

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ НАБЛЮДЕНИЕ МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА В СУРЬМЯНИСТОМ ИНДИИ, ПОМЕЩЕННОМ В ПРОДОЛЬНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Лобов Г. Д., Грацианская Е. И.

Представлены результаты экспериментального наблюдения магнитоэлектрического эффекта в замагниченном сурьмянистом индии. Дается описание экспериментальной установки. Для интерпретации результатов используется простейшая классическая модель бесконечно тонкого плазменного цилиндра, замагниченного вдоль своей оси.

Введение. В работе приведены результаты экспериментального наблюдения магнитоэлектрического (МЭ) эффекта — возникновения намагниченности под действием электрической составляющей электромагнитного поля в образце InSb, помещенном в продольное магнитное поле. Характерные особенности эффекта объяснены на базе кинетической теории взаимодействия электронного газа зоны проводимости полупроводника с электрическим полем электромагнитной волны.

1. О п и с а н и е э к с п е р и м е н т а л ь н о й у с т а н о в к и

Для экспериментального наблюдения МЭ эффекта в образце сурьмянистого индия использовалась установка, основные части которой представлены на блок-схеме рис. 1.

В экспериментальной установке излучение СО-лазера (1) с линейной поляризацией ($\lambda=5$ мкм), прошедшее через аттенюатор (2), механический модулятор (3) с диском ($f_{\text{мод}}=2.5$ кГц) и юстировочный блок (4) по полированному световоду из нержавеющей стали (5), воздействовало на образец из InSb (6). Образец имел форму диска (диаметр $\varnothing_d=4$ мм, толщина $h_d=0.4$ мм) и находился в продольном магнитном поле B_0 , создаваемым сверхпроводящим соленоидом (7).

Возникающая в образце InSb намагниченность под действием электрической составляющей E поля падающей волны регистрировалась индуктивной катушкой (8), сигнал с которой подавался на вход нановольтметра (9) типа УНИПАН-233, имеющего предусилитель с трансформаторным входом. Сигнал с выхода усилителя записывался на самописце (10), развертка которого по оси X была синхронная с изменением подмагничивающего поля. При экспериментах ток магнита изменялся в пределах $I_m=0\div 21$ А, что соответствует диапазону изменения магнитного поля $B_0=0\div 3$ Т. Питание сверхпроводящего соленоида осуществлялось от стандартного источника тока Ф 204/2 (11), используемая скорость развертки магнитного поля составляла 0.035 А/с.

Рабочая температура образца InSb, соответствующая максимальной подвижности электронов зоны проводимости InSb, была равна $T=77$ К (хладоагент—жидкий азот). Температура образца измерялась медь-константановой термопарой, включенной по дифференциальной схеме. Исследуемый образец помещался в двойной криостат специальной конструкции (12). Для уменьшения теплопритоков в холодную зону криостата использовался пенопластовый экран

толщиной $H_{\text{эгр}} = 400$ мм, а тоководы в холодном конце зашунтированы индиевой проволокой. Для настройки установки и регистрации мощности, прошедшей через образец, использовался двухканальный приемник на кристаллах $\text{Ge} : \text{Au}^{2+}$ (14) с регистрирующей системой (13). На рис. 2 представлены экспериментально записанные кривые зависимости напряжения сигнала $e(t) \equiv -dM/dt$ намагниченности образца с регистрирующей катушки от величины магнитного поля. Параметром приведенных кривых в конечном счете являлась концентра-

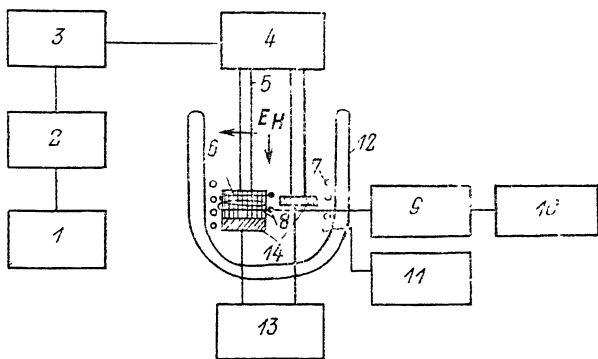


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки.

