Балеску Р. Равновесная и неравновесная статистическая механика. Т. 1. М.: Мир, 1978. 405 с.

### ԲՈԶԵ–ԿՈՆԴԵՍԱՑԻԱ ԸՆԴՀԱՏ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՈՎ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ

#### Վ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՑԱՆ

Ցույց է տրված, որ կամայական չափայնության համակարգում հնարավոր է բողե-կոնդենսացիա, եթե մասնիկները ունեն ընդհատ էներգետիկ սպեկտր, անկախ այն բանից, թե ինչպիսին է դիսպերսիայի օրենթը կոնտինուալ սահմանին անցնելիս։ Ստացված են պարզ հավասարումներ, որոնց գրաֆիկական լուծումը թույլ է տալիս որոշել այլասերման ջերմաստիմանը լուրաքանչյուր կոնկրետ դեպքում։ Հիմնական էներգետիկ մակարդակի «րարձրացման» հետ մեծանում է բողե-կոնդեսացված վիճակի անցման ջերմաստիճանը։

# BOSE CONDENSATION IN A SYSTEM OF PARTICLES WITH DISCRETE ENERGY SPECTRUM

#### V. A. HARUTYUNYAN

It is shown that in the system of arbitrary dimensions the Bose condensation is possible if the energy spectrum of particles is discrete irrespective of the dispersion law of particles in the continuel limit. Simple equations are obtained, graphical solution of which gives the transition temperature for each specific case. With the increase in the ground state energy the transition temperature of Bose condensation increases.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 93-98 (1990)

УДК 535.345

## РАСПРОСТРАНЕНИЕ МОЩНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В *n-Ge* ПРИ ГЕЛИЕВЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

#### С. К. АВЕТИСЯН, С. С. ДАНАГУЛЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 10 августа 1989 г.)

Теоретически исследована временная эволюция лазерного импульса при распространении через *n*-Ge при низких температурах. При нахождении временного профиля импульса учтено нелинейное поглощение света, обусловленное как фотоионизацией примесей и дальнейшими однофотонными внутризонными переходами, так и двухфотонными непрямыми переходами  $L \rightarrow \Gamma$ . Показано, что на выходе из кристалла имеет место сужение лазерного импульса, которым можно управлять, меняя пиковую мощность входящего излучения.

В последние годы ведутся интенсивные теоретические и экспериментальные исследования, посвященные нелинейным оптическим свойствам Ge в инфракрасном диапазоне. Эти исследования привели к использованию Ge в качестве выходного зеркала  $CO_2$  лазеров, где с большой эффективностью осуществляются эксперименты по четырехволновому смешению частот [1, 2]. Ge уже используется в качестве насыщающегося поглотителя, что особенно важно для подавления пассивных мод  $CO_2$  лазеров [3], временно́го сужения лазерных импульсов [4] и т. д.

Как показывают эксперименты [5, 6], при высоких и низких температурах включаются разные механизмы нелинейности, которые по разному влияют на оптические свойства Ge. При комнатных температурах основная нелинейность в p-Ge обусловлена насыщением однофотонных переходов между подзонами легких и тяжелых дырок [3], а при больших интенсивностях могут включиться двухфотонные переходы между подзоной легких дырок и спин — отщепленной зоной [7]. В случае же n-Ge при комнатных температурах обнаруженная нелинейность может быть обусловлена двухфотонными непрямыми переходами между минимумами L и Г зоны проводимости [7].

Данная работа посвящена исследованию распространения инфракрасного излучения с энергией кванта h  $\Omega = 0,117$  эВ в *n-Ge* при гелиевых температурах. При низких температурах, когда носители заряда находятся на основных донорных уровнях, доминирующим механизмом поглощения на указанной частоте является фотоионизация мелких примесей. С увеличением мощности излучения, когда становится заметной концентрация фотовозбужденных носителей, растет соответственно интенсивность захвата электрона примесными центрами [8]. Одновременно, при высоких мощностях, с увеличением концентрации свободных носителей, открывается новый канал поглощения, связанный с двухфотонными непрямыми переходами электрона из минимума L в минимум Г зоны проводимости. Этот процесс энергетически разрешен, поскольку зазор между минимумами L н  $\Gamma$  для Ge при гелиевых температурах составляет  $\Delta = 0,154$  »В [9]. Как будет показано ниже, отмеченные два процесса играют решающую роль в задаче распространения.

