

Пороговая генерация гармоник в СВЧ-диапазоне в висмуте

С.А.Виткалов, В.Ф.Гантмахер, Г.И.Левиев

При облучении висмута электромагнитной волной большой амплитуды обычно можно наблюдать стационарную генерацию второй гармоники, квадратичную по мощности относительно мощности падающей волны. В сильном магнитном поле на фоне этой обычной генерации удалось наблюдать пороговую генерацию, иногда на два порядка более сильную, запаздывавшую по отношению к началу облучения на несколько микросекунд и имевшую вид импульсов, в несколько раз более коротких, чем импульс накачки.

В данной работе изучался нелинейный отклик в СВЧ-диапазоне монокристаллов висмута, находившихся в магнитных полях $H \approx 10 \div 80$ кЭ при температурах $2 \div 4,2$ К. В этих условиях в висмуте распространяются магнитоплазменные волны со спектром $\omega = \alpha H k$. Коэффициент $\alpha \approx 10^4$ см/с·Э^{1/2}, так что скорость волны $v = \omega/k \approx 10^8 \div 10^9$ см/с. Это означает, что отношение амплитуд электрического и магнитного полей $E_\omega/H_\omega = v/c \approx 10^{-2}$, а силы eE_ω и $(v_F/c)eH_\omega$, действующие со стороны этих полей на носители, соотносятся как $v/v_F \gg 1$ (фермиевская скорость $v_F \approx 3 \cdot 10^7$ см/с). Сравнительно большая величина электрического поля отличает условия нашего эксперимента от экспериментов в нормальных металлах с большой длиной свободного пробега, где источником нелинейности является магнитное поле волны^{2,3}. С другой стороны, сравнивая условия эксперимента с теми, которые обычно реализуются в газовой плазме, следует подчеркнуть, что спектр носителей не только вырожден ($\epsilon_F \gg T$), но что в этих полях для электронов достигается ультраквантовый предел $\epsilon_F \lesssim \hbar\Omega$ ($\Omega = eH/mc$ – циклотронная частота). Для дырок в максимальных полях при $H \parallel C_3$ отношение $\epsilon_F/\hbar\Omega \approx 4$.

Вследствие нелинейных процессов в висмуте, в спектре отраженного сигнала появляются высшие гармоники. Эксперименты состояли в изучении мощности второй и третьей гармоник $P_{2\omega}$ и $P_{3\omega}$ в зависимости от падающей мощности P_ω , от внешнего магнитного поля и времени.

Эксперименты проводились на образцах Bi:

1) диски толщиной $d = 0,2$ мм и 1 мм, и диаметром $\Phi 17,8$ мм ориентация $C_3 \parallel n$ с точностью 3° , 2) "кубик" $11 \times 9 \times 13$ мм³; оси C_1 – бисекторная, C_2 – бинарная, C_3 – тригональная ориентированы перпендикулярно граням с точностью 3° .

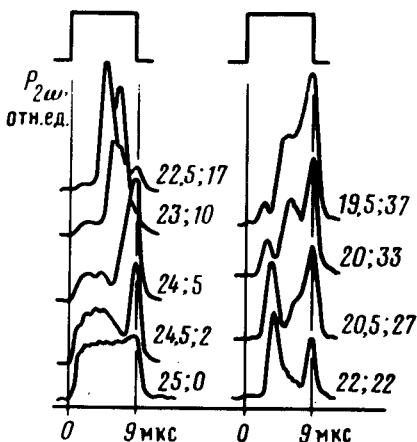


Рис. 1. Зависимость $P_{2\omega}$ от времени при разных P_ω . Цифры у кривых – затухание в дБ в тракте накачки и тракте приемника. $P_\omega \approx 10^3$ Вт ($H_\omega \approx 100$ Э) соответствует 0 дБ. Bi "кубик" $C_3 \parallel H = 55,2$ кЭ; $k_\omega \parallel C_1$; $T = 4,2$ К

Образцы являлись частью стенки прямоугольного резонатора (мода TE_{101}). Магнитное поле лежало в плоскости этой стенки и было $H \perp E_\omega$. Таким образом, возбуждались волны магнитозвукового типа. Эксперименты проводились при поле H вдоль всех главных направлений: C_1 , C_2 и C_3 . Чтобы предотвратить разогрев образца, применялась импульсная методика. СВЧ-излучение частоты $\omega/2\pi = 9,2$ ГГц подавалось в виде прямоугольных им-

пульсов длительностью 9 мкс и частотой следования 15 Гц. Прием излучения на частотах 2ω и 3ω осуществлялся гетеродином; разностная частота 200 МГц. Форма импульса гармоника изучалась с помощью стробоскопического анализатора "Вохсар 162" с временным разрешением 0,2 мкс.

Генерация второй гармоники в описанных условиях наблюдалась ранее ⁴. Основным результатом данного сообщения состоит в том, что при достижении пороговой мощности падающей волны P_{th} возникают искажения импульса гармоника и резкий рост ее амплитуды в максимуме. Тонкая временная структура импульса второй гармоники зависит от многих факторов и может быть разнообразной. Однако, можно выделить некоторые общие свойства ее эволюции, которые иллюстрируются на рис. 1. Искажения возникают на конце импульса и с увеличением падающей мощности движутся к его началу; всплески генерации имеют вид узких (около 1 мкс) импульсов и могут повторяться за время импульса накачки. Иногда появлению всплеска генерации гармоника на конце импульса накачки предшествует падение генерации (см. рис. 2). При увеличении мощности накачки тонкая структура импульса замывается и импульс второй гармоники принимает треугольную форму. Отношение мощностей генерации в конце и начале импульса накачки достигает $10^2 \div 10^3$.

