



Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции

Институт атомной энергии

им. И. В. Курчатова

**Э.А. Манькин, М.И. Ожован,
П.П. Полуэктов**

ИАЭ-4507/9

**ВЕРОЯТНОСТЬ РАСПАДА
КОЛЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ**

Москва — ЦНИИатоминформ — 1987

РУБРИКАТОР ПРЕПРИНТОВ ИАЗ

- 1. Общая, теоретическая и математическая физика**
- 2. Ядерная физика**
- 3. Общие проблемы ядерной энергетики**
- 4. Физика и техника ядерных реакторов**
- 5. Методы и программы расчета ядерных реакторов**
- 6. Теоретическая физика плазмы**
- 7. Экспериментальная физика плазмы и управляемый термоядерный синтез**
- 8. Проблемы термоядерного реактора**
- 9. Физика конденсированного состояния вещества**
- 10. Физика низких температур и техническая сверхпроводимость**
- 11. Радиационная физика твердого тела и радиационное материаловедение**
- 12. Атомная и молекулярная физика**
- 13. Химия и химическая технология**
- 14. Приборы и техника эксперимента**
- 15. Автоматизация и методы обработки экспериментальных данных**
- 16. Вычислительная математика и техника**

Индекс рубрики дается через дробь после основного номера ИАЗ.

**Ордена Ленина и ордена Октябрьской Революции
Институт атомной энергии им. И.В. Курчатова**

**Э.А. Мныкин, М.И. Ожован,
П.П. Полуэтов**

**ВЕРоятность РАСПАДА
КОЛЛЕКТИВНОГО ВОЗБУЖДЕННОГО СОСТОЯНИЯ**

**Москва
1987**

УДК 539.1

Ключевые слова: конденсированные состояния, возбужденные атомы, метастабильность.

Рассмотрены механизмы распада конденсированного возбужденного состояния, образованного из высоковозбужденных (ридберговских) атомов, т.е. анализируется стабильность так называемого ридберговского вещества. Показано, что основными процессами, ответственными за распад, являются оже-рекомбинация и радиационные переходы. Вычислены и сопоставлены между собой соответствующие вероятности. Установлено, что "ридберговское вещество" обладает макроскопическим временем жизни (порядка нескольких секунд) и в этом смысле оно метастабильно.

Известно, что оптически возбужденная электронно-дырочная жидкость в полупроводниках — по существу конденсированное состояние из экситонов [1]. Нами ранее было предположено, что аналогичная в некотором смысле новая фаза вещества может быть реализована из возбужденных атомов — конденсированное возбужденное состояние (КВС) [2]. В КВ-фазе энергетические состояния смещены относительно свободных атомов. Образование КВС энергетически выгодно. Кинетическая энергия возбужденного атома уменьшается в конденсированной фазе, и за счет этого появляется энергия связи. Электронные состояния КВ-фазы поэтому смещаются на величину $\Delta E_1 \cong V_n$, где V_n — энергия сцепления. Внутренние состояния атома — возбужденные, но незаполненные, испытывают смещение вверх на ΔE_2 , обусловленное воздействием коллективизированных электронов. Последние распределены резко неоднородно по ячейке Вигнера — Зейтца. Почти все время электроны находятся вблизи границ ячеек. В то время как ширина плотности вероятности для нахождения электронов у границ ячеек пропорциональна квантовомеханическому числу n , радиусы ячеек пропорциональны n^2 . Следовательно, для $n \gg 1$ потенциал Хартри в области внутренних незаполненных оболочек атомов почти постоянный: $v_n \cong e^2/R_{WS}$, где R_{WS} — радиус ячейки. Кроме того, обменно-корреляционное ХС-взаимодействие в этой области пренебрежимо мало, поэтому общее смещение уровней энергетических состояний в конденсированной фазе $\Delta E = \Delta E_1 + \Delta E_2 = V_n + e^2/R_{WS}$. Величина ΔE есть постоянное для всех уровней смещения энергетических состояний внутренних незаполненных оболочек относительно химпотенциала КВС, обусловленное экранирующим действием коллективизированных электронов, которое может быть получено в рамках теории диэлектрического экранирования. (Здесь дана оценка ΔE , с использованием теории аддитивного экранирования). Самопроизвольный распад КВС возможен только в такие состояния, для которых

$$\epsilon_f \leq \mu_n, \quad (1)$$

где ϵ_f — энергия электрона в конечном состоянии; μ_n — химический потенциал электронов конденсата (см. рисунок). Считая состояния внутренних оболочек водородоподобными, получаем условие $f \leq f_m =$