Уравнение распространения лазерного импульса (в направлении оси z) может быть записано следующим образом:

$$\frac{\partial I(z,t)}{\partial z} = -a_1(I)I - a_2I^2, \qquad (1)$$

где I(z, t) — интенсивность излучения,  $\alpha_1(I)$  — коэффициент однофотонного поглощения, включающий фотоионизацию и последующее поглощение на свободных носителях в минимумах L и  $\Gamma$ ,

$$a_1(I) = (N_D - n - N_A)\sigma_1 + (n - n_1)\sigma_2 + n_1\sigma_3.$$
(2)

Эдесь  $N_D$  и  $N_A$ —концентрации доноров и акцепторов,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2$ ,  $\sigma_3$ —сечения фотоионизации и внутризонного потлощения в минимумах L и  $\Gamma$  соответственно, n — концентрация электронов в минимуме L,  $n_1$  — концентрация электронов в минимуме  $\Gamma$ , появляющихся вследствие непрямых двухфотонных переходов,  $\alpha_2$  — коэффициент двухфотонного поглощения. Следует

\*h — постоянная Планка =  $\frac{h}{2h}$ 

центрации n и  $n_1$ , сами зависят от интенсивности. Зависимость n и  $n_1$  от интенсивности I определяется из следующих кинетических уравнений:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = (N_D - n - N_A) \sigma_1 \frac{I}{h\Omega} - (n + N_A) (n - n_1) \sigma_4 < v >,$$
$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \frac{1}{2h\Omega} \alpha_2 I^2, \qquad (3)$$

где G<sub>4</sub> — сечение захвата электрона примесным центром, < v > - средняя скорость электрона в зоне проводимости.

Для комнатной температуры коэффициент двухфотонного поглощения  $\alpha_2$  рассчитан в работе [7]. При низких температурах, в отличие от [7], непрямой переход  $L \rightarrow \Gamma$  может осуществляться только испусканием оптических и акустических фононов. Учитывая это обстоятельство для коэффициента непрямого двухфотонного поглощения будем иметь

$$a_{2}(I) = \frac{8\sqrt{2}}{9\pi^{5/2}} \left(\frac{e^{2}}{n_{0} c h \Omega}\right)^{2} \left(\frac{E_{g} + \Delta}{E_{g}}\right)^{2} \frac{N_{D} \sqrt{k} T}{(h \Omega)^{3} \sqrt{m_{c}}} I \times \\ \times [c_{1} F(z_{1}) + c_{2} F(z_{2})], \qquad (4)$$

где

$$F(z) = \int_{0}^{\infty} e^{-y^2} y^2 \sqrt{y^2 + z} \theta(y^2 + z) dy,$$
  
$$z_{1,2} = \frac{2 h \Omega - h \omega_{ac, op} - \Delta}{k T}, \qquad \theta(x) = \begin{cases} 1, x \ge 0\\ 0, x < 0. \end{cases}$$

Совместное решение (1) и (3) с учетом выражений (2) и (4) позволяет определить форму лазерного импульса на выходе из кристалла. Здесь следует указать, что в частном случае прямоугольного импульса и отсутствии двухфотонного поглощения уравневие (3) допускает точное решение. Это позволяет исследовать основные особенности нелинейных процессов при распространении мощных импульсов в *n*-Ge при низких температурах. В указанном частном случае решение уравнения (3) имеет вид

$$h(t) = \begin{cases} \frac{n_{1}(1 - \exp(-k_{0} t))}{1 - \frac{n_{1}}{n_{2}} \exp(-k_{0} t)} \\ \frac{1 - \frac{n_{1}}{n_{2}} \exp(-k_{0} t)}{\left[\sigma_{4} < v > t + \frac{1 - \frac{n_{1}}{n_{2}} \exp(-k_{0} T)}{n_{1}(1 - \exp(-k_{0} T))}\right]^{-1}, t > T, \end{cases}$$
(5)

где

$$m_{1,2} = -\frac{k}{2\sigma_4 < v >} \pm \frac{1}{2} \sqrt{\frac{k^2}{(\sigma_4 < v >)^2} + \frac{4kN_D}{\sigma_4 < v >}}, \quad k = \frac{\sigma_1 I_0}{h \Omega},$$

$$k_0 = \sqrt{\frac{k^2 + 4kN_D \sigma_4 < v >}{k^2 + 4kN_D \sigma_4 < v >}}, \quad I = \begin{cases} I_0, t \leq T\\ 0, t > T. \end{cases}$$

