобата лития с нанесенной пленкой  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  толщиной  $0.3\mu m$ .  $r_n = 1\mu\Omega cm$  в режиме Free Flux Flow.

Работа выполнена при поддержке программ: Университеты России грант ур.01.01.036 и Мин.Обр. грант E02-3-334.