

5. Айвазян Г. Г., Айвазян Г. М., Гулян А. Г., Мартиросян Р. М. Тезисы доклада на Всесоюзном совещании «Использование спутниковой информации для исследования океана и атмосферы» апрель 1989 г. Звенигород, Москва, 1989, стр. 82.

**ԵՆԹԱՄԻԼԻՄԵՏՐԱԼՈՑ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ ՊԱՍԻՎ ԵՎ ԱԿՏԻՎ ՌԱԴԻՈԼՈԿԱՑԻԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՈՒՄԸ ԿԱՐԿՏԱԳՈՑԱՑՄԱՆ ՍԿԻՋՐԸ ԱՄՊՈՒՄ ՀԱՅՏԱՐԵՐԵԼՈՒ ՀԱՄԱՐ**

2. 2. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ, Ա. Գ. ԳՈՒԼՅԱՆ, Ռ. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ

*Բերված է մեթոդիկայի և սարքավորման համակարգի նկարագրումը՝ կարկտագոյացման սկիզբը ամպում հայտնաբերելու համար: Համակարգը բաղկացած է միլիմետրային և ենթամիլիմետրային տիրույթի ակտիվ և փոխադարձ ակտիվ ռադարներից: Գերխոշոր կաթիլներում շուրջապատված փուլային անցման հայտնաբերման համար օգտագործվում է սպառնալից ակտիվ ռադարի և ենթամիլիմետրային տիրույթում սառույցի թափանցելիության «սպառնալից» ակտիվ ռադարի կիրառությունը:*

**DETECTION OF HALL FORMATION PROCESS IN CLOUDS BY MEANS OF PASSIVE AND ACTIVE RADAR IN SUBMILLIMETER BAND**

G. G. AIVAZYAN, G. M. AIVAZYAN, A. G. GULYAN AND R. M. MARTIROSYAN

A radiometric equipment and technique for the detection of the initial phase of hail formation in clouds are described. The kit includes a multichannel radiometer operating in millimeter and submillimeter wave bands. The water-to-ice phase transition in overlarge water drops is detected by means of a radar, operating in the ice transparency "window" of the submillimeter band.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 102—106 (1990)

УДК 535.343.2:538.219.1

**ПОГЛОЩЕНИЕ СЛАБОГО СИГНАЛА ПРИМЕСНЫМ ПОЛУПРОВОДНИКОМ В ПРИСУТСТВИИ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ**

С. К. АВЕТИСЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

А. Э. ЕНОКЯН, Э. М. КАЗАРЯН

Армянский педагогический институт им. Х. Абовяна

(Поступила в редакцию 5 мая 1989 г.)

В работе вычислен коэффициент межпримесного поглощения слаболегированного некомпенсированного полупроводника, находящегося в поле лазерного излучения. При хаотическом распределении примесей применено приближение ближайшего соседа. Приведены спектры поглощения при разных частотах сильного поля, концентраций и других параметров материала и лазерной волны.

Как известно, резонансное сильное электромагнитное поле существенным образом влияет на энергетический спектр и оптические свойства собственных полупроводников [1]. Свойства примесного полупроводника под воздействием резонансной лазерной волны также заметно меняются. В [2] рассмотрен энергетический спектр примесного полупроводника в поле сильной волны с частотой  $\Omega$ , обеспечивающей резонансные переходы между связанными состояниями донорных и акцепторных центров.

В настоящем сообщении вычислен коэффициент поглощения (КП) слабого сигнала частотой  $\omega$  в примесном полупроводнике, находящемся в поле лазерного излучения с частотой  $\Omega$ , причем  $\omega \sim \Omega$  (рассмотрена область частот  $\Omega$  ниже порога собственного поглощения). Для многих полупроводников, например,  $GaAs$ ,  $GaSb$ ,  $a_D \gg a_A$  и вплоть до концентраций  $n_A \sim 10^{15} \text{ см}^{-3}$  выполняется условие слабого легирования

$$\bar{R}_{DA} \gg a_D, \quad (1)$$

где  $\bar{R}_{DA}$  — среднее расстояние между донором и акцептором, а  $a_D$ ,  $a_A$  — боровские радиусы донора и акцептора соответственно. Отметим, что при слабом легировании эффектами экранировки можно пренебречь.