Как видно из (5), *п* достигает максимального значения в момент времени t = T, и после прохождения импульса (t > T) экспоненциально спадает до нуля. В зависимости от соотношения длительности лазерного импульса T и наибольшего из времен жизни носителей  $\tau_{max}$  здесь возможны две ситуации, которые приводят к различным физическим результатам. При  $T \gg \tau_{max}$  можно пренебречь зависимостью n от времени и решать стационарную задачу распространения [6]. Такое приближение оправдано в случае субнаносекундных импульсов, поскольку в n-Ge  $\tau_{max}$  не превышает  $10^{-9}$  с. В случае же  $T \sim \tau_{max}$ , как это видно из (5), учет эффектов нестационарности становится необходимым. Так, например, если насыщение поглощения наступает при интенсивностях  $I < I_{max}$ , то задний фронт импульса проходит кристалл без деформации, что существенно влияет на интегральное поглощение.

Уравнения (1), (3) в самом общем виде решены нами численно для гауссовских импульсов различной длительности. При интегрировании (1), (3) с известными значениями  $\sigma_4$ ,  $\sigma_2$  и  $\sigma_3$  [6], величина  $\sigma_4 < v >$  рассматривалась в качестве подгоночного параметра. В частности, как показали расчеты, при  $N_D = 1,5 \cdot 10^{16}$  см<sup>-3</sup>,  $N_A = 0$ , длине образца L = 3 см и длительности входящего импульса 200 нсек начиная с пиковой интенсивности 0,05 MBт/см<sup>2</sup> имеет место укорочение длительности лазерного импульса на 20÷25%. Выше 2 МВт/см<sup>2</sup> длительность лазерного импульса плавно увеличивается и при 12 MBт/см<sup>2</sup> снова становится равной 200 псек. Укорочение длительности импульса на 18:26% при указанных выше условиях было обнаружено в экспериментальной работе [6]. Это явление мы объясняем эффектом насыщения поглощения пои пиковых интенсивностях выше 0,05 MBт/см<sup>2</sup>. Действительно, в то время, как центральная часть импульса проходит кристалл без поглощения, на переднем фронте импульса имеет место сильное однофотонное поглощение. Как это показали расчеты, достаточно сильное поглощение имеет место также на заднем фронте импульса, поскольку в рассмотренном случае время жизни неравновесных носителей гораздо меньше длительности импульса. Рост длительности импульса выше 2 MBт/см<sup>2</sup> связан с возрастанием роли двухфотонных переходов  $L \to \Gamma$ . Эта нелинейность вызывает сильное поглощение в центральной: части импульса, что и обусловливает его уширение во времени.

Основываясь на решении уравнений (1), (3) нами рассчитан также средний коэфициент поглощения  $\overline{\alpha(I_0)} = \frac{1}{L} \ln (E_t / E_t)$  (где  $E_t$  и  $E_t -$ энергии входящего и выходящего импульсов). Как показало численное интегрирование, имеет место монотонное уменьшение  $\overline{\alpha(I_0)}$  (до пиковой интенсивности  $10 \frac{MBm}{c \, m^2}$ ), что находится в полном согласии с экспериментом [6]. Насыщение поглощения обусловлено тем, что сечение фоточионизации  $\sigma_1$  превышает как сечение обратного захвата электрона на примесный уровень (которое по нашим расчетам равно  $\sigma_4 < v > = 5,2 \cdot 10^{-8} \frac{c \, m^3}{c}$ ), так и сечение двухфотонного поглощения в

указанной области интенсивности.

В заключение отметим, что расхождение теории, развитой в [6], с экспериментом на наш взгляд обусловлено игнорированием двухфотонных непрямых переходов  $L \rightarrow \Gamma$ .

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Gibson A. F. et al. Appl. Phys. Lett., 21, 356 (1972).

2. Phipps C. R. Jr. Thomas S. S. Opt. Lett., 1, 93 (1977).

3. Keilmann F., IEEE, J. Quant. Electr., QE-12, 592 (1976).

4. Yuen S. J. et al. Opt. Commun., 28, 237 (1979).

5. Yuen S. J. et al. J. Appl. Phys., 51, 1146 (1980).

6. Mc Manus J. B. et al. J. Appl. Phys., 52, 4748 (1981).

7. Аветисян С. К., Минасян Г. Р. ФТТ, 31, 87 (1989).

