

- [1] Corbett J. W., Bourgoin J. C., Cheng L. J. // Rad. Eff. Semicond. London—Brish, 1977. P. 1—11.
- [2] Гляндук М. Д., Грачев В. Г., Дейген М. Ф., Ройныи А. Б., Суслин И. А. Электрические эффекты в радиоспектроскопии. М., 1981. 332 с.
- [3] Ammerlaan C. A. J., Wolfrat J. C. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 89. N 2. P. 541—544.
- [4] Ammerlaan C. A. J., Wolfrat J. C. // Phys. St. Sol. (b). 1978. V. 89. N 1. P. 85—94.
- [5] Горелкинский Ю. В., Невинный Н. Н., Аязбаев С. С. // Working meeting on ion implantation in semiconductors and other materials and ion beam devices. Balatonaliga, 1980. P. 112—113.
- [6] Жевно А. И., Сидорик В. В., Ткачев В. Д. // ФТП. 1976. Т. 10. В. 5. С. 1022.

Белорусский государственный университет
им. В. И. Ленина
Минск

Получено 10.05.1989
Принято к печати 4.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

МИКРОВОЛНОВЫЙ ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ЧИСТЫХ КРИСТАЛЛАХ GaAs

Ашкинадзе Б. М., Бельков В. В., Красинская А. Г.

Циклотронный резонанс (ЦР) является эффективным методом изучения зонной структуры и транспорта носителей тока в полупроводниках. Ширина линии ЦР ΔH связана с временем релаксации импульса электрона τ_p соотношением $\omega\tau_p = 2H_c/\Delta H$, где ω — частота излучения, H_c — резонансное значение магнитного поля. Исследования ЦР в микроволновой области, когда $\hbar\omega < kT$, позволили подробно изучить механизмы рассеяния в Ge и Si; при этом значения подвижности, рассчитанные по величине $\omega\tau_p$, были близки к величине холловской подвижности [1, 2].

В кристаллах GaAs, насколько нам известно, классический ЦР ($\hbar\omega < kT$) не применялся для изучения транспортных явлений. Это, по-видимому, обусловлено трудностью получения достаточно чистых кристаллов, в которых могут быть выполнены условия наблюдения ЦР ($\omega\tau_p > 1$). Циклотронный резонанс в GaAs исследовался в ИК диапазоне в квантовом пределе ($\hbar\omega \gg kT$) [3]. В этом случае необходимая величина магнитного поля достаточно велика, так что циклотронный радиус электрона становится сравнимым с радиусом действия рассеивающих центров или меньше его. Процессы рассеяния электронов в условиях ЦР (при $\hbar\omega \gg kT$) существенно отличаются от случая $H=0$, и ширина линии ЦР не дает представления о подвижности электронов при $H=0$. Заметим, что ЦР в GaAs в 2-миллиметровом диапазоне при $T > 11$ К использовался для измерения эффективной массы [4], а в работе [5] наблюдался резонансное гашение люминесценции СВЧ полем в условиях ЦР.

В настоящей работе мы исследовали ЦР на неравновесных электронах в кристаллах GaAs в 8-миллиметровом диапазоне ($\hbar\omega = 0.16$ мэВ) при $T = 1.8 \div 4.2$ К. Были исследованы образцы GaAs, полученные газофазной эпитаксией [6]; наиболее узкие линии ЦР наблюдались в образцах, в которых в люминесценции отчетливо выделялась линия излучения свободного экситона [6]. Образец освещался модулированным на частоте $f = 100$ Гц светом He—Ne-лазера, носители генерировались в пятне размером не более 1 мм².

При плавном увеличении тока через соленоид на частоте модуляции свет регистрировался сигнал СВЧ поглощения (геометрия эксперимента показана на вставке к рис. 1). Уровень СВЧ мощности, поступающей в волноводный тракт с образцом, уменьшался до тех пор, пока линия ЦР не переставала сужаться: это достигалось при величине СВЧ мощности $P < 3 \cdot 10^{-5}$ Вт. Интенсивность фотовозбуждения (I) также выбиралась минимальной.

