

сужается, а величина $|m_s|$ увеличивается по мере приближения к ε_0 . В частности, при $E + \varepsilon_0 \rightarrow 0$ имеем $|m_s| \rightarrow \infty$, т. е. поверхностная подзона сужается до дискретного уровня. При $m_e = m_p$ это происходит, когда $\varepsilon_0 = 0$, т. е. край поверхностной подзоны находится в середине запрещенной зоны.

ЛИТЕРАТУРА

1. Варданян А. А., Гаспарян В. М., Касаманян Э. А. Изв. вузов, Физика, № 6, 123 (1979). Деп. ВИНТИ, № 1515—79.—10 т.
2. Девисон С., Левин Дж. Поверхностные «таммовские» состояния. Изд. Мир, М., 1971.
3. Варданян А. А., Касаманян Э. А. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 2 (1977).
4. Касаманян Э. А., Юзбашян Э. С. Ученые записки ЕГУ, № 1, 52 (1979).

ԷԼԵԿՏՐՈՆԻ ԴԻՍՊԵՐՍԻԱՅԻ ՕՐԵՆՔԸ ՆԵՂ ԱՐԳԵԼՎԱԾ ԳՈՏԻՈՎ
ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ԵՆԹԱԳՈՏԻՈՒՄ

Ձ. Հ. ԿԱՍԱՄՅԱՆ, Մ. Ա. ՉԱԼԱԲՅԱՆ

Նեղ արգելված գոտիով կիսահաղորդչի սեփական մակերևութային ենթադաշտում որոշված է էլեկտրոնի էներգիայի կախումը մակերևութի ուղղությամբ երկչափ ալիքային վեկտորից: Ենթադրված գոտիում ենթադաշտը գրաված դիրքից:

ELECTRON DISPERSION IN THE SURFACE SUBBAND OF SEMICONDUCTORS WITH NARROW FORBIDDEN BAND

Z. H. KASAMANYAN, M. A. CHALABYAN

The dependence of electron energy on two-dimensional wave vector along the surface in the intrinsic surface subband of a narrow-gap semiconductor is determined, when the location of the subband within the forbidden band is varied.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 95—99 (1988)

УДК 532. 516

О ВОЗМОЖНОСТИ ПЛАВНОГО ИЗМЕНЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ КОНВЕКЦИИ, ВОЗБУЖДАЕМОЙ ПОГЛОЩЕНИЕМ СВЕТОВОЙ ВОЛНЫ

Р. С. АКОПЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 декабря 1986 г.)

С учетом экспоненциального закона поглощения света теоретически рассмотрены задачи о конвекции в жидкостях, обусловленной поглощением лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интен-

сивности. Показана возможность плавного изменения параметров конвекции перестройкой частоты, периода структуры и интенсивности световой волны.

Недавно в работах [1, 2] была показана возможность возбуждения конвективных гидродинамических движений в горизонтальном слое жидкости при поглощении падающего на слой лазерного излучения с пространственно-периодической структурой интенсивности. Были рассмотрены как механизм Рэлея-Бенара для ячейки с двумя жесткими границами [1], так и термокапиллярный механизм для жидкости со свободной поверхностью [2]. Расчеты проводились для случая слабого поглощения световой волны: $\kappa L \ll 1$, когда имеет место линейный закон поглощения (κ —коэффициент поглощения, а L —толщина слоя). В настоящей работе рассматривается более общий случай, когда свет в жидкости поглощается по экспоненциальному закону. Будет показано, что перестройкой частоты лазерного излучения, т. е. изменением коэффициента поглощения $\kappa(\omega)$, можно плавно изменять профиль и амплитуду скорости конвективных потоков.

Направим ось z декартовой системы координат вертикально вверх перпендикулярно слою, а начало отсчета выберем на нижней поверхности жидкости. На слой падают две плоские световые волны с одинаковыми частотами и линейными поляризациями, образуя интерференционную картину интенсивности:

$$|E_0(x)|^2 = A + D \exp(ikx) + \text{к. с.} \quad (1)$$

Здесь $A = |E_1|^2 + |E_2|^2$, $D = E_1 E_2^*$, $k = (\omega/c) |\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2|$ — разность волновых векторов, ω — частота, c — скорость света в вакууме, α_1, α_2 — углы падения волн, E — комплексная амплитуда световой волны.