В достаточно сильных полях, когда время межпримесных переходов много меньше всевозможных релаксационных времен, что для большинства полупроводников имеет место при полях  $E \sim 10^5 \text{ В/см}$ , возникают квазиэнергетические состояния. Для модели водородоподобных мелких примесей в резонансном приближении матричный элемент межпримесного перехода имеет вид [3]:

$$M_{DA} = \frac{e}{h m_0 c} (A P_{cv}(0)) \left( \frac{4 a_A}{a_D} \right)^{3/2} \exp\left(-\frac{R}{a_D}\right) \frac{1}{(1 + a_A^2 q^2)^2}, \quad (2)$$

где  $A = A_0 \cos(\Omega t - q r)$  — векторный потенциал электромагнитного поля,  $P_{cv}(0)$  — матричный элемент квазиимпульса, вычисленных в точке  $k = 0$ , а расстройка резонанса:

$$\epsilon = \frac{1}{h} \left( E_g - E_D - E_A - h \Omega + \frac{e^2}{\kappa R} \right) = E - \Omega + \frac{e^2}{\kappa R}, \quad (3)$$

где  $\kappa$  — статическая диэлектрическая проницаемость.

Исследуя поглощение слабого сигнала частоты  $\omega \sim \Omega$  в присутствии сильной волны, определенной парой донор-акцептор, найдем выражение для КП. Затем, усредняя его с учетом распределения примесных пар по межпримесному расстоянию, вычисляем реально измеримый КП\*. При хаотическом распределении примесей и слабом легировании можно применять приближение ближайшего соседа [4, 5]. При условии  $n_A \gg n_D$  вероятность нахождения ближайшего к донору акцептора в пределах  $R$ ;  $R + dR$  равна:

\* — частный случай межпримесного КП в поле лазерного излучения соответствующей области частоты  $h \Omega < E_g - E_D - E_A$  в аналогичной постановке рассмотрен в работе [3].

$h$  — постоянно Планка =  $\frac{h}{2\pi}$

$$W(R) dR = 4\pi n_A K^2 \exp\left(-\frac{4}{3}\pi n_A R^3\right) dR. \quad (4)$$

Зависимость коэффициента поглощения (усиления)  $K$  от частоты слабой волны  $\omega$  (в безразмерных единицах  $\hbar(\omega - \Omega)/E_D$ ) приведена на рис. 1а и рис. 1б. Рис. 1а соответствует случаю  $\Delta = E - \Omega > 0$ ,

