

# ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ СВЕРХВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ В СКИН-СЛОЕ ИНДИЯ

Р.Т.Миша, М.С.Хайкин

Экспериментальное изучение стационарного распределения электромагнитного поля сверхвысокой частоты вне проводника обычно осуществляется методом пробного тела. Подобный же метод применим и для исследования электромагнитного поля в скин-слое металла. В этом случае в качестве пробного тела можно использовать определенную избранную группу носителей тока в металле.

Как известно [1,2], небольшой наклон постоянного магнитного поля  $H$  к плоской поверхности исследуемого монокристалла металла приводит к изменению спектра циклотронных резонансов, которое объясняется [2] доплеровским сдвигом частоты циклотронного резонанса на носителях тока, имеющих компоненту скорости  $v_H \parallel H$ .

Представим электромагнитную волну, распространяющуюся вдоль внутренней нормали  $z$  к поверхности металла, в виде

$$E(z, t) = E_0 \exp i(-z/\delta_i + i z/\delta_a + \omega t), \quad (I)$$

где индуктивная скин-глубина  $\delta_i$  характеризует скорость волны, а активная скин-глубина  $\delta_a$  - ее затухание.

Если поле  $H$  направлено под углом  $\nu$  к поверхности металла, то для носителей тока, движущихся со скоростью  $v_H \sin \nu$  вглубь или к поверхности металла, частота  $\omega$  смещается вследствие эффекта Доплера на

$+v_H \sin \nu / \delta_i$  со знаком - или + соответственно. Это приводит к относительному сдвигу циклотронного пика на величину

$$\delta H_n^{-1} / H_n^{-1} = \mp v_H \sin \nu / \omega \delta_i, \quad (2)$$

где  $H_n$  - поле не сдвинутого циклотронного резонанса порядка  $n$  при  $\nu = 0$ .

Носители тока, принадлежащие опорной точке поверхности Ферми, на которых возможен циклотронный резонанс [3], движутся вдоль  $H$  с фермиевской скоростью  $v_F = v_H$ , определяемой соотношением

$$v_F = P_c / \mu m_e. \quad (3)$$

Эффективная масса  $\mu = e / m_e c \omega \Delta H^{-1}$  находится по периоду  $\Delta H^{-1}$  циклотронного резонанса при  $\nu = 0$ , а  $P_c$  есть радиус фермиевской сферы, вычисленный по модели свободных электронов или измеренный в другом опыте. Таким путем можно по формуле (2) найти  $\delta_i$ .

При увеличении  $\nu$  носители тока за время, равное циклотронному периоду  $T_n = 2\pi n / \omega$ , все более удаляются от поверхности металла и амплитуда циклотронного резонанса уменьшается. По ее резкому уменьшению определяется угол  $\nu_0$ , при котором носители тока уходят на глубину скин-слоя, что дает:

$$\delta_2 = 2\pi n v_H \sin \nu_0 / \omega. \quad (4)$$

Отсюда следует возможность определения  $\delta_2$ .

Опыты проводились с монокристаллом индия  $\phi 17,8$  мм и толщиной 1 мм [4], имевшем зеркальную плоскую поверхность ориентации (011). Циклотронный резонанс наблюдался на частотах 9,58 и 18,6 ГГц методом [5] при температуре 1,5°К в поле до 8 кэ, параллельном оси [III] и высокочастотным токам в образце.

На рис. I приведены записи спектров циклотронных резонансов на опорной точке дырочной поверхности Ферми второй зоны. При  $\nu^{\lambda} = 0$  наблюдаются резонансы до порядка  $n=26$ , отвечающие массе  $\mu = 1,605 \pm 0,005$ . По модели свободных электронов  $P_c = 1,1 \cdot (h/a)$  [4]. Измерения импульса  $P_c$  по размерному эффекту <sup>1)</sup> дают  $P_c = (1,25 \pm 0,05) (h/a)$ ; отсюда по формуле (3) получаем  $\nu_F = (1,24 \pm 0,05) \cdot 10^8$  см/сек.

При небольшом  $\nu^{\lambda}$  (рис. I) циклотронный резонанс расщепляется на две серии пиков, эквидистантных в функции от  $H^{-1}$ . Относительное смещение каждого резонанса  $\pm \delta H_n^{-1} / H_n^{-1}$  растет пропорционально  $\nu^{\lambda}$  до  $\nu^{\lambda} = 3 \rightarrow 4'$  (рис. 2). При дальнейшем увеличении  $\nu^{\lambda}$  расщеплением  $\delta H_n^{-1}$  перестает расти; минимумы уширяются, в то время как максимумы становятся острее. При  $\nu^{\lambda} = 15 \rightarrow 20'$  спектр приобретает вид, не изменяющийся до максимального в данных опытах угла  $\nu^{\lambda} = 1^{\circ}$ : вследствие появления на месте минимумов новых максимумов число пиков оказывается удвоенным по сравнению с  $\nu^{\lambda} = 0$ . Удвоение числа пиков происходит благодаря возбуждению циклотронного резонанса на листьях тока, наблюдавшегося ранее на Al и K [6].