ция электронов, которая определялась температурой электронного газа (мощностью лазера и временем облучения) и длиной волны излучения. При увеличении времени облучения наблюдался сдвиг резонансных кривых намагниченности образца в сторону меньших магнитных полей. При изменении P_x от 2.15 до 2.35 Вт температура изменялась в пределах 77—87 К после двухчасового облучения. Изменение температуры образца InSb от времени облучения представлено на рис. 3. Записанная кривая зависимости шума на выходных зажимах катушки от величины магнитного поля показала увеличение шума при полях $B_0 > 1$ Т, что учитывалось при обработке экспериментальных кривых путем вычитания из полученных кривых при включенном лазере кривой, полученной при выключенном лазере.

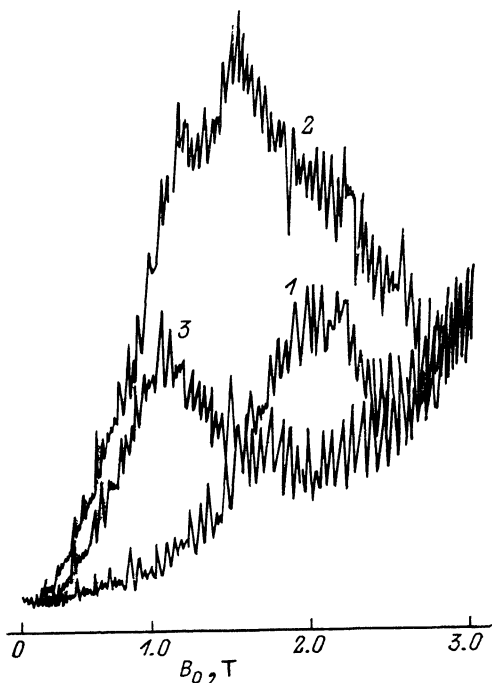


Рис. 2. Экспериментальные кривые напряжения на регистрационной катушке. P_x , Вт: 1 — 2.35, 2 — 2.3, 3 — 2.25; T, К: 1 — 77, 2 — 78, 3 — 79.

2. Интерпретация экспериментальных результатов

С помощью полученных таким образом зависимостей определялись положение максимума B_0^{max} и ширина резонансной линии ΔB_0 по уровню $M_z^{0.707} = 0.707 M_z^{\text{max}}$. Экспериментальные значения B_0^{max} и ΔB_0 позволили оценить такие параметры образца InSb, как концентрацию и эффективную массу электронов зоны проводимости, их подвижность μ , относительную частоту их столкновений ν/ω и время релаксации по импульсу τ . Они оказались близкими к паспортным данным. Так, концентрация электронов оказалась равной $n = (1.22 - 1.45) \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$ ($n_n = 1.59 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$), эффективная масса электронов

$m_e^* = (0.001 - 0.0006)m_e$ ($m_{en}^* = 0.013 m_e$), подвижность электронов $\mu = (0.095 - 0.86) \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ [$\mu_n = 0.498 \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$]. Совпадение результатов расчета, проведенного с привлечением классической теории взаимодействия квазисвободного электронного газа электрическим полем падающей электромагнитной волны [1] в постоянном магнитном поле, с экспериментальными данными дает основание использовать эти представления для объяснения полученного эффекта. Магнитный момент \mathbf{m} , возникающий от движения электрона в плазме, связан с его механическим моментом \mathbf{P}^* соотношением [2]

$$\mathbf{m} = e(2m^*)^{-1} \mathbf{P}^* = 1/2 e [\mathbf{r} \times \mathbf{V}].$$

Подставляя значение скорости движения среднего электрона в скрещенных электрическом \mathbf{E} и магнитном \mathbf{B}_0 полях, получим следующую формулу для намагниченности:

$$\mathbf{M} = \frac{n_e e}{2} [\mathbf{r} \times \mathbf{V}]. \quad (1)$$

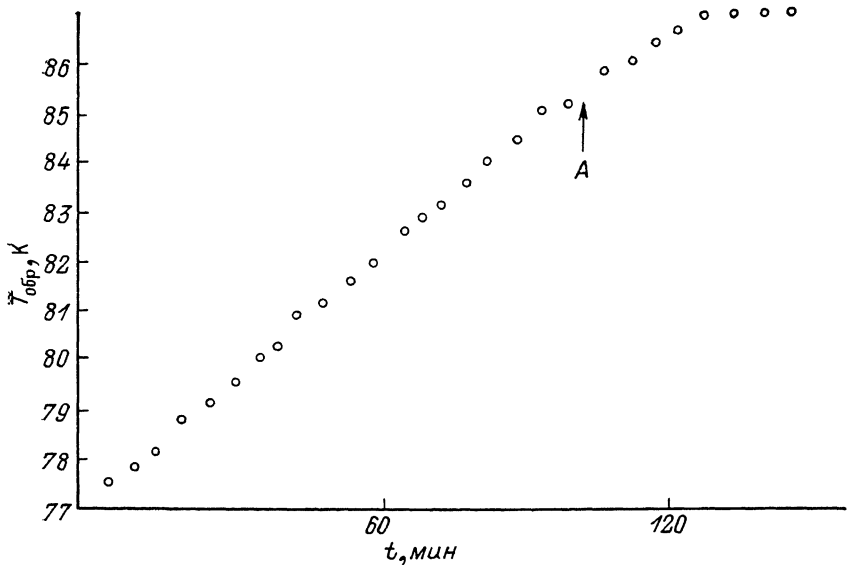


Рис. 3. Изменение температуры образца при облучении излучением лазера.
A — момент выключения лазера.

После преобразований и разложения на составляющие вектора намагниченности для случая гармонического воздействия циркулярно поляризованных электромагнитных волн с частотами ω_1 и ω_2 получаем следующее выражение:

$$\begin{aligned} \dot{M}_z(\omega_3 = \omega_2 - \omega_1) &= \frac{|e| \varepsilon_0 \varepsilon_p \omega_0^2 (\omega_1 + \omega_2)}{8m^* \omega_1 \omega_2} \times \\ &\times \left[\frac{\dot{E}_+(\omega_1) \dot{E}_+(\omega_2)}{(\omega_1 - \omega_H - j\nu)(\omega_2 - \omega_H + j\nu)} - \frac{\dot{E}_-(\omega_1) \dot{E}_-(\omega_2)}{(\omega_1 + \omega_H - j\nu)(\omega_1 + \omega_H + j\nu)} \right], \quad (2) \end{aligned}$$

где ε_p — относительная диэлектрическая проницаемость решетки (для InSb $\varepsilon_p = 16$), $\omega_0^2 = ne^2/m^* \varepsilon_0 \varepsilon_p$ — плазменная частота, m^* — эффективная масса электрона зоны проводимости полупроводника, $\dot{E}_\pm = \dot{E}_x \pm j \dot{E}_y$ — напряженность электрического поля циркулярно поляризованной волны. Как видно из (2), намагниченность зависит от величины магнитного поля резонансным образом. Учет частоты столкновений приводит к относительно небольшому сдвигу резонансной частоты (примерно на 0.7 Т при $B_0 = 25.3$ Т для $\lambda = 5$ мкм). Большое значение сдвига резонансной частоты получается, если принять во внимание конечные размеры плазменного образца. Например, для цилиндра, замагни-

ленного вдоль оси, зависимость намагниченности от величины магнитного поля для случая близких частот $\omega_1 = \omega_2 \sim \omega$ имеет вид [3]

$$\dot{M}_z(\omega_3) = \frac{|e| \varepsilon_0 \varepsilon_p \omega_0^2}{4m^* \omega} \left[\frac{E_+ E_+^*}{\left(\omega - \omega_H - \frac{\omega_0^2}{2\omega}\right)^2 + \nu^2} - \frac{E_- E_-^*}{\left(\omega + \omega_H - \frac{\omega_0^2}{2\omega}\right)^2 + \nu^2} \right]. \quad (3)$$

Для линейно поляризованных волн $\vec{E}_\pm = \vec{E}_x(\omega_i) = \vec{E}_x$ и формула (3) преобразуется:

$$\dot{M}_z(\omega_3) = \frac{|e| \varepsilon_0 \varepsilon_p \omega_0^2}{4m^* \omega} E E^* \left[\frac{1}{\left(\omega - \omega_H - \frac{\omega_0^2}{2\omega}\right)^2 + \nu^2} - \frac{1}{\left(\omega + \omega_H - \frac{\omega_0^2}{2\omega}\right)^2 + \nu^2} \right]. \quad (4)$$

