

- [4] M a m i n H.J., A b r a h a m D.W., G a n z E.,  
C l a r k e J. - Rev. Sci. Instr., 1985, v. 56,  
N 11, p. 2186.
- [5] Ф е с е н к о Е.Г., Д а н ц и г е р А.Д., Р а з у м о в -  
с к а я О.Н. Новые пьезокерамические материалы, Ростов-на-  
Дону, 1983.
- [6] B i n n i g G., F u c h s H., G e r b e r Ch.,  
R ö h r e r H., S t o l l e E., T o s a t t i E. -  
Europhys. Lett., 1986, v. 1, N 1, p. 31.
- [7] B r y a n t A., S m i t h D.F.E., Q u a t e C.F. -  
Appl. Phys. Lett., 1986, v. 48, N 13, p. 832.
- [8] Х а й к и н М.С., В о л о д и н А.П., Т р о я н о в -  
с к и й А.М., Э д е л ь м а н В.С. - ПТЭ, 1987, № 4,  
с. 231-232.

Ленинградский государственный  
университет им. А.А. Жданова

Поступило в Редакцию  
30 декабря 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

## СПЕКТР НИЗКОЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ВОЗБУЖДЕНИЙ КВАНТОВОГО АНГАРМОНИЧЕСКОГО ОСЦИЛЛЯТОРА

М.И. К л и н г е р, В.Г. К у д р я в ц е в,  
Т.Н. К р у п е н ь к и н

В данной работе будет рассмотрен ряд результатов, касающихся энергетического спектра одномерного квантового ангармонического осциллятора (АО) вида:

$$V(x) = x^4 + K_2 x^3 + K_1 x^2, \quad (1)$$

где  $K_1, K_2$  - произвольные вещественные параметры. Задача поиска собственных значений стационарного уравнения Шредингера с потенциалом вида (1) имеет определенный интерес для ряда физических приложений, таких как теория поля [1], атомная и молекулярная физика и физика твердого тела.

В качестве примера актуальной задачи из области физики твердого тела можно привести модель "критических" потенциалов, предложенную недавно [2] для описания низкотемпературных аномалий в стеклах. Для последних в рамках указанной модели определяющую роль играет атомная динамика в "критических" потенциалах вида (1) при  $|K_1| \ll 10^2$  и  $|K_2| \ll 10^2$  ( $K_1 \geq 0, K_2 \geq 0$ ). Заметим, что потенциал (1) может быть в этом случае как одно-, так и двухямным [2]. Число работ, посвященных АО весьма велико (см. например, [1, 3, 4]), однако практически все они рассматривают симметричные потенциалы (1) при  $K_2=0$ .

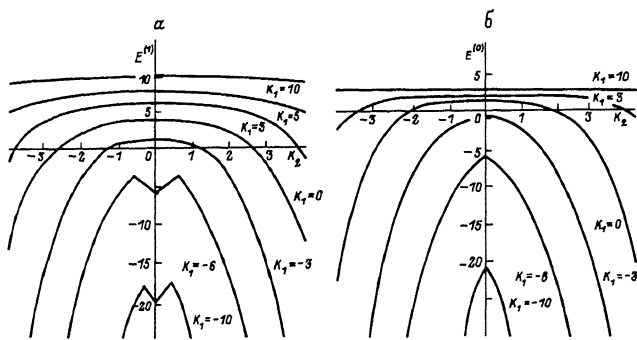


Рис. 1. Зависимость значений энергии первого возбужденного (а) и основного (б) состояний от параметров  $K_1$  и  $K_2$ .

Учет асимметрии ( $K_2 \neq 0$ ) значительно осложняет проблему и, как показано далее, приводит к некоторым не характерным для симметричного случая эффектам, представляющим интерес для указанных выше приложений.

Для решения рассматриваемой задачи об асимметричном АО нами был использован метод „нелиinearизации“ уравнения Шредингера, суть которого сводится к применению подстановки вида:

$$y = -\frac{d\psi}{dx} \quad (2) \text{ в уравнение Шредингера}$$

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + (E - V(x))\psi = 0, \quad (3)$$

где  $V(x) = \sum_n \lambda^n V_n(x)$ ,  $n = 0, 1, 2, \dots$   $\lambda$  - произвольный, не обязательно малый параметр.

Решение полученного в результате подстановки уравнения далее находится в виде сходящихся рядов [4]. Отметим, что применение метода [4] в нашей задаче продиктовано невозможностью использования в указанном случае (для произвольных  $K_1$  и  $K_2$  в потенциале (1)) обычной теории возмущений Рэлея-Шредингера (ТВ) (полученные с ее помощью ряды в данном случае расходятся).

Первые два члена полученного методом [4] ряда для собственных значений энергии

$$E = \sum_n E_n, \quad n = 0, 1, \dots \quad (4)$$

совпадают с формулами стандартного вариационного метода.

