

четов возможно, если при электронном переходе в примесном центре силовые постоянные изменяются лишь для небольшого числа $\sim n$ сфер вокруг центра. Это предположение обычно выполняется.

Автор признателен Г. Завту за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rebane, K., Hizhnyakov, V., Tehver, I., ENSV TA Toimet., Füüs. Matem., 16, № 2, 207—232 (1967).
2. Saari, P., Rebane, K., Solid State Communs, 7, № 12, 887—890 (1969); Rebane, K., Saari, P., J. Luminescence, 16, № 3, 223—243 (1978).
3. Техвер И. Ю., Хижняков В. В., Ж. эксперим. и теор. физ., 69, вып. 2(8), 599—610 (1975).
4. Hizhnyakov, V., Kink, R., Selg, M., Sherman, A., In: Proceedings of the Second International Symposium «Ultrafast Phenomena in Spectroscopy», Reinhardtsbrunn G.D.R., 2, 1980, p. 468—472.
5. Хижняков В., Ребане И., Изв. АН ЭССР, Физ. Матем., 26, № 3, 260—280 (1977).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
26/X 1981

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 31. KÕIDE
FÜSIKA * МАТЕМАТИКА. 1982, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 31
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1982, № 1

<https://doi.org/10.3176/phys.math.1982.1.19>

А. ШЕРМАН

УДК 535.375

ОБ АВТОЛОКАЛИЗАЦИИ ЭКСИТОНОВ И ДЫРОК В КРИСТАЛЛЕ КСЕНОНА

A. SERMAN. EKSITONIDE JA AUKUDE AUTOLOKALISATSIOON KSENOONIKRISTALLIS

A. SERMAN. ON THE SELF-TRAPPING OF EXCITONS AND HOLES IN XENON CRYSTAL

(Представил В. Хижняков)

Как известно, в кристалле Хе имеет место явление автолокализации экситонов (в качестве обзора см., напр., [1]). Автолокализации же дырок в этих кристаллах до последнего времени обнаружить не удавалось [2]. Этим фактам можно дать простое объяснение, если предположить, что константы деформационного потенциала электрона σ_e и дырки σ_h имеют одинаковый знак. В этом случае перекрытие областей деформации кристалла вокруг электрона и дырки приводит к усилению взаимодействия с фононами каждой из квазичастиц, т. е. связывание их в экситон создает более благоприятные условия для автолокализации. При значительном перекрытии областей деформации, $\sigma_e = \sigma_h$ и равенстве эффективных масс электрона и дырки, $m_e = m_h$, константа деформационного потенциала экситона примерно вдвое превышает σ_h . Полагая $\Lambda \ll R$ (Λ — высота барьера автолокализации для экситона, отсчитываемая от дна $1s$ -зоны, R — постоянная Ридберга экситона), можно

пренебречь смешиванием экситонных состояний фононами и использовать результаты, полученные для простой квазичастицы: $\Lambda \sim m^{-3}\sigma^4$, $\alpha^{-1} \sim m\sigma^2$ [3], где α^{-1} — радиус локализации волновой функции квазичастицы и деформации на барьере. Таким образом, в рассматриваемом пределе $\Lambda/\Lambda_h \rightarrow 1/128$, $\alpha^{-1}/\sigma_h^{-1} \rightarrow 8$ (Λ_h и α_h^{-1} — соответствующие величины для дырки).

Перед рассмотрением случая $\Lambda \geq R$ отметим, что 1s-состояния экситонов в кристаллах относятся, по-видимому, к промежуточному типу связи [4], однако нижеследующие рассуждения, основанные на модели Ванье, дают качественно верную картину автолокализации в этих кристаллах.

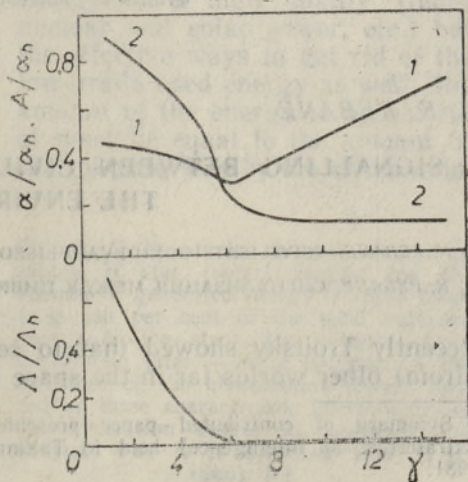
Используем адиабатическое приближение и вариационную процедуру Ритца для нахождения высоты барьера автолокализации [3], представляющего собой седловую точку на адиабатической поверхности. Функционал задачи имеет вид

$$F = \iint d^3r_e d^3r_h \Psi^*(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) \left[-\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta_e - \frac{\hbar^2}{2m_h} \Delta_h - \frac{e^2}{\epsilon|\mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h|} - \sigma_e \varrho(\mathbf{r}_e) - \sigma_h \varrho(\mathbf{r}_h) \right] \Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) + \frac{1}{2} \beta \int d^3r \varrho^2(\mathbf{r}) + R,$$

где $\varrho(\mathbf{r})$ — относительное изменение объема в точке \mathbf{r} , ϵ — диэлектрическая проницаемость, β — упругая постоянная решетки. Как и в [3], варьируем F вначале по ϱ , а затем по Ψ . Варьирование по ϱ проводится с помощью преобразования Фурье: $\varrho(\mathbf{r}) = \int d^3k \varrho(\mathbf{k}) \exp(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. Пробная функция выбирается в виде $\Psi(\mathbf{r}_e, \mathbf{r}_h) = \psi(\mathbf{r})\psi(\mathbf{R})$, $\mathbf{r} = \mathbf{r}_e - \mathbf{r}_h$, $\mathbf{R} = (m_e \mathbf{r}_e + m_h \mathbf{r}_h)/(m_e + m_h)$, $\psi(\mathbf{r}) = C_A \exp(-Ar)$, $\psi(\mathbf{R}) = C_\alpha \exp(-\alpha R)$, $C_A^2 = A^3/\pi$, $C_\alpha^2 = \alpha^3/\pi$, с вариационными параметрами A и α . Такой выбор оправдан при $A^{-1} \ll \alpha^{-1}$.