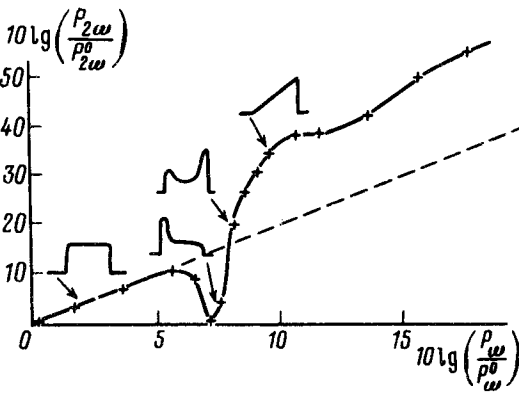


Рис. 2

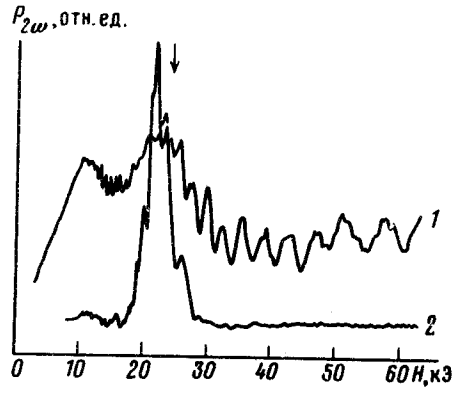


Рис. 3

Рис. 2. Зависимость $P_{2\omega}$ от P_{ω} , Вп "кубик", $C_1 \parallel H = 25$ кЭ; $k_{\omega} \parallel C_3$; $T = 4,2$ К; $P_{\omega}^0 \approx 16$ Вт

Рис. 3. Зависимость $P_{2\omega}$ от H : 1 - $H_{\omega} \approx 6$ Э; $P_{2\omega} = 0$ дБ. 2 - $H_{\omega} = 9$ Э; $P_{2\omega} = 31$ дБ. Вп "кубик"; $C_1 \parallel H$; $k_{\omega} \parallel C_2$; $T = 4,2$ К

Амплитуда второй гармоники в начале импульса росла квадратично с ростом накачки вплоть до полей H_{ω} , существенно больших порогового. Описанная структура и ее характерные времена почти не менялись при изменении толщины образца в 50 раз.

Все описываемое явление наблюдается только в полях $H \gtrsim 10$ кЭ в отличие от нестационарных эффектов в меньших полях, наблюдавшихся в ⁵. Увеличение поля в интервале 20 - 80 кЭ слабо меняет H_{th} за исключением узкой области полей, в которых уровень Ферми пересекается одним из последних электронных уровней Ландау, где H_{th} снижается на 4 - 5 дБ. Можно так подобрать мощность P_{ω} , что сильная генерация второй гармоники на конце импульса накачки будет наблюдаться только в этой области - см. рис. 3.

В импульсе третьей гармоники наблюдались качественно аналогичные искажения, однако, они имели более высокий порог.

В настоящее время мы не можем предложить последовательного объяснения наблюдаемых явлений. Однако характерно, что при пороговых мощностях амплитуда электрического поля E_{ω} всегда достигала таких значений, при которых скорость поперечного дрейфа носителей в магнитном поле $v_{др} = c(E_{\omega}/H)$ оказывалась порядка скорости звука s . На

постоянном токе в таких условиях наблюдается излом вольт-амперной характеристики, обусловленный черенковским излучением фононов (эффект Езаки). При этом время установления вольт-амперной характеристики больше или порядка 1 мкс⁶. Эту задержку связывают с временем установления функции распределения в фононной системе. Возможно, что наблюдаемые нами явления – высокочастотный вариант эффекта Езаки. Поскольку имеет место неравенство

$$\Omega \gg \omega \gg \tau^{-1}$$

(Ω – циклотронная частота, τ – время столкновений) электронная функция распределения успевает следить за мгновенными значениями поля E_{ω} . Поэтому черенковское излучение вполне может быть источником нелинейности, приводящим к генерации гармоник.

Не исключена возможность, что объяснение наблюдавшихся явлений следует искать в рамках иных процессов, например, параметрической неустойчивости высокого порядка, связанной с непараболичностью электронного спектра в висмуте⁷. В любом случае модель должна объяснить, помимо указанных выше особенностей эксперимента, роль сильного магнитного поля и снижение порога при увеличении плотности состояний на ферми-уровне (рис. 3).

Авторы благодарят В.Е.Захарова за полезные обсуждения и И.А.Воропанову за выращивание образцов висмута.

Литература

1. Эдельман В.С. УФН, 1977, 123, 257.
2. Долгополов В.Т. УФН, 1980, 130, 241.
3. Виткалов С.А., Копасов А.П., Левиев Г.И. ЖЭТФ, 1983, 85, 2200.
4. Левиев Г.И., Яцин Э.Г. ФТТ, 1978, 20, 1779.
5. Яцин Э.Г. ЖЭТФ, 1975, 68, 1127.
6. Yamada T. J. Phys. Soc. Japan, 1965, 20, 1647.
7. Романов Ю.А. Изв. высш. уч. зав., серия Радиофизика, 1980, XXIII №5, 617.