Это позволяет путем варьирования волновой функции нулевого приближения минимизировать значение  $E_0 + E_1$ , резко ускорив сходимость ряда (4), и затем использовать последующие члены

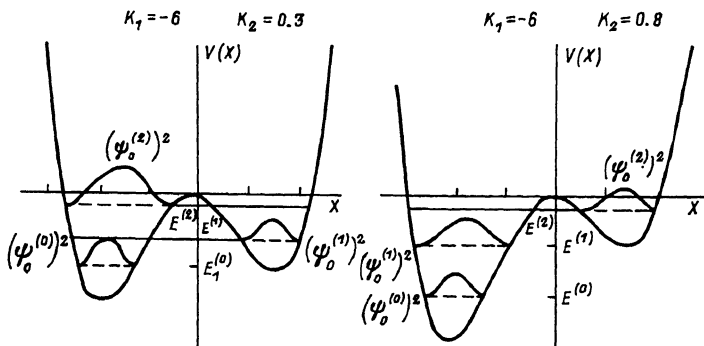


Рис. 2. Трансформация волновых функций, соответствующих первому ( $\psi_0^{(1)}$ ) и второму ( $\psi_0^{(2)}$ ) возбужденным состояниям при увеличении значения параметра  $K_2$ .

$E_i$  ( $i \geq 2$ ) для дальнейшего улучшения точности определения  $E$ . В данной работе были рассмотрены первые три члена ряда (4) (т.е.  $E_0 + E_1 + E_2$ ) для основного ( $E^{(0)}$ ) и первого возбужденного ( $E^{(1)}$ ) уровней в потенциале (1). Значения  $K_1$  и  $K_2$  были рассмотрены в области „сильной связи“ [4], соответствующей  $|K_1| \leq 10$  и  $|K_2| \leq 10$  (в этом случае потенциал (1) является „критическим“ в смысле определения модели [2]). Значения  $K_1$  и  $K_2$  были использованы для оценки точности определения  $E^{(1)}$  и  $E^{(0)}$  (которая оказалась лежащей в пределах 0.0001%–10% в зависимости от значений  $K_1$  и  $K_2$ ). Полученные результаты для  $E^{(1)}$  и  $E^{(0)}$  в зависимости от значений  $K_1$  и  $K_2$  приведены на рис. 1.

Видно, что при  $K_1 < 0$  для  $E^{(1)}$ , в отличие от  $E^{(0)}$ , наблюдается переход с одной ветви решения (возрастающей) на другую (убывающую). Это можно рассматривать как изменение систематики уровней, связанное со следующей трансформацией волновых функций, соответствующих 1-у и 2-у уровням: волновая функция 1-го уровня из состояния с преимущественной локализацией в первой яме (рис. 2) превращается в волновую функцию с преимущественной локализацией во второй яме; волновая функция 2-го уровня претерпевает обратное превращение. Таким образом, уровни 1 и 2 как бы меняются местами.

Как следует из расчетов, величина щели  $E^{(01)}$  ( $K_1, K_2$ ) между уровнями  $E^{(0)}$  и  $E^{(1)}$  имеет две седловые точки  $(0, \pm 1.9)$  в плоскости  $(K_1, K_2)$ .

Это обстоятельство имеет существенное значение для спектральных свойств колебательных возбуждений стекла в модели „критических“ потенциалов [2]. Существование подобных особенностей спектра было отмечено в [5, 6]. Указание на возможное их расположение содержится также в [7]. К сожалению, в работе [7] полностью отсутствует информация об использованном методе наход-

дения собственных значений и об оценке точности полученных величин, что не позволяет судить об адекватности результата. Кроме того, приведенное нами в рамках метода [4] исследование зависимости (от  $K_1, K_2$ ) величины щели  $E^{(12)}$  между уровнями, соответствующими первому и второму возбужденным состояниям, указывает на наличие у нее линий стационарных точек (минимумов), возникающих вследствие вышеуказанного изменения систематики уровней (это обстоятельство в работе [7] не отражено). В дальнейшем, однако, в данной статье мы будем рассматривать только первую  $E^{(01)}$  щель.

Таким образом, в рамках потенциала (1) имеют место следующие основные типы низкоэнергетических возбуждений.

1. Наиболее низкоэнергетические возбуждения ( $E^{(01)} \ll 1$ ), отвечающие туннельным (неколебательным) двухуровневым системам [2, 8]. Они реализуются в симметричных и слабо асимметричных двухъямных потенциалах с заметным барьером, в частности в области  $K_1 \lesssim -5, K_2 \approx 0$ . Найденные в этом случае методом [4] значения  $E^{(0)}$  и  $E^{(1)}$  совпадают с результатами, полученными в рамках регулярной ТВ [5].