Значение отношения σ_e/σ_h для ксенона неизвестно. В качестве иллюстрации рассмотрим случай $\sigma_e = \sigma_h = \sigma$, $m_e = m_h = m$, когда функционал F/Λ_h зависит лишь от одного безразмерного параметра $\gamma \equiv 2e^2\sigma^2 m^2 / \pi \epsilon \hbar^4 \beta$. Результат экстремизации F/Λ_h показан на рисунке как функция этого параметра. Высота барьера автолокализации экситона и соответствующие значения параметров α и A выражены в единицах Λ_h и α_h . Последние получены с пробной функцией, аналогичной приве-

Зависимости высоты барьера автолокализации экситона Λ , обратных величин эффективного радиуса A (кривая 1) и радиуса локализации α (кривая 2) на барьере от параметра γ , характеризующего величину отношения Λ/R , для случая равных эффективных масс и констант деформационного потенциала электрона и дырки. В качестве единиц измерения приняты Λ_h и α_h — высота барьера и обратная величина радиуса локализации дырки.



денным выше: $\Lambda_h = 128\pi^2 \hbar^6 \beta^2 / 27\sigma^4 m^3$, $a_h = 16\pi \hbar^2 \beta / 3\sigma^2 m$. При $\gamma \gg 1$, что отвечает $R \gg \Lambda$, кривая 1 (зависимость $\Lambda/a_h(\gamma)$) выходит на асимптоту $3\gamma/64 = (a_0 a_h)^{-1}$ (a_0 — эффективный радиус экситона), а кривая 2 ($\alpha/a_h(\gamma)$) и зависимость $\Lambda/\Lambda_h(\gamma)$ — на значения, указанные выше. Немонотонность зависимости $\Lambda/a_h(\gamma)$ объясняется тем, что при $\Lambda^{-1} > \alpha^{-1}$ росту эффективного радиуса экситона с уменьшением R препятствует деформация решетки, в которой локализован экситон. Поскольку для отыскания высоты барьера использован вариационный принцип, представленные на рисунке результаты являются верхней оценкой величины Λ/Λ_h (величина Λ_h оценена с большей точностью, чем Λ). Изображенная область значений параметра γ отвечает интервалу изменения R/Λ от нескольких сотых до нескольких сотен. Как видим, почти во всем этом интервале Λ заметно меньше Λ_h . Можно поэтому думать, что в ксеноне дырка либо вовсе не локализуется, либо барьер автолокализации настолько высок, что вероятность туннелирования значительно меньше вероятности захвата ею электрона с образованием экситона или какого-либо иного процесса.

Иная интерпретация этого эксперимента возможна на основе [5], где различие в высоте барьеров экситона и дырки связывается с эффектом Яна—Теллера.

Отметим в заключение, что указанный механизм может играть определенную роль в стабилизации многочастичных комплексов.

Автор признателен Р. Кинку и М. Сельгу за обсуждение.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fugol, I. Ya., Adv. Phys., 27, № 1, 1—87 (1978).
2. Кинк Р. А., Лыхмус А. Э., Изв. АН СССР, Сер. физ., 42, № 3, 466—470 (1978).
3. Дейген М. Ф., Пекар С. И., Ж. эксперим. и теор. физ., 21, вып. 7, 803—808 (1951); Давыдов А. С., Теория твердого тела, М., «Наука», 1976.
4. Нокс Р., Теория экситонов, М., «Мир», 1966.
5. Кусмарцев Ф. В., Рашба Э. И., Письма в ЖЭТФ, 33, вып. 3, 164—167 (1981).

Институт физики
Академии наук Эстонской ССР

Поступила в редакцию
2/XI 1981

EESTI NSV TEADUSTE AKADEEMIA TOIMETISED. 31. KOIDE
FOOSIKA * MATEMAATIKA. 1982, NR. 1

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ЭСТОНСКОЙ ССР. ТОМ 31
ФИЗИКА * МАТЕМАТИКА. 1982, № 1

УДК 573.52 : 523.164
502.52 : 536.755

К. К. REBANE

SIGNALLING BETWEEN CIVILIZATIONS AND PROTECTING THE ENVIRONMENT *

К. К. REBANE. TSIVILISATSIOONIDEVAHELISED SIGNAALID JA ELUKESKKONNA KAITSE

К. К. РЕБАНЕ. СИГНАЛИЗАЦИЯ МЕЖДУ ЦИВИЛИЗАЦИЯМИ И ОХРАНА СРЕДЫ ОБИТАНИЯ

Recently Troitsky showed that to send (or detect) isotropic signals to (from) other worlds far in the space by means of radiotelescopes requires

* Summary of contributed paper presented at the symposium SETI (Search of Extraterrestrial Intelligence) held in Tallinn, Estonian SSR, USSR, December 8—11, 1981.