

ТРАЕКТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В НЕЛИНЕЙНОМ СВЧ ОТКЛИКЕ ОЛОВА В СЛАБОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Ф.Гантмахер, Г.И.Левиев, М.Р.Трунин

Экспериментально наблюдалась нелинейная высокочастотная проводимость олова при гелиевых температурах, обусловленная, по-видимому, влиянием переменного магнитного поля в скин-слое на движение электронов по скачущим траекториям.

Нелинейные эффекты в нормальных металлах в СВЧ диапазоне до сих пор наблюдались лишь в висмуте, где число носителей и эффективные массы малы^{1,2}. В настоящей работе удалось наблюдать нелинейный СВЧ отклик олова, в котором число электронов на атом порядка единицы. Экспериментальная установка аналогична описанной в²: образец, помещенный в бимодальный резонатор, облучался СВЧ полем большой амплитуды на частоте $\omega/2\pi = 9,2$ ГГц. При этом он излучал сигнал на частоте 2ω , мощность которого $P_{2\omega}$ зависела от величины постоянного магнитного поля H , приложенного параллельно поверхности образца (образцы имели форму дисков диаметром 18 мм и толщиной около 0,5 мм).

Наиболее существенное изменение установки, по сравнению с², заключалось в том, что образец не омывался жидким гелием, а охлаждался через теплообменный газ. Это позволяло работать с малым уровнем шумов при температуре выше λ -точки. Перегрев образца относительно гелиевой ванны не превышал 0,15 К, о чем можно было судить, наблюдая сверхпроводящий переход в олове.

На рис. 1 и рис. 2 представлены результаты экспериментов при $T = 3,8$ К на образцах с нормалью $n \parallel [001]$ при поле $H \parallel [100]$. Как видно из рис. 1, сигнал $P_{2\omega}(H)$ имеет широкий максимум в полях 20 – 40 Э и тонкую структуру в меньших полях. Эта структура подробно показана на рис. 2. Ее вид зависит от амплитуды H_{\sim} СВЧ поля H_{ω} . При посте-

пенном увеличении H_{\sim} сначала появляются резонансные пики в слабых полях, затем их перегоняют и забывают резонансы в большем поле. Всего наблюдалось четыре пика. Хотя они слегка смещаются с увеличением H_{\sim} , с довольно хорошей точностью прослеживается их периодичность в обратном поле (рис. 3):

$$H_n = H_1/n, \quad H_1 \approx 12\text{Э}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (1)$$

Описанный сигнал наблюдался лишь на образцах с зеркальной поверхностью и был очень чувствителен к ее качеству. Понижение температуры от 4,3 до 3,8К увеличивало сигнал в несколько раз.

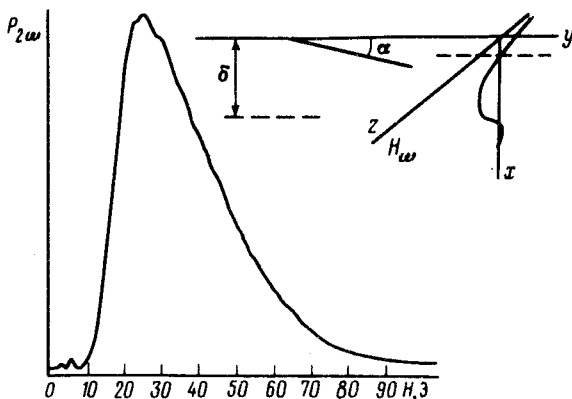


Рис. 1. Мощность $P_{2\omega}$ в зависимости от H . Амплитуда возбуждающей волны $H_{\sim} = 12\text{Э}$

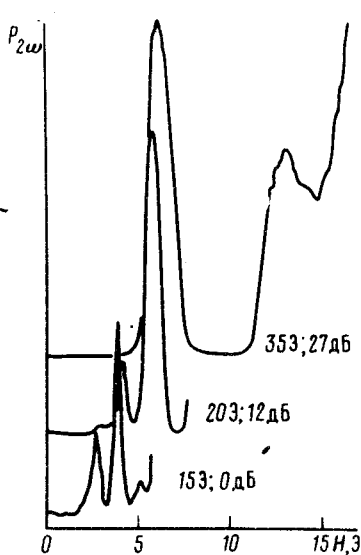


Рис.2

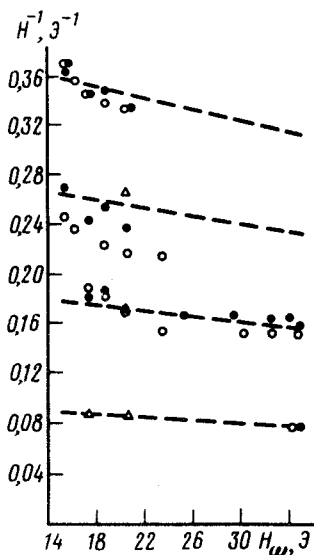


Рис.3

Рис. 2. Мощность $P_{2\omega}(H)$. Около кривых указаны величина H_{\sim} и чувствительность приемной системы в относительных единицах

Рис. 3. Смещение резонансных линий при изменении амплитуды падающей волны. Различные значки относятся к разным образцам. Пунктиром показана аппроксимация экспериментальных точек формулой $H_n^{-1} = H_1^{-1}n$

Остановимся сначала на резонансных пиках в малых полях. Резкая и плохо контролируемая зависимость их амплитуды от качества поверхности образца указывает на то, что они определяются так называемыми скачущими электронами, зеркально отражающимися от поверхности под малыми углами. Однако положения резонансов не совпадают с теми, которые обусловлены резонансными переходами между квантовыми магнитными поверхностными уровнями³, и которые наблюдаются в поверхностном импедансе в линейном режиме^{4,5}. Вероятно, это обусловлено тем, что переменное магнитное поле разрушает квантовые состояния, построенные в³, так как большую часть времени мгновенные значения поля в скин-слое существенно превышают резонансные. Поэтому, учитывая сложность соот-

ветствующей квантовомеханической задачи, мы попытались предложить объяснение наблюдающихся нелинейных резонансов в терминах классических траекторий, причем таких, которые проходят вне сильного переменного магнитного поля.