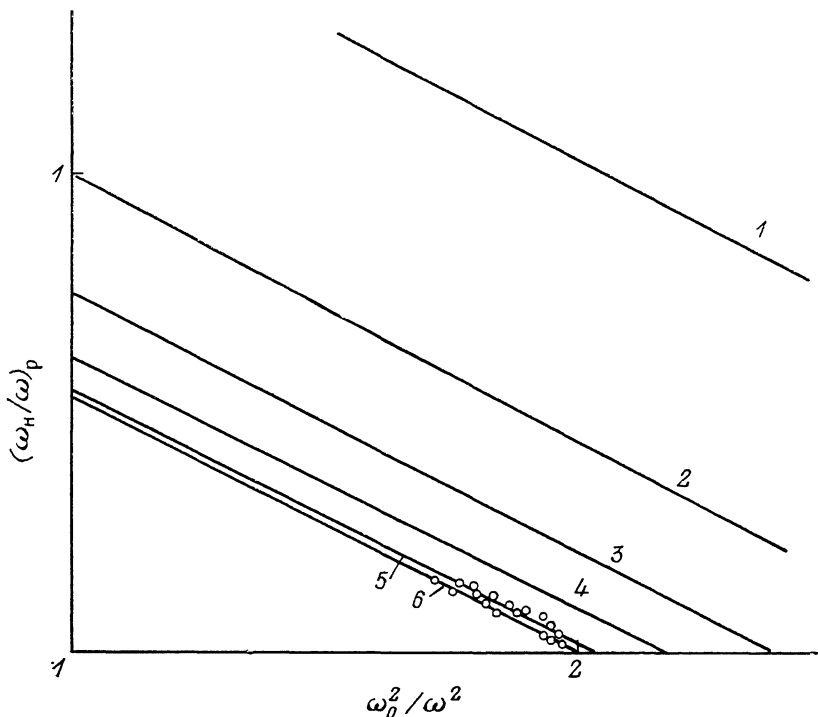


Рис. 4. Зависимость резонансной частоты от концентрации электронов зоны проводимости полупроводника при разных значениях $\omega \tau$.

1 — 1, 2 — 1.5, 3 — 2.24, 4 — 3.55, 5 — 12.6, 6 — ∞ .

Анализируя (4), можно видеть, что $\dot{M}_z(\omega_3)$ в основном определяется первым членом в квадратных скобках и имеет максимум на частоте, равной

$$\omega_{Hp} = \omega - \frac{\omega_0^2}{2\omega}. \quad (5)$$

Подставляя в формулу (5) исходные данные исследуемого образца InSb (концентрация электронов $n = 1.59 \cdot 10^{25} \text{ м}^{-3}$; подвижность электронов $\mu = 0.498 \text{ м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$), получим $B_0 = 0.969 \text{ Т}$, что хорошо согласуется с экспериментально полученными результатами (рис. 4). На рис. 4 приведены зависимости резонансной частоты от концентрации электронов, теоретически рассчитанные по формуле (5), и экспериментальные точки. Поскольку плазменная частота ω_0^2 определяется концентрацией электронов, которая в свою очередь зависит от температуры, с увеличением времени облучения должен учитываться сдвиг резонансной кривой намагниченности, что и наблюдалось экспериментально.

На рис. 5 представлена зависимость нормированной на максимальное значение удельной намагниченности образца от индукции магнитного поля B_0 . Точками на графике изображены экспериментальные результаты. Как видно

из графиков, совпадение резонансных кривых достаточно хорошее, однако экспериментальные кривые оказались уже теоретически построенных, что может быть связано либо с большей подвижностью электронов зоны прово-