8. Смит Р. Полупроводники. М., 1982. 558 с.

9. Цидильковский И. М. Электроны и дырки в полупроводниках, М., 1972. 640 с.

 Macfarlane G. G., Mclean T. P., Quarrington J. E., Roberts V. Phys. Rev., 108 1377 (1957); Phys. Rev., 111, 1245 (1957).

# ረቧበቦ ኮՆՖՐԱԿԱՐՄԻቦ ՃԱՌԱԳԱՑԹՄԱՆ ՏԱՐԱԾՈՒՄԸ n—Ge-ՈՒՄ ՀԵԼԻՈՒՄԱՑԻՆ ՋԵՐՄԱՍՏԻՃԱՆՆԵՐՈՒՄ

#### Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՏԱՆ, Ս. Ս. ԴԱՆԱԳՈՒԼՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանջում տեսականորեն ճետաղոտված է լազերային իմպուլսի ժամանակային էվոլյուցիան, նրբ այն տարածվում է ցածր ջերմաստիճաններում գտնվող п—Ge-ում։ Իմպուլսի ժամանակային տեսջը որոշելիս ճաշվի է առնվել լույսի ոչ գծային կլանումը, որը պայմանավորված է ինչպես խառնուրդների ֆոտոիոնացումով և դրան հաջորդող մեկ ֆոտոնային ներգոտային կլանումով, այնպես էլ երկֆոտոնային ոչ ուղիղ L—T անցումներով։ Յույց է տրված, որ բյուրեղի ելջում տեղի ունի լազերային խմպուլսի նեղացում, որը կարող է ղեկավարվել ընկնող ճառագայթնման ճղորության փոփոխմամբ։

28

# PROPAGATION OF HIGH POWER INFRARED RADIATION IN n-Ge AT HELIUM TEMPERATURES

# S. K. AVETISYAN, S. S. DANAGULYAN, G. P. MINASYAN

The time evolution of a laser pulse during its propagation through a n-Ge structure at low temperatures has been theoretically investigated. For the determination of time profile of the pulse, both the nonlinear absorption of light due to the photoionization of admixtures and one-photon interband transitions, and two-photon indirect  $L \rightarrow \Gamma$  transitions were taken into consideration. It is shown that at the crystal exit the narrowing of laser pulse takes place, which is controlled by changing the peak power of the input radiation.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 25, вып. 2, 98-102 (1990)

# УДК 539.1.074;621.396.96;551.578.7

# ПРИМЕНЕНИЕ ПАССИВНОЙ И АКТИВНОЙ РАДИОЛОКАЦИИ В СУБМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛЯ ОБНАРУЖЕНИЯ НАЧАЛА ГРАДООБРАЗОВАНИЯ В ОБЛАКЕ

#### Г. Г. АЙВАЗЯН, Г. М. АЙВАЗЯН, А. Г. ГУЛЯН, Р. М. МАРТИРОСЯН.

Институт раднофизики и электроники АН АрмССР'

#### (Поступила в редакцию 23 апреля 1989 г.)

Приводится описание методики и раднометрического комплекса для обнаружения начала градообразования в облаке. Комплекс состоит из многоканального радиометра в диапазоне миллиметровых и субмиллиметровых волн. Для обнаружения фазового перехода вода-лед в сверхкрупных гаплях используется радиолокатор на длину волны «окна» прозрачности льда в субмиллиметровом диапазоне.

В работах [1, 2] показано, что, используя распространение миллиметровых (MM) и субмиллиметровых (CMM) волн в облаках, можно обнаружить три стадии физического развития конвективного облака: укрупнение размеров сверхкрупных капель, переход капель в переохлажденное состояние и, наконец, покрытие переохлажденной капли коркой льда или непосредственный переход капель в ледяную крупу. Момент фазового перехода вода-лед в сверхкрупных каплях можно обнаружить с помощью радиолокационного отражения в «окне» прозрачности льда 0,3—0,8 мм, где при фазовом переходе коэффициент радиолокационного отражения увеличивается более чем в 100 раз [1, 2]. Указанные данные легли в основу разработанного метода и соответствующей радиометрической аппаратуры для обнаружения начала градообразования в облаке.

Остановимся пока на методе обнаружения зачатков града в облаже. Резонансные свойства сверхкрупных капель могут проявиться наиболее ярко, если для зондирования облака использовать СММ волны, т. е. когда размер капель соизмерим с длиной волны падающего излучения. В этом