

УДК 537.633.2

В. Р. Мадьяров

Белорусский государственный технологический университет

ВЛИЯНИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ЭФФЕКТОВ НА ПРОХОЖДЕНИЕ СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДНИКИ

Одним из способов эффективного управления пропусканием полупроводника в области частот 50–300 ГГц является создание достаточно большой концентрации носителей в объеме полупроводника, помещенного в магнитное поле, внешним источником ионизирующего излучения. В этом диапазоне существуют резонансные частоты, при которых диэлектрическая проницаемость образца и коэффициент пропускания имеют экстремальные значения. Магнитоплазменный резонанс может достигаться изменением магнитного поля или интенсивности внешнего ионизирующего излучения. В данной работе исследовано влияние магнитного поля и интенсивности фотовозбуждения полупроводника (n-Si) на коэффициент пропускания субмиллиметровых волн. Получены и проанализированы зависимости коэффициента пропускания субмиллиметрового излучения от плотности потока фотовозбуждения и индукции магнитного поля. Наблюдаемое ослабление субмиллиметрового излучения объясняется увеличением плотности плазмы полупроводника. Установлено, что коэффициент пропускания тонкого слоя имеет минимум, обусловленный совпадением частоты зондирующего излучения с частотой магнитоплазменного резонанса в диапазоне 75–200 ГГц. Эффективное ослабление излучения обеспечивалось регулированием индукции поперечного магнитного поля в диапазоне 0,4–0,6 Тл и интенсивности подсветки. Полученные результаты могут применяться для создания полупроводниковых приборов, управляющих субмиллиметровым излучением магнитным полем в сочетании с фотовозбуждением.

Ключевые слова: волны миллиметрового диапазона, магнитоплазменное отражение, концентрация носителей, коэффициент пропускания.

Для цитирования: Мадьяров В. Р. Влияние магнитоплазменных эффектов на прохождение субмиллиметровых волн через полупроводники // Труды БГТУ. Сер. 3, Физико-математические науки и информатика. 2021. № 2 (248). С. 53–57.

V. R. Mad'yarov

Belarusian State Technological University

THE EFFECT OF MAGNETOPLASMA PHENOMENA ON THE SUBMILLIMETER WAVES PASSAGE THROUGH SEMICONDUCTORS

One of the ways to effectively control the transmission of a semiconductor in the frequency range of 50–300 GHz is to create a sufficiently large concentration of carriers in the volume of a semiconductor placed in a magnetic field using ionizing radiation. In this range some resonant frequencies exist at which the dielectric permittivity of the sample and the transmittance have extreme values. Magnetic plasma resonance can be achieved by changing the magnetic field or the intensity of external ionizing radiation. In this paper, the influence of the magnetic field and the intensity of the photoexcitation of a semiconductor (n-Si) on the transmittance of submillimeter waves is investigated. The dependences of the transmittance of submillimeter radiation on the photoexcitation flux density and magnetic field induction are obtained and analyzed. The observed attenuation of submillimeter radiation is explained by an increase in the density of the semiconductor plasma. It was found that the transmission coefficient of the thin layer has a minimum due to the coincidence of the frequency of the probing radiation with the frequency of the magnetoplasma resonance in the 75–200 GHz range. The effective attenuation of radiation was provided by varying transverse magnetic induction in the range of 0.4–0.6 T and the intensity of illumination. The results obtained can be used for developing semiconductor devices that control submillimeter wave energy flux by a magnetic field in combination with photoexcitation.

Keywords: millimeter waves, magnetoplasma reflection, carrier concentration, transmission coefficient.

For citation: Mad'yarov V. R. The effect of magnetoplasma phenomena on the submillimeter waves passage through semiconductors. *Proceedings of BSTU, issue 3, Physics and Mathematics. Informatics*, 2021, no 2 (248), pp. 53–57 (In Russian).

Введение. Возможность управления потоками СВЧ-излучения через полупроводниковые пластины с помощью поверхностно-рекомбинационных и

плазменно-резонансных эффектов исследовалась в работах [1, 2]. Показано [3], что при толщине полупроводникового образца, меньшей характерной

диффузионной длины носителей, отражение от полупроводника существенно зависит от свойств поверхности полупроводникового элемента и в частности от скорости поверхностной рекомбинации носителей. Применение эффекта Фарадея для регулирования потока СВЧ-излучения является малорезультативным из-за низкой постоянной Верде.