На рис. 1 показаны линии ЦР электронов в GaAs при $I=0.1$ Вт/см² и двух значениях температуры. Там же приведена линия ЦР легких дырок в Ge для 4.2 К, положение которой было использовано для калибровки величины магнитного поля соленоида в месте расположения образца. Насколько нам известно, мы впервые наблюдали ЦР при столь малых значениях H_c (~ 900 Э), что для определения величины эффективной массы m^* электронов не требуется вносить поправку на непараболичность зоны проводимости [3, 7]. Полученное нами значение m^* соответствует эффективной массе вблизи самого дна зоны проводимости и составляет $(0.0655 \pm 0.0005) m_0$.

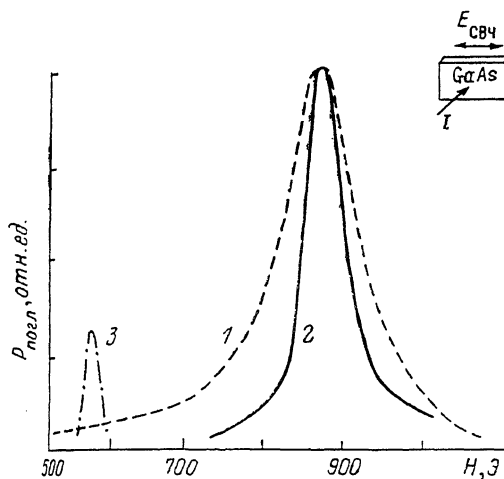


Рис. 1. Кривые циклотронного резонанса при $P < 3 \cdot 10^{-5}$ Вт, $I = 0.1$ Вт/см² в GaAs (1, 2) и в Ge (3).

T , К: 1, 3 — 4.2; 2 — 1.8.

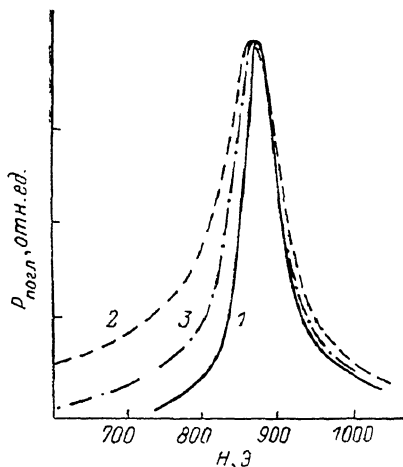


Рис. 2. Кривые циклотронного резонанса в GaAs при 1.8 К, $P < 3 \cdot 10^{-5}$ Вт.

Интенсивность возбуждения I , Вт/см²: 1 — 0.1, 2 — 1, 3 — 0.5.

При минимальных уровнях СВЧ мощности и интенсивности света в наиболее чистых кристаллах GaAs величина $\omega \tau_p$ росла с понижением температуры от 15–17 ($T=4.2$ К) до 23–26 ($T=1.8$ К).

Классическое выражение для формы линии ЦР имеет вид

$$P = \frac{1}{2} \sigma_0 E^2 \frac{1 + (\omega^2 + \omega_c^2) \tau^2}{[1 + (\omega_c^2 - \omega^2) \tau^2]^2 + 4\omega^2 \tau^2},$$

где $\sigma_0 = Ne^2 \tau / m^*$, $\omega_c = eH / m^* c$. Отсюда следует, что $2H_c / \Delta H = \omega \tau$. Учет зависимости времени релаксации от энергии электронов приводит к форме линии ЦР, зависящей от вида функции распределения электронов в зоне [1].

Для равновесного максвелловского распределения в случае рассеяния электронов на деформационном потенциале в [1] получено

$$2H_c / \Delta H = \omega \tau_p,$$

где τ_p совпадает со временем рассеяния, определяемым по дрейфовой подвижности.

Теоретический анализ механизмов рассеяния электронов в GaAs проведен в работе [8]. Процессом, ограничивающим электронную подвижность при $T < 20$ К в отсутствие примесного рассеяния, является рассеяние электронов на пьезодеформационном потенциале, и частота столкновений определяется отношением [3]

$$\tau_p^{-1} = 3.7 \cdot 10^9 T^{1/2} \text{ с}^{-1}.$$

Частота рассеяния на нейтральных примесях не зависит от температуры, а на заряженных примесях растет с понижением температуры как $T^{-3/2}$, определяя величину подвижности в ранее исследованных кристаллах [8].