С учетом экспоненциального закона поглощения интенсивность света в среде определяется выражением вида

$$|E(x, z)|^2 = |E_0(x)|^2 \exp(-\kappa z). \quad (2)$$

Поэтому система линеаризованных уравнений (2.2) из [1] для пространственно-периодической части возмущений температуры $\theta(x, z) = \theta(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}$ и скорости $v(x, z) = V(z) \exp(ikx) + \text{к. с.}$ принимает вид

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2}{dz^2} - a^2\right) \theta &= -\frac{\eta J}{\beta \rho_0 g L^2} \exp(-\kappa z), \\ \left(\frac{d^2}{dz^2} - a^2\right)^2 V_z &= \frac{\beta \rho_0 g L^2}{\eta} a^2 \theta, \quad V_x = \frac{i}{a} \frac{dV_z}{dz}, \\ d &= \kappa L, \quad a = kL, \quad Z = \frac{z}{L}, \quad J = \frac{\beta g L^3 (\kappa L)}{\eta C_p \chi} U D. \end{aligned} \quad (3)$$

Из симметрии задачи следует, что $u_y = 0$. Здесь ρ_0 — плотность, η — вязкость жидкости, g — ускорение силы тяжести, $U = cn/8\pi$, n — показатель преломления среды, C_p — теплоемкость, χ — температуропроводность жидкости.

Рассмотрим сначала влияние экспоненциального закона поглощения света на принудительную конвекцию в слое жидкости с жесткими граничными условиями: $V_z = dV_z/dZ = \Theta = 0$ при $Z = 0$ и $Z = 1$ (см. [1]). Мы приведем только решение для z -компоненты скорости гидродинамических потоков как основного параметра конвективных движений:

$$V_z(Z) = \frac{J a^2}{(a^2 - d^2)^3} \exp\left(-dZ + \frac{d}{2}\right) + \left[e_+ + b_+\left(Z - \frac{1}{2}\right) + d_+\left(Z - \frac{1}{2}\right)^2\right] \exp\left(aZ - \frac{a}{2}\right) + \left[e_- + b_-\left(Z - \frac{1}{2}\right) + d_-\left(Z - \frac{1}{2}\right)^2\right] \exp\left(-aZ + \frac{a}{2}\right). \quad (4)$$

Постоянные $e_{\pm}$, $b_{\pm}$, $d_{\pm}$ определяются из вышеуказанных граничных условий и сильно зависят от параметров a и d . При $d \ll 1$ получаются результаты работы [1]. Численные исследования при $d \gtrsim 1$ показывают, что значение аргумента $Z = Z_1$, при котором амплитуда z -компоненты скорости $V_z(Z)$ достигает своего максимума, зависит от d и a (рис. 1). Видно, что с увеличением параметров a и d максимум амплитуды по Z приближается к границе $Z = 0$ со стороны падения света. Поскольку перестройкой частоты света можно менять коэффициент поглощения κ среды, то из вышесказанного следует возможность плавного изменения профиля скорости перестройкой частоты и периода интерференционной картины лазерного излучения.

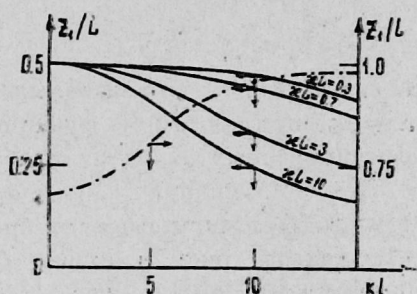


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость аргумента Z_1 , при котором z -компонента скорости V_z принимает максимальное значение по Z , от параметра a : сплошные линии — в случае механизма Рэлея—Бенара при различных κL ; штрих-пунктир — при термокапиллярном механизме.