Одним из способов эффективного управления пропусканием полупроводника в области частот 50–300 ГГц является создание достаточно большой концентрации носителей в объеме в сочетании с наложением магнитного поля. В указанной области частот для широкого круга полупроводниковых материалов существуют резонансные частоты. Резонансы соответствуют определенным сочетаниям плазменной и циклотронной частот, при которых диэлектрическая проницаемость образца и коэффициент пропускания имеют экстремальные значения. Применение вспомогательного магнитного поля, в которое помещается образец, приводит к магнитоплазменному резонансу, который может достигаться при изменении магнитного поля.

Избыточная концентрация, определяющая плазменную частоту, может создаваться излучением от внешнего источника. Циклотронную частоту определяют эффективная масса носителей, магнитное поле и его ориентация. Подбирая мощность фотовозбуждения полупроводникового элемента и магнитное поле, можно добиться эффективного ослабления потока СВЧ-излучения. Наиболее предпочтительным является использование таких частот, избыточных концентраций и магнитных полей, при которых имеет место плазменное отражение. При таких параметрах диэлектрическая проницаемость близка к нулю и коэффициент пропускания минимален. В данной работе исследовалось влияние внешнего магнитного поля и интенсивности облучения поверхности полупроводника на коэффициент пропускания миллиметровых волн.

Основная часть. Схема экспериментальной установки показана на рис. 1. В эксперименте применялись образцы n-Si толщиной 60 (напыление на кварцевое стекло) и 450 мкм. В области образцов создавалось постоянное магнитное поле, направление которого совпадало с направлением СВЧ-излучения (продольная геометрия) или было перпендикулярно ему. В продольной геометрии магнитное поле создавалось соленоидом и достигало 0,2 Тл. Поперечное магнитное поле создавалось электромагнитом, максимально достижимая индукция в области образца в такой геометрии составляла 0,9 Тл.

Для фотовозбуждения образца применялось излучение лазерных диодов с длиной волны 0,835 и 0,96 мкм, длительность которого составляла 5 с.

Измерения коэффициента пропускания зондирующего СВЧ-излучения проводились на частотах 75, 160 и 200 ГГц. Измерения коэффициента пропускания зондирующего излучения для образцов в продольной геометрии проводились в диапазоне частот 75–200 ГГц при выключенном магнитном поле и в поле с индукцией $B = 0,2$ Тл.

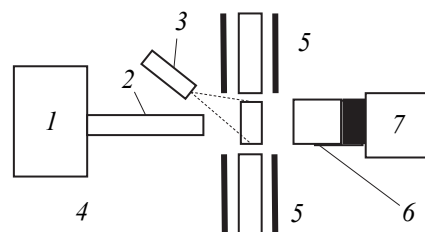


Рис. 1. Экспериментальная установка:
1 – СВЧ генератор (Г4-178); 2 – волновод;
3 – лазерный диод; 4 – образец;
5 – обмотки и сердечник электромагнита;
6 – полупроводниковая термопара;
7 – микровольтметр

На рис. 2 представлены зависимости коэффициента пропускания образцов n-Si от интенсивности фотовозбуждения в продольном (кривые 1–4) и поперечном поле.

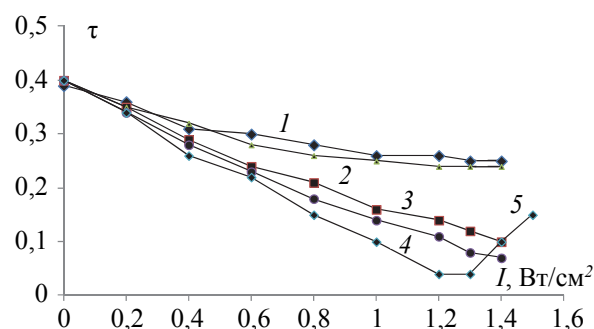


Рис. 2. Зависимости коэффициента пропускания образцов τ от интенсивности облучения:
1 – $d = 450$ мкм, 75 ГГц, $B = 0$; 2 – $d = 60$ мкм, 75 ГГц, $B = 0$; 3 – $d = 60$ мкм, 75 ГГц, $B = 0,2$ Тл;
4 – $d = 60$ мкм, 160 ГГц, $B = 0,2$ Тл;
5 – $B = 0,2$ Тл, $d = 60$ мкм, 160 ГГц