Наблюдавшиеся в наших экспериментах характер сужения линии ЦР при понижении температуры ($\tau_p \sim T^{-1/2}$), а также величина частоты соударе-

ний ($\nu = 7.5 \cdot 10^9 T^{1/2} \text{ с}^{-1}$), по-видимому, свидетельствуют о том, что механизмом, ответственным за подвижность электронов в исследованных кристаллах, является рассеяние на пьезодеформационном потенциале, и подвижность достигает величины $3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ при 1.8 К.

Заметим, что эта величина подвижности получена в условиях слабого фотовозбуждения, которое может приводить к перезарядке примесных центров и, следовательно, уменьшать вклад в подвижность рассеяния на заряженных центрах [2]. Полная концентрация примесей в исследованных кристаллах не превышала $5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такая оценка может быть получена, если допустить, что все рассеивающие центры нейтральны, а частота столкновений с ними $\nu < 10^{10} \text{ с}^{-1}$. Тогда из формулы Эргинсоа для рассеяния на нейтральных донорах мы получим, что $N_d < 2 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$, а если же все рассеяние определяется нейтральными акцепторами [2], то $N_a < 5 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$. Такие оценки совпадают с результатами других исследований в этих образцах [9].

При увеличении интенсивности фотовозбуждения мы обнаружили существенное уширение и изменение формы линии ЦР в GaAs. Видно (рис. 2), что линия становится широкой и асимметричной, а также слегка сдвигается в область малых H . В настоящее время имеющихся экспериментальных данных недостаточно, для того чтобы установить природу такого поведения линии ЦР. Для объяснения изменения формы линии ЦР необходимо принять во внимание рост температуры газа фотовозбужденных электронов с ростом накачки [10] и возможно, сложный вид функции распределения неравновесных электронов в зоне. Тогда, имея в виду зависимость $\tau_p(E)$, можно пытаться описать изменения формы линии. Возможно, для согласия с экспериментом потребуются принять во внимание неоднородное распределение концентрации фотоэлектронов в объеме кристалла.

Авторы благодарят Г. Р. Маркаряна за предоставленные кристаллы GaAs.

Список литературы

- [1] Fukai M., Kawamura H., Sekido K., Imai I. // J. Phys. Soc. Japan. 1964. V. 49. N 1. P. 30—39.
- [2] Otsuka E. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N 3. P. 303—317.
- [3] Ohyama T., Kobori H., Otsuka E. // Japan. J. Appl. Phys. 1986. V. 25. N 10. P. 1518—1528.
- [4] Chamberlain J., Stradling R. A. // Sol. St. Commun. 1969. V. 7. N 17. P. 1275—1279.
- [5] Romestein R., Weisbuch C. // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. N 25. P. 2067—2070.
- [6] Жиляев Ю. В., Маркарян Г. Р., Россин В. В., Россина Т. В., Травников В. В. // ФТП 1986. Т. 28. В. 9. С. 2688—2695.
- [7] Poehler T. O. // Appl. Phys. Lett. 1972. V. 20. N 2. P. 69—70.
- [8] Blakemore J. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. R123—R181.
- [9] Голубев В. Г., Жиляев Ю. В., Иванов-Омский В. И., Маркарян Г. Р., Осутин А. В., Челноков В. Е. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 10. С. 1771—1777.
- [10] Ulbrich R. G. // Phys. Rev. B. 1973. V. 8. N 12. P. 5719—5727.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Получено 12.09.1989
Принято к печати 4.11.1989

ФТП, том 24, вып. 3, 1990

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОПРОВОДИМОСТИ В ВЫСОКООМНОМ $p\text{-InSb}$

Мирианшвили Ш. М., Туманишвили Э. П., Чиковани Н. Н.,
Хавтаси Л. Г.

При исследовании физических свойств бинарных полупроводниковых соединений типа $A^{III}B^V$ было показано [1—4], что валентная зона этих соединений вырождена в центре зоны Бриллюэна и состоит из трех зон: V_1 , V_2 и V_3 (V_1 — зона тяжелых дырок, V_2 — зона легких дырок, V_3 — зона, отщепившаяся