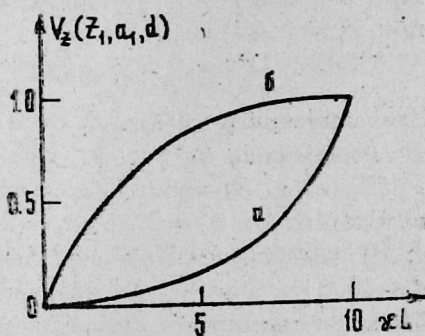


Рис. 2.

Рис. 2. Функциональная зависимость максимума по Z и по a z -компоненты скорости от κL . Кривая a соответствует механизму Рэлея—Бенара, кривая $б$ — механизму Марангони.

Максимум $V_z(Z_1)$ сильно зависит от параметров L , k и κL . При $d \gg 1$ и $a \ll 1$ $V_z(Z_1) \approx 2 \cdot 10^{-3} \cdot J(a/d)^2 \exp(d/2)$, а при $d \gg 1$ и $a \gg 1$ $V_z(Z_1) \approx 3 \cdot 10^{-3} \cdot J(a^2 d)^{-2} \exp(d/2)$. При фиксированных значениях L и κL график функции $V_z(Z_1, k)$ имеет вид, схожий с аналогичным графиком из [1] для любых $d = \kappa L$, и максимум достигается при $a = a_1 = 3,13$. Значение этого максимума растет с увеличением d (см. рис. 2, кривая a). На рисунке функция нормирована на ее значение при $\kappa L = 10$, $V_z(Z_1, a_1, 10) = 5,2 \cdot 10^{-2} \cdot J/d$. При фиксированных k и

κL функция $V_z(Z_1, L)$ имеет поведение, также схожее с аналогичным графиком из [1] для любых d , и достигает максимума при $a = 8,2$.

Перейдем теперь к рассмотрению влияния экспоненциального закона поглощения света на термокапиллярный механизм принудительной конвекции. В этом случае нижняя граница слоя жесткая — $V_z = dV_z/dZ = \theta = 0$, а верхняя — свободная — $V_z = 0$, $d^2 V_z/dZ^2 = -\sigma' a^2 \theta / \gamma$, $d\theta/dZ = -B\theta$ (см. [2]). Здесь $\sigma' = -d\sigma/d\theta$, σ — коэффициент поверхностного натяжения, $B = bL/(\gamma \rho_0 C_p)$, b — коэффициент теплоотдачи свободной поверхности.

Пусть свет падает со стороны свободной поверхности. Тогда, решая систему (3) с указанными граничными условиями, для скорости V_z получаем

$$V_z(Z) = [(h_+ + f_+ Z) e^{dZ} + (h_- + f_- Z) e^{-dZ}] \theta(Z=1),$$

$$h_{\pm} = \pm \frac{\sigma'}{4\gamma} \frac{a \operatorname{sh} a}{\operatorname{sh} a \operatorname{ch} a - a}, \quad f_{\pm} = \pm \frac{\sigma'}{4\gamma} \frac{a^2 e^{\mp a} - a \operatorname{sh} a}{\operatorname{sh} a \operatorname{ch} a - a}, \quad (5)$$

$$\theta(Z=1) = \frac{J_1}{\beta \rho_0 g L^2 (a^2 - d^2) (B \operatorname{sh} a + a \operatorname{ch} a)}.$$

Естественно, при $d \ll 1$ из (5) получается результат работы [2]. При $d \gg 1$ и $a \ll 1$ профиль функции $V_z(Z, a, d, B)$ имеет вид

$$V_z = \frac{\sigma' J}{4d(B+1)\beta \rho_0 g L^2} \frac{a^2}{Z^2(1-Z)}. \quad (6)$$

При $d \gg 1$ и $a \gg 1$ функция достигает своего максимального значения при $Z_1 = 1 - 1/a$:

$$V_z(Z_1, a, d, B) = \sigma' J / [2\beta \rho_0 g L^2 e^{(d+a)(B+a)}].$$

Зависимость аргумента Z_1 от $a = \kappa L$ при некоторых κL и произвольных B изображена на рис. 1. Значение $a = a_1$, при котором функция $V_z(Z_1, a, d, B)$ имеет максимум при фиксированных L и κL , слабо возрастает от $a_1 = 2$ до $a_1 = 2,25$ при $\kappa L \rightarrow \infty$. Функция $V_z(Z_1, a_1, d, B)$ в зависимости от d сильно растет и выходит на насыщение при $d \sim 10$. При $B = 0$ эта зависимость показана на рис. 2, кривая ϵ . Функция нормирована на величину $V_z(Z_1, a_1, 10, 0) = 0,041 \cdot \sigma' J / (\beta \rho_0 g L^2 d)$.