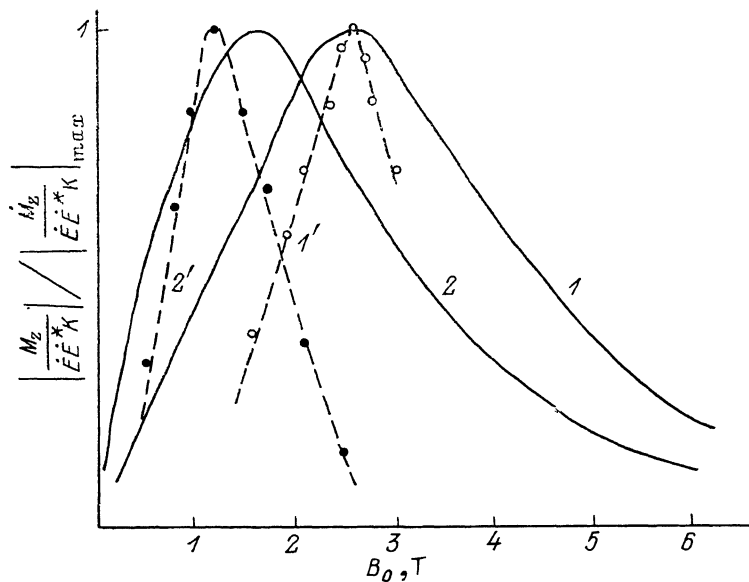


Рис. 5. Зависимость нормированной намагнитченности образца от индукции магнитного поля при $\omega\tau=12.6$.

1, 2 - расчет; 1', 2' - эксперимент; 1, 1' - $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1.8$; 2, 2' - $\frac{\omega_0^2}{\omega^2} = 1.9$.

димости под действием облучения, чем указано в паспорте, либо с несовершенством используемой модели плазменного цилиндра, намагнитченного вдоль своей оси.

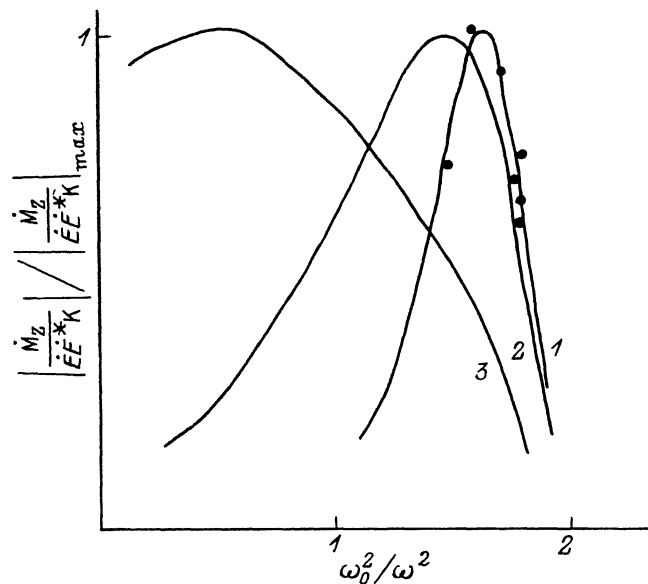


Рис. 6. Зависимость нормированной намагнитченности образца от концентрации электронов зоны проводимости полупроводника при $B_0=2$ Т и разных значениях $\omega\tau$.

Кривые — расчет, точки — эксперимент. $\omega\tau$: 1 — 12.6, 2 — 5, 3 — 1.

На рис. 6 представлена зависимость нормированной удельной намагнитченности образца от концентрации электронов, рассчитанная по (4). Точками на графике отмечены полученные экспериментальные данные. Как видно, экспе-

риментальные точки располагаются вблизи кривой, имеющей в качестве параметра относительное время релаксации $\omega\tau=12.6$, соответствующее данным используемого образца.

Выводы. В заключение отметим, что приведенная в работе теория является весьма приближенной, однако она дает простое и достаточно ясное объяснение наблюдаемого экспериментально магнитоэлектрического эффекта, подтверждаемого приведенными графиками.

Одним из применений исследуемого МЭ эффекта в InSb является применение ИК детектора в широком диапазоне частот. Учитывая последние достижения в создании высокотемпературных сверхпроводников, можно считать, что получение необходимых для описанного выше МЭ эффекта в InSb магнитных полей не представляет принципиальных трудностей.

Список литературы

- [1] Лобов Г. Д., Штыков В. В., Грацианская Е. И. // Ряз. 1971. Т. 16. В. 5. С. 203—205.
- [2] Левич В. Г. Курс теоретической физики. М., 1969. Т. 1. 526 с.
- [3] Лобов Г. Д. Взаимодействие электромагнитных волн с плазмой. Ч. 1. М., 1975. 67 с.

Московский
энергетический институт

Получена 4.03.1991
Принята к печати 23.04.1991

