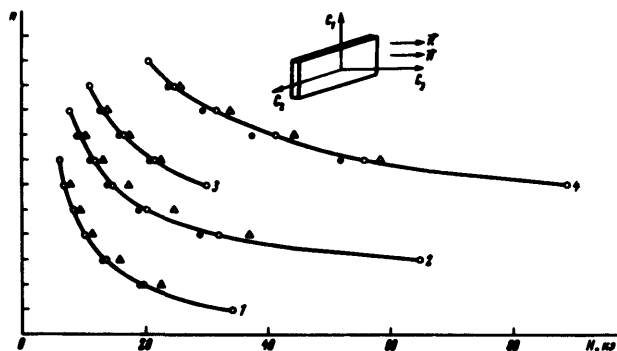


РАСПРОСТРАНЕНИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В Bi, ЛЕГИРОВАННОМ Te

В. Г. Веселого, М. В. Глушкова, Л. В. Лынько

Среди различных типов магнитоплазменных волн, распространяющихся в плазме твердого тела (ПТТ), обычно различают альфвеновские волны, фазовая скорость v которых пропорциональна магнитному полю H , и геликоновые, у которых $v \sim \sqrt{H}$. Альфвеновские волны наблюдаются при $\Delta N / N_{\pm} \ll \omega / \Omega_{\pm}$, а геликоновые – при $\Delta N / N_{\pm} \gg \omega / \Omega_{\pm}$, где N_{\pm} – концентрации носителей разного знака в веществе, $\Delta N = |N_{+} - N_{-}|$, $\Omega_{\pm} = e_{\pm} H / m_{\pm} c$ – циклотронная частота, ω – частота распространяющейся волны. Однако, как указывалось в работе [1], должен существовать промежуточный тип волн, который распространяется в ПТТ при условии $\Delta N / N_{\pm} \sim \omega / \Omega_{\pm}$.



Сравнение с расчетом экспериментально полученных положений максимумов проходящей мощности: \circ – эксперимент, \bullet – расчет по формуле $nH = \text{const}$, Δ – расчет по формуле $n\sqrt{H} = \text{const}$. Кривая 1 – чистый Bi, кривая 2 – Bi – Sb (0,5 ат. % Sb), кривая 3 – Bi – Te (0,0006 ат. % Te), кривая 4 – Bi – Te (0,0012 ат. % Te). Кривые 1 – 4 сдвинуты по вертикали на произвольную величину

Для экспериментального наблюдения волн промежуточного типа в данной работе использовались образцы Bi, легированного малыми дозами Te. Te, являясь донорной примесью, отдает электроны, тем самым нарушая условие $\Delta N = 0$, характерное для чистого Bi.

Эксперименты проводились при гелиевых температурах в постоянных магнитных полях напряженностью до 100 кэ [2]. Частота падающей волны $f = 2,07 \cdot 10^{10}$ кГц. Образцы представляли собой плоскопараллельные пластины толщиной $d = 0,6 - 1$ мм с концентрацией 0,0006 и 0,0012 ат. % Te. Для сравнения был взят также образец чистого Bi и образец из сплава Bi – Sb 0,5 ат. %. Распространение магнитоплазменных волн в ПТТ регистрировалось по максимумам мощности, проходящей через плоскопараллельный образец, расположенный поперек волновода. Усло-

вием максимума является соотношение $kd = \pi n$, где k – волновое число, а n – целочисленный множитель. Вначале значение n для каждого максимума было вычислено по положению первого и последнего из наблюдаемых максимумов для каждого образца, исходя из соотношений $nH = \text{const}$ и $n\sqrt{H} = \text{const}$, справедливых для чисто альфвеновского и чисто геликонового спектра, соответственно. Результаты такого расчета даны на рисунке. В случае чистого Вi экспериментальные точки достаточно хорошо совпадают с расчетом для альфвеновского спектра. При увеличении концентрации Те экспериментальные точки отходят от альфвеновского спектра и приближаются к геликоновому. Это подтверждает, что в Вi, легированном Те, распространяется промежуточный тип волн, лежащий между альфвеновским и геликоновым.