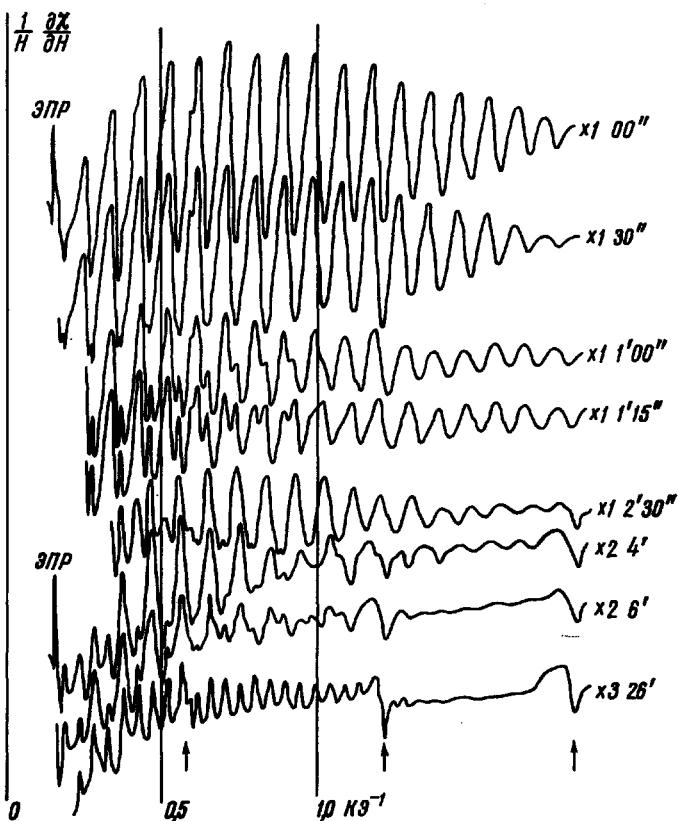


Рис. I. Записи логарифмической производной реактивной части поверхностного сопротивления индия в функции от обратной величины магнитного поля  $H^{-1}$  для разных углов  $\vartheta$  наклона поля к поверхности образца. Стрелками снизу отмечены циклотронные резонансы на электронной поверхности Ферми третьей зоны [4]. Справа от кривых указано усиление схемы и угол  $\vartheta$

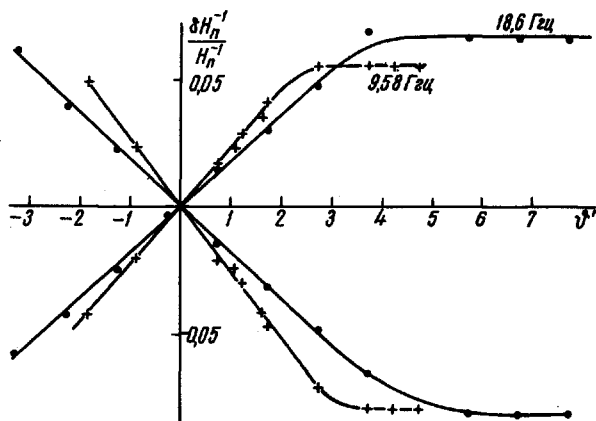


Рис.2. Относительный сдвиг  $\frac{\delta H_n^{-1}}{H_n^{-1}}$

пика циклотронного резонанса порядка  $n = 5$  в функции от угла  $\vartheta$ . Точки на верхней половине графика отвечают дыркам, движущимся от поверхности вглубь металла; на нижней половине — движущимся к поверхности

Резонанс на листках тока с периодом  $\frac{1}{2} \Delta H^{-1}$  возникает, когда дырки за время  $\Gamma_n$  выходят из скин-слоя. Таким образом, при  $\vartheta > \vartheta_0$  этот эффект заменяет собой на записи опыта обычные циклотронные резонансы, сдвинутые эффектом Доплера (рис.1). Поэтому угол  $\vartheta$  определяется по рис.2 как место излома зависимости  $\delta H_n^{-1}(\vartheta)$ ; полученные по формуле (4) значения  $\delta_2$  даны в таблице.

