

НЕЛИНЕЙНЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ВИСМУТЕ

Г.И.Левиев, В.Б.Иконников, В.Ф.Гантмахер

При облучении пластины висмута электромагнитной волной 3-х сантиметрового диапазона в отраженной волне на удвоенной частоте наблюдался нелинейный циклотронный резонанс.

Хорошо известный резонанс в металлах в магнитном поле, параллельном поверхности, проявляется в эксперименте как особенность в импедансе в полях H_n при которых выполняется условие:

$$n\Omega_n = \omega \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (1)$$

где $\Omega_n = eH_n / mc$ — ларморовские частоты, а ω — частота падающей на металл электромагнитной волны. Резонанс обусловлен электронами периодически возвращающимися в скин-слой и оказывающимися в фазе с высокочастотным полем.

При повышении амплитуды падающей волны линейная связь между высокочастотным полем и током нарушается, в основном, из-за магнитного поля волны, искажающего форму электронных траекторий в скин-слое. Амплитуды высших гармоник в нелинейном токе зависят от соотношения между частотой гармоники и частотой орбитального движения электронов. В частности для второй гармоники резонансные условия, аналогичные (1) имеют вид:

$$\frac{n}{2} \Omega_{n/2} = \omega \quad n = 1, 2, 3 \dots, \quad (2)$$

т.е. резонанс имеет место не только при целых, но и при полуцелых значениях индекса $n/2$. Теория нелинейного циклотронного резонанса была недавно развита в работе Копасова [1]. Эта работа стимулировала постановку описываемых ниже экспериментов.

Образец В1 в виде диска диаметром 18 мм и толщиной 2 мм, с осью S_3 вдоль оси диска помещался на дне двухмодового цилиндрического резонатора, настроенного на частоты ω и 2ω . Резонатор работал на моде E_{010} на частоте 9,2 ГГц и на моде H_{111} на частоте 18,4 ГГц. Магнитное поле и образец можно было независимо поворачивать в горизонтальной плоскости. Поворот образца позволял изменять вклад различных эллипсоидов в излучаемый на частоте 2ω сигнал. Связь резонатора с приемным волноводом осуществлялась через узкую щель S , так что в волновод попадал сигнал лишь от той компоненты колебаний частоты 2ω в резонаторе, токи в которой были перпендикулярны оси щели. Электромагнитная волна создавалась магнетроном, работающим в импульсном режиме, с длительностью импульса 2 и 4 мксек. Частота повторения подбиралась такой, чтобы не было среднего разогрева образца. Мощность, падающая в резонатор, варьировалась от 1 кВт до 10 Вт, что при добротности резонатора равной 1400 соответствует амплитуде высо-

кочастотного поля от 40 до 4 э. Температура в эксперименте была, как правило, 1,8 К, но резонансы хорошо видны и при 4,2 К. Излучение на удвоенной частоте принималось гетеродинным приемником с чувствительностью 10^{-11} Вт. С выхода приемника сигнал подавался на импульсный вольтметр и после него на логарифмический вход двухкоординатного самописца.

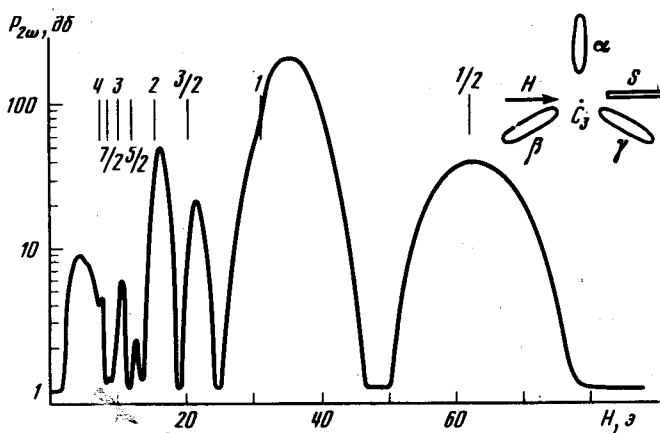


Рис. 1. Зависимость излучаемой мощности на частоте 2ω от магнитного поля. Температура 1,8 К амплитуда падающей волны 12 э. На вставке показано расположение электронных эллипсоидов относительно поля H и щели S

На рис. 1 приведен пример записи изменения отраженной мощности в зависимости от величины магнитного поля H . Из указанной на вставке справа геометрии эксперимента видно, что эллипсоид вообще не участвует в формировании сигнала на частоте 2ω , а эллипсоиды β и γ расположены симметрично относительно поля H , так что резонансные поля $H_{n/2} = 2mc\omega/ep$ для них совпадают. Эти поля, вычисленные по формуле (2) с использованием известного значения m , отмечены на рис. 1 вертикальными черточками. Не вызывает сомнений, что пики излучаемого сигнала обусловлены нелинейным циклотронным резонансом, хотя максимумы резонансов с индексами 1, 3/2, 2, оказались в больших полях, чем следует из условия (2). Причина этого пока не ясна. Не ясна также и природа сильного сигнала в малых полях, которого мы в данной работе касаться не будем. При повороте поля пики нелинейного циклотронного резонанса, как и следовало ожидать расщепляются, т. е. сигналы от эллипсоидов β и γ видны отдельно.