Более точный расчет спектра был проведен по формуле, полученной при разложении дисперсионного соотношения

$$\frac{k^2 c^2}{\omega^2} = \epsilon_0 - \sum \frac{4\pi N e^2}{m\omega(\omega - \Omega)} \quad (1)$$

С точностью до членов порядка ω^2/Ω_{\pm}^2 :

$$n(Q) = \frac{\omega d}{\pi c} \sqrt{\epsilon_0 + \frac{4\pi e c}{\omega} \frac{\Delta N}{H(Q)} + 4\pi c^2 \frac{\sum N m}{H^2(Q)}} \quad (2)$$

здесь $n(Q)$ – число полуволи, укладываемое в толщине образца, Q – порядковый номер максимума, считая со стороны сильного поля, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость решетки. Из таблицы с результатами видно, что с ростом легирования растет величина ΔN . Для чистого Вi отличие ΔN от нуля, соответствующее около 1% от $(N_+ + N_-)$, можно объяснить ошибками эксперимента и неточным характером разложения (2). Отличие величин $n(1)$ от целого числа, по-видимому, связано с просачиванием мощности мимо образца.

Теоретическое значение величины ΔN рассчитано исходя из концентрации примеси при коэффициенте отдачи 0,7 [5]. Величина R равна

$$R = \frac{\sum_{Q=1}^{Q_{max}} [n(Q) - n(1) - Q + 1]^2}{Q_{max}}$$

Вещество	Концентрация, ат. %	ΔN эксперим.	ΔN теор.	$\sum N m$	$n(1)$	R
Вi	0	$6,75 \cdot 10$	0	$2,1 \cdot 10^{-11}$	2,3	0,024
Вi – Те	0,0006	$5,3 \cdot 10^{16}$	$1 \cdot 10^{17}$	$2,25 \cdot 10^{-11}$	5,1	0,013
Вi – Те	0,0012	$1,05 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{17}$	$2,9 \cdot 10^{-11}$	4,8	0,027
Вi – Sb	0,5	$1,38 \cdot 10^{16}$	0	$1,7 \cdot 10^{-11}$	2,5	0,055

Сравнение СВЧ мощности, проходящей через образцы из чистого и легированного Bi , показывает, что затухание растет с увеличением легирования. Об этом же говорит тот факт, что четко разрешаемая интерференционная картина с ростом легирования смещается в область более сильных полей. (см. рисунок). В то же время глубина модуляции на снятых нами кривых ШГ (эффект Шубникова – де Гааза) практически не зависит от степени легирования. Таким образом, легирование оказывает влияние на затухание СВЧ колебаний, не вызывая уменьшения амплитуды эффекта ШГ. Это противоречие можно разрешить, если принять, что при легировании в Bi появляется новый тип носителей, причем подвижность этих носителей мала. Наличие таких носителей требует, чтобы несколько выше уровня Ферми (на несколько миллиэлектронвольт) находилась дополнительная зона проводимости, или же долина зоны L , или же примесный уровень [3]. Хотя наличие таких элементов зонной структуры и не укладывается в общепринятую схему [4], в пользу их наличия говорит также некоторое увеличение с ростом легирования величины ΣNm , а также факт малого затухания СВЧ колебаний в сплаве $Bi - Sb$ 0,5 ат.%, в котором уровень Ферми понижен по сравнению с чистым Bi .

В заключение авторы благодарят А.М.Прохорова за стимулирующий интерес к работе и Г.А.Иванова за предоставление образцов.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
1 марта 1971 г.

Литература

- [1] В.Г.Веселаго, М.В.Глушков, А.М.Прохоров. Радиотехника и электроника, 12, 1220, 1967.
- [2] В.Г.Веселаго, Л.П.Максимов, А.М.Прохоров. ПТЭ, №4, 192, 1968.
- [3] L. Esaki. J. Phys. Soc. Japan, 21, Suppl., 89, 1966.
- [4] Н.Б.Брандт, С.М.Чудинов. ЖЭТФ, 59, 1494, 1970.
- [5] Н.Б.Брандт, Л.Г.Любутина. ЖЭТФ, 52, 686, 1967.