2. Существенно ангармонические колебательные возбуждения с энергией  $E^{(01)} \sim 1$  (в двухъямных потенциалах с исчезающе малым барьером или в одноямных потенциалах с точкой перегиба при  $x=0$ , в частности в области  $K_1 \approx 0, K_2 \gtrsim 0$ ). В этой области находятся седловые точки для функции  $E^{(01)}(K_1, K_2)$  (см. [9]).

3. Ангармонические колебательные возбуждения с энергией  $E^{(01)} \sim 1$  в двухъямных потенциалах с заметным барьером или в одноямных потенциалах, в частности в области  $K_1 \approx -5, K_2 \neq 0$  или  $K_1 > 0; |K_2| \lesssim 1$ . Полученные нами в этой области результаты для симметричного случая практически совпадают с приведенными в [4].

4. Практически гармонические колебательные возбуждения с  $E^{(01)} \gg 1$  в одноямных потенциалах или в двухъямных несимметричных потенциалах с сильным барьером, в частности в области  $K_1 < -5, |K_2| > 1$ . Полученные в этом случае результаты фактически совпадают с результатами обычной теории возмущений.

Заметим также, что отмеченное выше изменение систематики уровней наблюдается для двухъямных потенциалов как в области (3), так и в области (4).

Итак, проведенный анализ способен дать количественную картину поведения  $E^{(0)}$  и  $E^{(1)}$  в плоскости ( $K_1, K_2$ ). Это может быть использовано в ряде вышеуказанных приложений, в частности для определения спектральной плотности колебательных возбуждений в модели [2] и анализа поведения связанных с ней макроскопических характеристик стекол (теплоемкости, теплопроводности и т. д. [9]), которые будут проведены в отдельной работе.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность М.И. Рязанову за содержательное обсуждение работы.

- [1] B e n d e r C.M., W u T.T. - Phys. Rev.. 1969, v.184, p. 1231.
- [2] К л и н г е р M.I. - Phys. Rep., 1983, v. 94, p. 183.
- [3] S i m o n B. - Ann. Phys. (N.Y.), 1970, v. 58, p. 79.
- [4] Т у р б и н е р А.В. - УФН, 1984, т. 144, в. 1, с. 35.
- [5] К л и н г е р M.I. - Sol. State Commun., 1984, v. 54, p. 503.
- [6] К а р п о в В.Г., П а р ш и н Д.А. - Письма ЖЭТФ, 1983, т. 38, с. 536.
- [7] И л ь и н М.А., К а р п о в В.Г., П а р ш и н Д.А. - Стеклообразные полупроводники. Тезисы докладов всесоюзной конференции "Стеклообразные полупроводники" - Л., ФТИ им.А.Ф.Иоффе, 1985, с. 31.
- [8] A n d e r s o n P.W., H a l p e r i n B.I., V a r m a S.M. - Phil. Mag., 1982, v. 25, p. 1.
- [9] К л и н г е р M.I. - УФН, 1987, т. 152, в. 4, с. 623.

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

Поступило в Редакцию  
25 января 1988 г.

Письма в ЖТФ, том 14, вып. 8

26 апреля 1988 г.

МОЩНЫЙ НЕПРЕРЫВНЫЙ *InGaAsP/GaAs* ПЕТЕРОЛАЗЕР  
С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ЗЕРКАЛОМ ( $I_{пор} = 100 \text{ А/СМ}^2$ ,  
 $P=1.1 \text{ Вт}$ ,  $\text{КПД} = 66\%$ ,  $T=10^\circ\text{C}$ )

Н.Ю. А н т о н и ш к и с, И.Н. А р с е н т ь е в,  
Д.З. Г а р б у з о в, В.И. К о л ы ш к и н,  
А.Б. К о м и с с а р о в, А.В. К о ч е р г и н,  
Т.А. Н а л е т, Н.А. С т р у г о в

В предыдущей работе [1] подробно описаны мощные непрерывные лазеры раздельного ограничения (РО) на основе квантово-размерных (КР) *InGaAsP/GaAs* ( $\lambda = 0.86-0.78 \text{ мкм}$ ) двойных гетероструктур (ДГС), полученных новым вариантом метода жидкостной эпитаксии [2]. Для лучших образцов описанных ранее лазеров дифференциальная квантовая эффективность ( $\eta_d$ ) и коэффициент полезного действия (КПД), рассчитанный на два зеркала, составляли около 90% и 60% соответственно. Первые эксперименты по нанесению диэлектрического зеркала на заднюю грань резонатора не дали существенного выигрыша в мощности излучения с переднего торца [1].

В данной работе сообщается об успешных экспериментах в этом направлении, позволивших получить высокие значения  $\eta_d$  и КПД