$\omega/2\pi$ , ГГц	$\delta_i$ , $10^{-5}$ см	$\delta_e$ , $10^{-5}$ см	$\delta_i/\delta_e$	$\Sigma$ , $\text{ом}^{-1}$	$v = \omega \delta_i$ , $10^6$ см/сек
24,05 1)	-	-	-	31 1)	-
18,6	$1,7 \pm 0,1$	3,9	0,44	$48 \pm 3$	2,0
9,58	$2,4 \pm 0,2$	5,3	0,45	$66 \pm 6$	1,4
3,00 2)	$1,65 \pm 0,02$ 2)	-	-	$490 \pm 8$ 2)	-

1) Данные работы [9]. 2) Данные работы [7].

Отметим, что угол  $\psi_0^{\delta}$  различен для дырок, движущихся в противоположных направлениях, так как на них циклотронные резонансы одного порядка происходят в разных магнитных полях. В таблице приведены  $\delta_i$ , вычисленные по формуле (2) для  $\psi < 4'$ . Там же дана  $\delta_i$ , измеренная на 3 ГГц с использованием перехода индия в состояние сверхпроводимости [7].

Отметим следующие результаты данных опытов: 1) ширина пиков циклотронного резонанса практически не изменяется при их расщеплении; 2) относительное смещение резонансов  $\delta H_n^{-1}/H_n^{-1}$  при малых  $\psi$  не зависит от  $n$ ; 3) отношение  $\delta_i/\delta_e = X/R = 0,44$  почти вчетверо меньше, чем по теории аномального скин-эффекта [8]. На основании этих фактов с точностью эксперимента характер волны в скин-слое индия может быть представлен формулой (1).

С учетом формулы (I) поверхностное сопротивление имеет вид:

$$Z = R + iX = \frac{4\pi\omega}{c^2} \delta_i \frac{1 + i\delta_i/\delta_e}{1 + (\delta_i/\delta_e)^2}. \quad (5)$$

Вычисленная по формуле (5) поверхностная проводимость  $\Sigma = R^{-1}$  индия приведена в таблице. Там же даны результаты измерений при высокочастотных токах, параллельных оси [III] на частоте 3 ГГц [7] и на поликристаллическом индии на частоте 24 ГГц [9]. Видно, что результаты данной работы и [9] согласуются.

По теории [8]  $\Sigma \sim \omega^{-2/3}$ . Однако, если пересчитать  $\Sigma$  (3 ГГц) к 18,6 ГГц, полученная величина втрое превосходит найденное в данной работе значение  $\Sigma$  (18,6 ГГц). Величины  $\delta_i$  (3 ГГц) и  $\delta_i$  (18,6 ГГц), указанные в таблице, практически совпадают, тогда как согласно [8] в соответствии с законом  $\delta_i \sim \omega^{-1/3}$  они должны отличаться в  $\sim 1,8$  раза. Из результатов данной работы, предполагая степенную зависимость  $\delta_i \sim \omega^X$ , следует  $X = -0,5 \pm 0,15$ .

Расхождение полученных данных с теорией аномального скин-эффекта [8] не является неожиданным, поскольку эта теория относится к металлу, находящемуся в нулевом магнитном поле. Рассмотрение поверхностного сопротивления металла в магнитном поле, параллельном его поверхности, приведено в работе [10]. Однако формулы, пригодные для непосредственного сравнения с результатами данных опытов, еще не получены.

П.Л.Капице авторы благодарны за внимание и интерес к

работе, В.С.Эдельману - за помощь в проведении опытов, М.Я. Азбель - за обсуждение результатов, Г.С.Чернышеву и В.А.Юдину - за техническую помощь.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР  
Физический институт  
ГКАЭ, Ереван

Поступило в редакцию  
II марта 1965 г.

### Литература

- [1] М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 39, 517, 1960; 42, 27, 1962.
- [2] J.E.Koch, R.A.Stradling, A.F.Kip. Phys. Rev., 133 A, 240, 1964.
- [3] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957; Э.А.Канер, М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 33, 1461, 1957.
- [4] Р.Т.Мина, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 48, III, 1965.
- [5] М.С.Хайкин. ПТЭ, № 3, 95, 1961.
- [6] C.C.Grimes, A.F.Kip, F.Spong, R.A.Stradling, P.Pincus. Phys.Rev.Lett., II, 455, 1963; C.C.Grimes, A.F.Kip. Phys. Rev., 132, I991, 1963.
- [7] P.N.Dheer. Proc. Roy. Soc., A 260, 383, 1961.
- [8] G.E.Reuter, E.H.Sondheimer. Proc. Roy. Soc., A 195, 36, 1948; A.B.Pippard. Adv. in Electronics a. Electron Physics, VI, Acad. Press, N.Y., 1954.
- [9] C.J.Grebenkepper. Phys. Rev., 96, II97, 1954.
- [10] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 39, 400, 1960.

---

1) Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и И.П.Крылову за сообщение этого результата до опубликования.