Наиболее интересным результатом эксперимента нам представляет большая амплитуда резонанса — увеличение излучаемой мощности на два порядка. Для сравнения напомним, что изменения импеданса в линейном резонансе не превышает 1%. Кроме того несомненный экспериментальный факт — большая амплитуда резонансов с целыми индексами, т. е. резонансов в тех полях, при которых имеет место также и линейный резонанс.

Рассмотрим какими характеристиками металла определяется наблюдаемый эффект. Нелинейный ток на удвоенной частоте $j_{2\omega}^{NL}$

$$j_{2\omega}^{NL} = \iint \hat{\sigma}_{2\omega}(r, r', r'') : E_{\omega}(r') E_{\omega}(r'') dr' dr'' \quad (3)$$

служит сторонним источником, возбуждающим колебания гармоники в резонаторе. Амплитуда поля $E_{2\omega}$ в резонаторе пропорциональна его добротности и задается выражением

$$E_{2\omega} = \frac{Q}{2\omega} \int e_{2\omega}(r) j_{2\omega}^{NL}(r) dr, \quad (4)$$

где $e_{2\omega}$ нормированное поле моды H_{111} в металле, а интегрирование идет по объему образца. Распределения полей e_{ω} и $e_{2\omega}$ определяются линейными характеристиками металла. Опираясь непосредственно на экспериментальный факт — малость изменения импеданса при циклот-

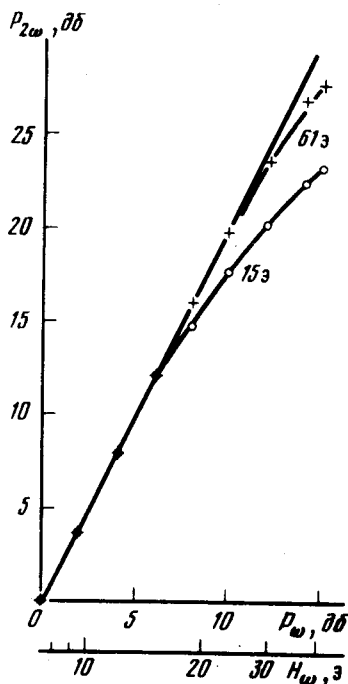


Рис.2. Зависимость излученной мощности $P_{2\omega}$ от падающей мощности P_{ω} . Прямая — квадратичная зависимость. Около экспериментальных кривых указаны значения постоянных резонансных полей $H_{1/2}$ и H_2

ронном резонансе [2] — можно пренебречь зависимостью $e_{2\omega}$ и e_{ω} от H и считать, что наблюдаемые резонансные кривые отражают зависимость от магнитного поля нелинейной проводимости $\sigma_{2\omega}$. Это позволяет сравнить наши экспериментальные результаты с вычислениями тензора нелинейной проводимости в [1], не обращаясь к той части статьи [1], где использована теория линейного циклотронного резонанса [3], предполагающая, что изменения линейных характеристик в резонансе велики. При таком сравнении можно говорить о хорошем согла-

сии с теорией, поскольку согласно [1], при квадратичном законе дисперсии нелинейный отклик возрастает в $(\Omega\tau)$ раз при резонансе с нецелочисленным индексом (нечетные n в (2)) и в $(\Omega\tau)^2$ раз при резонансе с целочисленным индексом (четные n). Увеличение в 100 раз излучаемой мощности свидетельствует о 10-кратном возрастании нелинейного тока $j_{2\omega}^{NL}$. Это, видимо, указывает на то, что скользящие электроны вносят в $j_{2\omega}^{NL}$ сравнительно небольшой вклад.

На рис. 2 представлена зависимость мощности гармоники $P_{2\omega}$, излучаемой в резонансе от мощности P_{ω} , падающей на образец. Видно, что квадратичная зависимость сохраняется вплоть до довольно больших значений высокочастотного поля H_{ω} , что оправдывает использование теории возмущений. Отклонение от квадратичной зависимости начинается тогда, когда амплитуда H_{ω} примерно сравнивается с внешним полем H .

Авторы благодарны В.А.Тулину за многочисленные дискуссии.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 апреля 1979 г.

Литература

- [1] А.П.Копасов. ЖЭТФ, 72, 191, 1977.
- [2] R.G.Chambers . Proc . Phys . Soc., 86, 305, 1965.
- [3] М.Я.Азбель, Э.А.Канер. ЖЭТФ, 32, 896, 1957.