Таким образом, с учетом экспоненциального закона поглощения в задачах о возбуждении конвективных движений в горизонтальном слое жидкости пространственно-периодической структурой световой волны показано, что перестройкой таких параметров лазерного излучения как интенсивность, частота и углы падения двух волн α_1 и α_2 можно плавно изменять профиль скорости гидродинамических регулярных движений. Проведенное исследование представляет интерес также потому, что световым полем легко навязать системе начальные возмущения с самой разнообразной структурой: в виде равномерных роликов, кольцевых роликов и т. д. Все сказанное делает лазерное излучение чрезвычайно удобным инструментом при изучении конвекции.

Автор выражает благодарность Б. Я. Зельдовичу и Ю. С. Чилингаряну за ценные обсуждения и критические замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Прикладная математика и механика, 49, 685 (1985).
2. Акопян Р. С., Зельдович Б. Я. Изв. АН СССР, Механика жидкости и газа, № 5, 47 (1985).

ԼՈՒՍԱՅԻՆ ԱԼԻՔԻ ԿԼԱՆՈՒՄՈՎ ԳՐԳՌՎԱՄ ԿՈՆՎԵԿՑԻԱՅԻ ՊԱՐԱՄԵՏՐԵՐԻ ԱՆՇՆԴՀԱՏ ՓՈՓՈԽՈՒԹՅԱՆ ՀՆԱՐԱՎՈՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Ս. ՀԱԿՈՐՅԱՆ

Հաշվի առնելով լույսի կլանման էքսպոնենտային օրենքը, տեսականորեն դիտարկված են ինտենսիվության տարածա-պարբերական կառուցվածքով օժտված լազերային ճառագայթի կլանումով պայմանավորված հեղուկներում կոնվեկցիայի առաջացման խնդիրները: Ցույց է տրված, որ լույսային դաշտի ինտենսիվության, կառուցվածքի պարբերության ու հաճախության վերաբերյալ կարելի է կոնվեկցիայի պարամետրերը անընդհատ փոփոխել:

ON THE POSSIBILITY OF SMOOTH VARIATION OF PARAMETERS OF CONVECTION EXCITED BY THE ABSORPTION OF LIGHT WAVE

R. S. HAKOPYAN

Some problems of forced convection in liquids due to the absorption of space-periodical laser radiation are considered theoretically taking into account the exponential law of the absorption of light. The feasibility of smooth variation of convection parameters by changing the frequency, structure period and intensity of light wave is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 23, вып. 2, 99—105 (1988)

УДК 621.315.592

ПАРАМЕТРЫ ПРИМЕСНЫХ ЦЕНТРОВ, СОЗДАВАЕМЫХ ПРИ ВВЕДЕНИИ В КРЕМНИЙ СЕЛЕНА И ТЕЛЛУРА

В. М. АРУТЮНЯН

Ереванский государственный университет

Р. С. БАРСЕГЯН, Г. Е. ГРИГОРЯН, Б. О. СЕМЕРДЖЯН
Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 февраля 1987 г.)

Приведены технологические режимы получения высоколегированного кремния с примесями селена и теллура. Различными методами исследованы параметры энергетических уровней *Se* и *Te*, введенных в *Si*. Обнаружено наличие двух глубоких донорных уровней селена ($E_c - 0,3$ и $E_c - 0,51$ эВ) и одного донорного уровня теллура ($E_c - 0,2$ эВ) в запрещенной зоне *Si*. Значения термической и оптической энергий ионизации совпадают между собой. Концентрации электрически активных атомов *Se* и *Te* в *Si* состав-