На частоте 75 ГГц в отсутствие магнитного поля наблюдается примерно одинаковое уменьшение для обоих образцов. В продольной геометрии включение магнитного поля 0,2 Тл приводит к заметному уменьшению пропускания образца с меньшей толщиной. Для данного образца на частоте зондирующего излучения 160 ГГц наблюдается некоторое снижение пропускания по сравнению с пропусканием на частоте 75 ГГц. Влияние магнитного поля на коэффициент пропускания образца с толщиной 450 мкм не наблюдалось на обеих частотах при интенсивностях фотовозбуждения до $1,5 \text{ Вт/см}^2$. Включение одинакового

по величине поперечного магнитного поля 0,2 Тл приводит к незначительному снижению пропускания.

Наблюдаемое снижение пропускания образцов можно объяснить увеличением их проводимости с ростом интенсивности фотовозбуждения. В тонком образце избыточная концентрация носителей вблизи фронтальной и тыльной поверхностей будут сравнимы, так как пробег фотоионизирующего излучения в *n*-кремнии сопоставим с толщиной образца (60 мкм). Из-за уменьшения внутреннего градиента концентрации интенсивность переноса носителей в объеме вследствие диффузии меньше, чем в образце с большей толщиной. Вблизи поверхностей увеличивается избыточная концентрация электронов и, соответственно, уменьшается скорость поверхностной рекомбинации, а средняя по объему образца концентрация в тонком образце значительно выше. В результате сильнее сказывается плазменное поглощение на свободных носителях. Заметное уменьшение пропускания на более высокой частоте зондирующего излучения при одинаковом магнитном поле объясняется уменьшением вещественной части диэлектрической проницаемости кремния и увеличением отражения от фронтальной поверхности образца. Включение магнитного поля также приводит к изменению диэлектрической проницаемости и к уменьшению коэффициента диффузии носителей [4]. В поперечной геометрии диэлектрическая проницаемость плазмы полупроводника сложным образом зависит от соотношения плазменной и циклотронной частот [5]. Очевидно, при определенной интенсивности фотовозбуждения в поперечном поле в образце создается концентрация носителей, при которой пропускание минимально из-за совпадения частот зондирующего излучения (160 ГГц) и одной из частот магнитоплазменного резонанса.

Влияние магнитоплазменных эффектов на прохождение субмиллиметровых волн через полупроводниковый слой исследовалось в магнитных полях с индукцией до 0,9 Тл и при интенсивностях облучения до 1,5 Вт/см². Изменение магнитного поля при фиксированной интенсивности фотовозбуждения определяет влияние циклотронной составляющей на резонансную частоту. Влияние плазменного отражения на пропускание проявляется при изменении интенсивности облучения в неизменном магнитном поле. На рис. 3 сопоставлены зависимости коэффициента пропускания образцов от магнитной индукции на разных частотах зондирования в продольной и поперечной геометрии при одинаковой интенсивности возбуждающего излучения.

В продольной геометрии наблюдается монотонное снижение пропускания при наложении максимально достижимой в данной геометрии

магнитной индукции 0,2 Тл. Такое поле является слабым и недостаточным для наблюдения экстремума в этой зависимости. В продольной геометрии резонанс диэлектрической проницаемости определяется сдвигом края плазменного отражения, примерно равным циклотронной частоте, $\omega_c = eB/m$ [6]. Оценки показывают, что на зондирующей частоте 75 ГГц резонанс достигается в поле около 2 Тл.

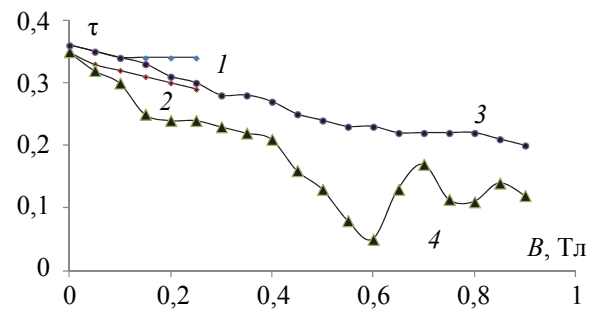


Рис. 3. Зависимости коэффициента пропускания образцов от индукции магнитного поля ($I = 0,5$ Вт/см²):

