

$$\Delta A A_m < \frac{16}{3} \frac{1}{\gamma m}, \quad (13)$$

где A_m — амплитуда, обеспечивающая деление в m раз, а ΔA — разность между максимальной и минимальной величинами A_Φ (рис. 2). Например, у маятника $\gamma=1/6$ и, следовательно, одночастотный режим будет при $\Delta A \cdot A < 32/m$, т. е. при делении частоты, скажем, в 101 раз и при размахе колебаний маятника $A=1$ радиан одночастотный режим будет обеспечен, если ΔA не превышает одной трети. В этом случае будут жестко устанавливаться колебания только с одним номером деления.

Итак, отметим основные особенности рассмотренного деления частоты в большое число раз. Во-первых, это независимость амплитуды колебаний от интенсивности внешней силы или добротности системы, при их изменении в широких пределах выше некоторой величины, обеспечивающей возбуждение колебаний. Фаза низкочастотных колебаний может изменяться только на малую величину, менее $\pi/2m$. Во-вторых, это возможность получить режим деления как одночастотный, так и для нескольких близлежащих частот, при различных амплитудах. В-третьих, при делении частоты возможно также превращение частотной модуляции в амплитудную, если модуляция достаточно медленна по сравнению с установлением колебаний.

Наблюдавшиеся в физической лаборатории Владимирского государственного педагогического института [2] стационарные колебания в резонансных электромеханических системах имеют, по нашему мнению, рассмотренную здесь природу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Теодорчик К. Ф. Автоколебательные системы. М., 1952.
2. Пеннер Д. И., Дубошинский Я. Б., Дубошинский Д. Б., Козаков М. И. ДАН СССР, 204, 1965, 1972.

Поступила в редакцию
8.6 1973 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 537.311.33

В. М. ЯРЦЕВ

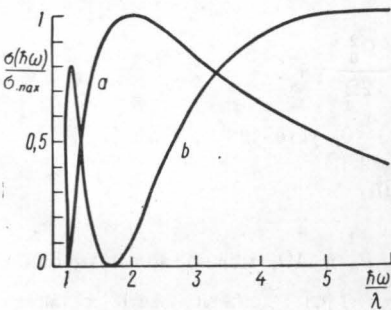
О РОЛИ ТИПА СИММЕТРИИ ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ПРИМЕСНОГО ЭЛЕКТРОНА

Сравнение теоретических расчетов с экспериментальными данными [1, 2] показало, что короткодействующий потенциал вблизи глубокого центра значительно изменяет волновую функцию примесного электрона. Существующие расчеты сечения фотоионизации глубоких центров выполнены для сферически симметричных волновых функций s -типа.

Такой подход наверняка справедлив для водородоподобных примесей, когда имеется электрон, не участвующий в образовании ковалентной связи, с радиусом локализации, значительно превышающим постоянную решетки a_0 . Для большинства глубоких примесей радиус локализации электрона составляет $1 \div 2 a_0$. На таких расстояниях от центра потенциал не обладает сферической симметрией и в волновой функции примесного электрона появляются гармоники с $l \neq 0$. Кроме того, необходимо принимать во внимание электронную структуру ионов примеси. Так, у примесных центров переходных металлов оптически активны

d -электроны. В работе [3] было вычислено сечение фотоионизации таких центров в пренебрежении изменением волновых функций примесных электронов короткодействующим потенциалом.

В настоящей заметке рассматривается влияние симметрии волновой функции примесного электрона, взятой с учетом короткодействующего потенциала на вид спектра фотоионизации. Интересуясь лишь эффектами симметрии, рассмотрим случай фото-



ионизации частицы (для определенности будем говорить об электроне) в поле нейтрального центра. Тогда состояние электрона в непрерывном спектре с квазиимпульсом \vec{k} описывается плоской волной $\psi(\vec{r}) = V^{-1/2} \exp(i\vec{k}\vec{r})$, где V — фундаментальный объем кристалла. В качестве волновой функции локализованного электрона используем обобщенный вид модельной функции Луковского [1]:

$$\psi(\vec{r}) = (1 - \beta^2)^{1/2} \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-\alpha r}}{r} + \beta \cdot 3 \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right)^{1/2} \frac{e^{-\alpha r}}{r} \cos \vartheta; \quad r > 0, \quad (1)$$

где β — коэффициент гибридизации [4], ϑ — полярный угол, $\alpha = (2m\lambda/\hbar^2)^{1/2}$, m — эффективная масса¹, λ — наблюдаемая энергия связи. Примешанный компонент p -состояния вытянут в произвольном направлении (в реальном кристалле — вдоль ковалентных связей). При вычислении наблюдаемых величин производится усреднение по различным направлениям. Матричный элемент дипольного момента перехода электрона из локализованного состояния в непрерывный спектр оказывается чисто мнимым для первого слагаемого в выражении (1) и вещественным — для второго. Поэтому в выражении для квадрата модуля этого матричного элемента не будет перекрестных членов. Используя стандартные формулы для сечения фотонионизации σ , получим

$$\sigma(\hbar\omega) = \frac{1}{n} \left(\frac{E_e}{E_0} \right)^2 \frac{16\pi e^2 \hbar^2}{3mc} \frac{\lambda^{1/2} (\hbar\omega - \lambda)^{3/2}}{(\hbar\omega)^3} \left\{ 1 - \beta^2 + \beta^2 \left[\left(\frac{\lambda}{\hbar\omega - \lambda} \right)^{1/2} \times \right. \right. \\ \left. \left. \times \frac{2\hbar\omega - \lambda}{\hbar\omega - \lambda} - \left(\frac{\hbar\omega}{\hbar\omega - \lambda} \right)^2 \operatorname{arctg} \left(\frac{\hbar\omega - \lambda}{\lambda} \right)^{1/2} \right]^2 \right\}.$$

Здесь $\hbar\omega$ — энергия кванта падающего излучения, n — показатель преломления, множитель $(E_e/E_0)^2$ учитывает увеличение амплитуды оптического перехода за счет того, что эффективное локальное поле E_e превышает среднее макроскопическое поле в кристалле E_0 [5], c — скорость света. На рисунке представлено два предельных случая формулы (2): $\beta=0$ (кривая *a*), при этом $\sigma(\hbar\omega)$ совпадает с формулой, полученной в работе [1]; $\beta=1$ (кривая *b*).

Автор благодарен В. Л. Бонч-Бруевичу и А. Г. Миронову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Lucovsky G. Solid State Commun., 3, 299, 1965.
2. Webb H. B. Phys. Rev., 185, 1116, 1969.
3. Allen J. W. J. Phys. Sci., 2, 1077, 1969.
4. Kane E. O. J. Phys. Chem. Solids., 1, 249, 1957.
5. Dexter D. L. Solid State Physics., 6, 353, 1958.

Поступила в редакцию
21.6 1973 г.

Кафедра
полупроводников

¹ При выводе формул типа (1) не используется метод эффективной массы.