Направим ось Ox по внутренней нормали к поверхности и пусть переменное магнитное поле в скин-слое параллельно внешнему: $H_{\omega} \parallel H \parallel Oz$ (см. вставку на рис. 1). Рассмотрим электроны, движущиеся в плоскости (x, y) , перпендикулярно магнитным полям H и H_{ω} , и стартовые от поверхности $x = 0$ в тот момент времени $t = 0$, когда на ней находится узел поля H_{ω} . Те из них, которые движутся вглубь в фазе с этим узлом, уйдут из скин-слоя, не испытав влияния сильного магнитного поля. Это — электроны, движущиеся под углом к поверхности $a = v/v_F \approx 10^{-2}$, где v_F — скорость Ферми, а v — скорость движения вглубь узла переменного поля. Например, если $H_{\omega} = H_{\sim} \exp(-k_1 x / \cos(\omega t - k_2 x))$, то $v = \omega / k_2$, независимо от величины k_1 . Потребовав, чтобы эти электроны, двигаясь уже вне скин-слоя во внешнем поле H , вернулись в скин-слой через целое число периодов n , получим для H условие ⁴

$$H_n = \frac{1}{n} \left(\frac{c\omega^2 p_F \delta}{ev_F^2} \right) \frac{1}{n}, \quad n = 1, 2, 3, \dots \quad (2)$$

($\delta \approx k_2^{-1}$ — толщина скин-слоя, p_F — фермиевский импульс). В поле (2) рассматриваемая группа электронов после отражения опять покинет скин-слой, двигаясь в узле магнитного поля волны.

Повышению вклада этой группы электронов в скин-ток способствует фокусировка пучка траекторий вблизи траектории, уходящей от поверхности под углом a . По сути дела это — фокусировка знакопеременным полем, используемая для стабилизации пучка в линейных ускорителях. На электрон, покинувший поверхность в момент $t = 0$ под углом близким, но не равным a , действует сила

$$F \approx \frac{e}{v} v_F \frac{\partial H}{\partial x} (x - x_0), \quad x_0 = v_F at, \quad \left| \frac{\partial H}{\partial x} \right| \approx H_{\sim} / \delta, \quad (3)$$

знак которой зависит от знаков $\partial H / \partial x$ и горизонтальной составляющей скорости v_y ($|v_y| \approx v_F$). Под действием этой силы электроны будут совершать гармонические колебания вокруг траектории a с периодом

$$\omega_f = (\Omega_{\sim} v_F / \delta)^{1/2}, \quad \Omega_{\sim} = eH_{\sim} / mc. \quad (4)$$

Нетрудно проверить, что при наших амплитудах поля H_{\sim} по порядку величины $\omega_f \approx \omega$, так что за время, пока электроны покидают скин-слой, они вполне могут успеть сгуститься вокруг траектории a . Фокусировка будет происходить дважды за период, через промежутки времени π / ω , причем фокусируются поочередно электроны, у которых $v_y > 0$ и $v_y < 0$. Одна из этих групп — скачущие электроны, испытывающие резонансы в полях (1). Один раз в период они должны давать всплеск скин-тока, что приводит к появлению второй гармоники.

Наконец, несколько слов о возможных причинах появления широкого максимума в полях $H \approx 20 - 30 \text{ Э}$. В ⁴ указывается на существование еще одного характерного значения постоянного магнитного поля

$$H_m = \frac{8}{\pi^2} (c\omega^2 p_F \delta / ev_F^2), \quad (5)$$

при котором время нахождения электрона в скин-слое равно половине периода: $\Delta t \approx \pi / \omega$. Это поле $H_m \approx 2,5 H_1$, что примерно совпадает с положением широкого максимума относительно резонанса H_1 . Довольно естественно, что максимум вблизи поля H_m широкий, так

как никакого резонанса здесь по существу нет. На генерацию второй гармоники в этом интервале полей указывают и расчеты, выполненные по теории возмущений⁶.

К сожалению, для олова не опубликовано надежно расшифрованных спектров квантовых поверхностных состояний. Поэтому наилучшей проверкой высказанных предположений о природе наблюдавшихся резонансов будут эксперименты на металлах, где такие спектры имеются.

Литература

1. *Buchsbaum S. Y., Smith G. E.* Phys. Rev. Lett., 1962, 9, 342.
2. *Гантмахер В. Ф., Левиев Г. И., Трунин М. Р.* ЖЭТФ, 1982, 82, 1607.
3. *Prange R. E., Nee T. W.* Phys. Rev., 1968, 168, 779.
4. *Хайкин М. С.* УФН, 1968, 96, 409.
5. *Koch J. F., Kuo C. C.* Phys. Rev., 1966, 143, 470.
6. *Конатов А. П.* ЖЭТФ, 1980, 78, 1408.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 ноября 1982 г.