- 1 – продольная геометрия, $d = 450$ мкм, 75 ГГц;
- 2 – продольное поле, $d = 60$ мкм, 160 ГГц;
- 3 – поперечное поле, $d = 450$ мкм, 160 ГГц;
- 4 – поперечное поле, $d = 60$ мкм, 160 ГГц

В поперечном поле для тонкого образца на частоте 160 ГГц наблюдается сложная зависимость пропускания от магнитной индукции, содержащая два минимума (кривая 4, рис. 3). Для образца с толщиной 450 мкм в этих же условиях наблюдалось почти двукратное монотонное снижение пропускания с ростом магнитного поля. С ростом магнитной индукции, наряду с уменьшением коэффициента диффузии, увеличивается циклотронная частота. При $B = 0,6$ Тл достигается минимальное пропускание, соответствующее резонансной частоте, при которой диэлектрическая проницаемость имеет экстремальные значения. В поперечном поле наблюдаемые минимум и максимум пропускания соответствуют частотам полного и минимального отражения. Частота полного отражения ω^* определяется плазменной ω_p и циклотронной частотами [5]: $\omega^* = \omega_p + \omega_c / 2$. Расчет при $B^* = 0,6$ Тл и $\omega^* = 160$ ГГц дает значение концентрации электронов $5 \cdot 10^{21}$ м⁻³.

Причиной монотонной зависимости от магнитной индукции (кривая 3 на рис. 3) для образца с большей толщиной в поперечном поле является пониженная концентрация носителей по сравнению с концентрацией, создаваемой в тонком слое полупроводника при одинаковых интенсивностях фотовозбуждения.

На рис. 4 представлены зависимости пропускания от магнитной индукции для образца с

толщиной 60 мкм при различных интенсивностях возбуждения на одной и той же частоте зондирующего излучения.

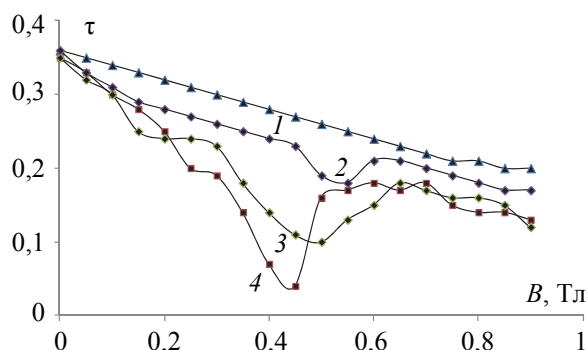


Рис. 4. Зависимости коэффициента пропускания СВЧ-излучения тонкого слоя n -Si от магнитной индукции при различной мощности фотовозбуждения (поперечная геометрия), 200 ГГц, $d = 60$ мкм: 1 – 0,4 Вт/см²; 2 – 0,6 Вт/см²; 3 – 0,8 Вт/см²; 4 – 1,1 Вт/см²

С ростом интенсивности подсветки минимум пропускания смещается в сторону меньших значений индукции. Резонансная частота ω_0 , соответствующая полному отражению в поперечной геометрии, определяется соотношением [6]:

$$\omega_0 = \sqrt{\omega_p^2 + \omega_c^2},$$

где $\omega_p = (n_s e^2 / \epsilon_0 \epsilon_c m^*)^{1/2}$ – плазменная частота $\omega_c = eB / m^*$ – циклотронная частота; m^* – эффективная масса носителей заряда, ϵ – диэлектрическая проницаемость. Из вышеприведенной формулы

следует, что с усилением магнитного поля при данной частоте зондирующего излучения плазменная частота, соответствующая минимальному пропусканию, должна уменьшаться. Соответственно уменьшается концентрация носителей и мощность подсветки, при которой наблюдается минимум на кривых пропускания. Следует также отметить, что с ростом интенсивности подсветки наблюдается более быстрый спад пропускания образца с усилением магнитного поля (кривые 1–4 на рис. 4) из-за возрастания плотности электронно-дырочной плазмы.

Заключение. Исследовано влияние внешнего магнитного поля и интенсивности облучения поверхности полупроводника (n -Si) на коэффициент пропускания субмиллиметровых волн. Получены и проанализированы зависимости коэффициента пропускания субмиллиметрового излучения от мощности фотовозбуждения и индукции магнитного поля. Наблюдаемое ослабление субмиллиметрового излучения в тонком слое полупроводника объясняется диффузией и рекомбинацией в объеме и на поверхности. Показано, что пропускание тонкого слоя носит резонансный характер вследствие влияния плазменно-магнитных эффектов на проницаемость полупроводника в диапазоне 75–200 ГГц. Эффективное ослабление излучения обеспечивалось регулированием индукции поперечного магнитного поля в диапазоне 0,4–0,6 Тл и интенсивности излучения с длинами волн 0,835 и 0,960 мкм.