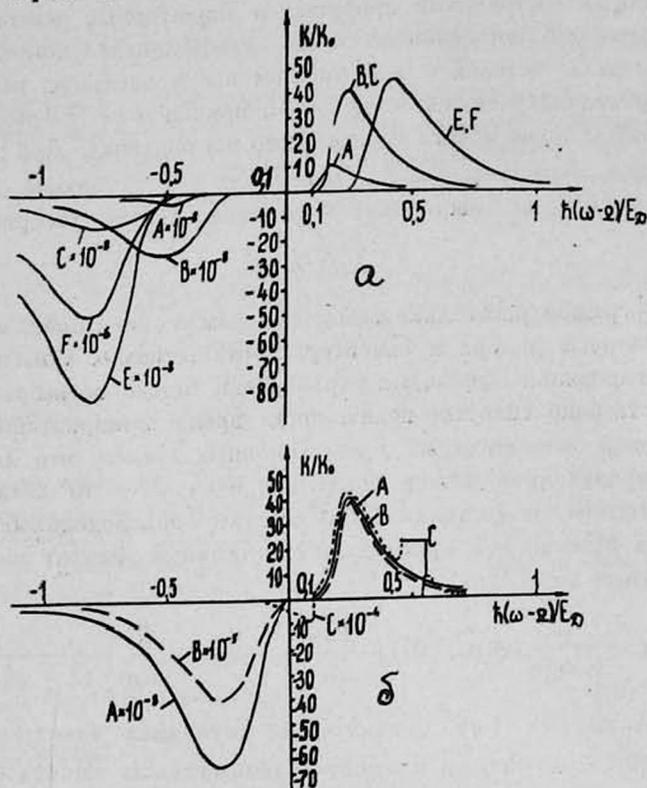


Рис. 1. Зависимость коэффициента поглощения пробной волны от частоты в относительных единицах  $K/K_0$ .

$$K_0 = \frac{32\pi^4 \sqrt{\chi} n_D n_A \alpha_D^4}{c \omega m_j^2} \left(\frac{\alpha_D}{\alpha_N}\right)^{3/2} (e_1 p_{cv}(0)) \quad \text{и}$$

$$\lambda = \frac{e}{E_D m c} (A p_{cv}(0)) \cdot \left(\frac{\alpha_D}{\alpha_A}\right)^{3/2}.$$

а)  $\Delta > 0$

А) $n_A = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ,	$\Delta = 0,01$ ,	$\lambda = 0,1$
В) $n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,	$\Delta = 0,01$ ,	$\lambda = 0,1$
С) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,1$
Е) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,1$
Ф) $n_A = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,	$\Delta = 0,1$	$\lambda = 0,5$ ,

б)  $\Delta < 0$

	$n_A = 10^{15} \text{ см}^{-3}$ ,	
А) $\Delta = -0,1$ ,		$\lambda = 0,1$
В) $\Delta = -0,1$ ,		$\lambda = 0,5$
С) $\Delta = -0,5$ ,		$\lambda = 0,5$ ,

а рис. 16 —  $\Delta < 0$ .

При положительных  $\Delta$ , как видно из рис. 1а, существуют области поглощения ( $\omega > E$ ) и усиления ( $\omega < E - 2\Omega$ ), а в промежуточной области  $K = 0$ .

Как видно из графика, расположение и величина пика поглощения в основном обусловлены концентрацией доминирующей примеси. С ростом концентрации поглощение увеличивается, а пик смещается в сторону больших частот. Что касается коэффициента усиления, то его поведение определяется как концентрацией примесей, так и параметрами сильного поля. Увеличение  $\Delta$  смещает пик усиления в сторону меньших частот и уменьшает его величину (удаление от резонанса). Концентрация слабо влияет на расположение пика усиления, но заметно — на его величину. Однако основным параметром, определяющим усиление, является напряженность поля. Действительно, как видно из графика (сравни  $E$  и  $F$ ), увеличение напряженности в 5 раз приводит к росту пика коэффициента усиления примерно в 60 раз.

В случае же  $\Delta < 0$ , для данной частоты сильной волны из-за кулоновского разброса энергий имеются пары с противоположными знаками  $\epsilon$ , и следовательно, штарковские сдвиги для разных пар происходят в разных направлениях. Таким образом, часть пар будет усиливать слабый свет частотой  $\omega$ , а другая часть — поглощать, и результирующий КП определится суммой этих двух конкурирующих вкладов. Как видно из рис. 16, для малых  $\Delta$  поведение КП в значительной мере повторяет особенности для положительных  $\Delta$  (сравни С рис. 1а и А рис. 16). Однако при увеличении  $|\Delta|$  вблизи частоты  $\Omega$  возникает полоса прозрачности шириной  $2\delta\Delta$ , а на частотах  $\Omega \pm \delta\Omega$  возникают узкие пики поглощения и усиления, что обусловлено существенным изменением комбинированной плотности состояния, вносимое сильным электромагнитным полем.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Галицкий В. М., Елесин В. Ф. Резонансное взаимодействие электромагнитных полей с полупроводниками. Энергоатомиздат, М., 1986.
2. Арутюнян С. Л., Казарян Э. М., Минасян Г. Р. ФТП, 12, 2392 (1978).
3. Казарян Э. М., Меликян А. О., Минасян Г. Р. ФТП, 13, 2034 (1979).
4. Döhler G. M. Phys. Stat. Sol. (b), 45, 705 (1971).
5. Касаманян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 6, 116 (1971).