Полученные результаты могут применяться для создания полупроводниковых приборов, обеспечивающих управление потоком излучения субмиллиметрового диапазона с помощью магнитных полей.

Список литературы

1. Кац Л. И., Альтшуллер Е. Ю., Чупис В. Н. Отражение электромагнитной волны от тонкой полупроводниковой пластины с управляемой ударной ионизацией концентрационной неоднородностью свободных носителей // Радиотехника и электроника. 1992. Т. 37, № 3. С. 560–566.
2. Сверхбыстродействующие фотоприемники на основе эффектов взаимодействия микроволнового электромагнитного излучения с фотовозбужденной плазмой в полупроводниках / [В. П. Царев и др.] // ЖТФ. 1998. Т. 68, № 11. С. 94–98.
3. All optical multiwavelength technique for the simultaneous measurement of bulk recombination lifetimes and front/rear surface recombination velocity in single crystal silicon samples / L. Sirleto [et al.] // J. Appl. Phys. 2003. Vol. 93, no. 6. P. 3407–3413.
4. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities in semiconductor wafer by a single microwave photoconductance / F. X. Chen [et al.] // Semicond. Sci. and Technology. 2004. Vol. 19, no. 9. P. 959–963.
5. Басс Ф. Г., Гуревич Ю. Г. Горячие электроны и сильные электромагнитные волны в плазме полупроводников и газового разряда. М.: Наука, 1975. 400 с.
6. Зеер К. Физика полупроводников. М.: Мир, 1977. 615 с.

References

1. Kats L. I., Altshuller E. Yu, Chupis V. N. Reflection of an electromagnetic wave from thin semiconductor wafer with free carrier concentration nonuniformity controlled by impact ionization. *Radiotekhnika i elektronika* [Radio engineering and electronics], 1992, vol. 37, no. 4, pp. 560–566 (In Russian).

2. Tsarev V. P., Antonov V. V., Ivanov S. V., Chupis V. N. Ultrahigh-speed photodetectors on the basis of interaction effects of microwave electromagnetic radiation with photoexcited plasma in semiconductors. *Zhurnal tekhnicheskoy fiziki* [Journal of technical physics], 1998, vol. 68, no. 11, pp. 94–99 (In Russian).
3. Sirleto L., Irace A., Vitale G., Zeni L., Cutolo A. All optical mult wavelength technique for the simultaneous measurement of bulk recombination lifetimes and front/rear surface recombination velocity in single crystal silicon samples. *J. Appl. Phys.*, 2003, vol. 93, no. 6, pp. 3407–3413.
4. Chen F. X., Cui R. Q., L Xu L., Meng F. Y., Zhao Z. X. and Zhou Z. B. Separation of the bulk lifetime and surface recombination velocities in semiconductor wafer by a single microwave photoconductance. *Semicond. Sci. and Technol.*, 2004, vol. 19, no. 9, pp. 959–963.
5. Bass F. G., Gurevich Yu. G. *Goryachiye elektrony i sil'nyye elektromagnitnyye volny v plasme poluprovodnikov i gazovogo razryada* [Hot electrons and strong electromagnetic waves in plasma of semiconductors and gas discharge]. Moscow, Nauka Publ., 1975. 400 p.
6. Zeeger K. *Fizika poluprovodnikov* [Physics of semiconductors]. Moscow, Mir Publ., 1977. 615 p.

Информация об авторах

Мадьяров Владимир Рафкатович – кандидат физико-математических наук, доцент, доцент кафедры физики. Белорусский государственный технологический университет (220006, г. Минск, ул. Свердлова, 13а, Республика Беларусь). E-mail: Madyarov@belstu.by

Information about the author

Mad'yarov Vladimir Rafkatovich – PhD (Physics and Mathematics), Associate Professor, Assistant Professor, the Department of Physics. Belarusian State Technological University (13a, Sverdlova str., 220006, Minsk, Republic of Belarus). E-mail: Madyarov@belstu.by

Поступила после доработки 17.03.2021