ԹՈՒՅՂ ԱԶԳԱՆՇԱՆՆԻ ԿԼԱՆՈՒՄԸ ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԻՍԱԶԱՂՈՐԴՉՈՒՄ ՈՒԺԵՂ  
ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՏԻՍԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՄԲ

Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Ա. Է. ԵՆՈՔՅԱՆ, Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ

Աշխատանքում հաշվված է միջխառնորդային կլանման գործակիցը թույլ լեզերացված, չկոմպենսացված կիսահաղորդչում, որը գտնվում է լազերային ճառագայթման դաշտում: Խառնուրդների քառասյին բաշխման համար կիրառված է մերձակա հարևանի մոտավորությունը: Ուժեղ դաշտի հաճախությունների, խառնուրդների կոնցենտրացիաների, նյութի ու լազերային ալիքի ալլ պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում տրված են կլանման սպեկտրները:

# ABSORPTION OF A WEAK SIGNAL BY AN IMPURITY SEMICONDUCTOR IN THE PRESENCE OF INTENSE ELECTROMAGNETIC RADIATION

S. K. AVETISYAN, A. E. YENOKYAN, E. M. KAZARYAN

The interimpurity absorption coefficient of weakly doped uncompensated semiconductor placed in the field of laser radiation is calculated. In case of chaotic distribution of impurities the calculations were made in the approximation of the nearest neighbour. The absorption spectra at various values of strong wave frequency, the impurity concentration and other parameters of the material and radiation are given.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 106—108 (1990)

УДК 621.382

## ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ В НЕОДНОРОДНОМ ПОЛУПРОВОДНИКЕ

Р. Р. ВАРДАНЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 25 мая 1989 г.)

Показано, что при освещении в области собственного поглощения полупроводника с локальной неоднородностью потенциального рельефа при наличии внешнего магнитного поля в полупроводнике возникают замкнутые круговые токи и магнитное поле, при этом фототок уменьшается под воздействием внешнего магнитного поля.

Рассмотрим фотоманитный эффект в полупроводнике с неоднородностью потенциального рельефа на небольшом участке поверхности ( $p$ - $n$ -переход, неоднородность легирования, структурный дефект, наличие коллекторного зонда и т. п.). Пусть, например, это будет  $p$ - $n$ -переход цилиндрической формы с радиусом  $r$  и глубиной  $h$  (рис. 1). При освещении такой структуры генерированные в  $p$ - и  $n$ -областях неосновные носители заряда будут собираться  $p$ - $n$ -переходом и создавать фототок. Под воздействием магнитного поля  $B_0$ , вектор индукции которого перпендикулярен поверхности полупроводниковой пластины, неосновные носители заряда будут перемещаться к границе раздела  $p$ - $n$ -перехода под углом Холла относительно их первоначального направления движения, что вызывает появление замкнутых круговых токов с цилиндрической симметрией относительно оси  $z$ . Эти токи порождают магнитное поле с индукцией  $B_z$ , которое направлено в противоположную относительно внешнего поля  $B_0$  сторону.

При условии  $\alpha h \gg 1$ , где  $\alpha$  — коэффициент поглощения света, расчет, проведенный нами дает следующую оценку магнитного поля, генерируемого круговыми токами (составляющим фототока из  $n$ -области пренебрегается)