$= [(me^4/2\hbar^2 (v_n - \mu_n))^{1/2}]$, откуда при $\mu_n \cong -e^2/R_{WS}$ имеет оценку $f_m = [(me^2 R_{WS}/4\hbar^2)^{1/2}]$. Здесь квадратные скобки обозначают целую часть. Спонтанный распад возможен только в состоянии $1, 2, \dots, f_m$. Но состояния КВ-фазы и $1, 2, \dots, f_m$ пространственно разнесены: вероятность нахождения электронов КВС в области внутренних оболочек экспоненциально мала, поэтому вероятность самопроизвольного распада КВС экспоненциально подавлена, причем чем больше n , тем меньше вероятность распада.

Ниже дадим оценку вероятностей распада КВС по радиационным Оже-каналам и докажем метастабильность конденсированной фазы из высоковозбужденных атомов.

1. РАДИАЦИОННЫЙ РАСПАД

Вероятность распада из исходного состояния КВ-фазы $|i\rangle$ в конечное $|f\rangle$ определяется согласно нестационарной теории возмущения

$$W_{fi} = \frac{2\pi}{\hbar} |V_{fi}|^2 \delta(\epsilon_i - \epsilon_f - \hbar\omega). \quad (2)$$

При этом электрон КВС переходит в одно из состояний оболочки возбужденного атома — core и испускает фотон с энергией $\hbar\omega = \epsilon_i - \epsilon_f$. Матричный элемент перехода имеет стандартный вид

$$V_{fi} = -\frac{e}{mc} \left(\frac{2\pi c^2 (n_\omega + 1)\hbar}{\omega} \right)^{1/2} \vec{e}_p \langle f | \hat{p} \exp(-i\vec{z}\vec{r}) | i \rangle, \quad (3)$$

где n_ω — число фотонов в начальном состоянии; \vec{e}_p — поляризация; \vec{p} — оператор импульса; \vec{x} — волновой вектор. Для спонтанных переходов $n_\omega = 0$. Число переходов в единицу времени и единицу объема (темп рекомбинации) определяется суммированием по всем состояниям:

$$W = \sum_{i,f,\vec{x},p} W_{fi} n_i (1 - n_f), \quad (4)$$

где n_i и n_f — числа заполнения состояний $|i\rangle$ и $|f\rangle$.

Применяя стандартные процедуры и учитывая блоховский вид волновых функций электронов, находим закон сохранения квазиимпульса $\vec{k}_i = \vec{x} + \vec{k}_f$, где \vec{k}_i и \vec{k}_f — волновые векторы электронов. Учитывая малость $x \ll k_i, k_f$, получаем $\vec{k}_i \cong \vec{k}_f$. По сравнению с обычными телами в КВС волновые векторы электронов уменьшаются. Однако и длина волны испускаемого излучения увеличивается, так что точность выполнения закона сохранения квазиимпульса не ухудшается.

Таким образом, темп рекомбинации

$$W = \frac{4e^2}{3\hbar^2 c^3 m^2} \sum_{f=1}^{f_m} \int d\epsilon_i N(\epsilon_i) (\epsilon_i - \epsilon_f) |\langle f | \hat{p} | i \rangle|^2 n_i (1 - n_f), \quad (5)$$

где введена $f = 1$ плотность энергетических состояний в зоне проводимости КВС $N(\epsilon_i)$.

Поскольку рассматривается переход из начального состояния КВ-фазы в конечное на незаполненные орбиты, положим числа заполнения $n_i = 1$, $n_f = 0$, что соответствует начальному абсолютному инвертированному состоянию.

Все энергетические состояния, в том числе и начальные, принадлежат узким энергетическим зонам. Для состояний соге перекрытие волновых функций незначительно и уширение, связанное с перекрытием, пренебрежимо мало. Для состояний КВ-фазы перекрытия существенны. Но известно, что кинетическая энергия псевдоэлектронов значительно меньше потенциальной [2, 3]. Поскольку величина кинетической энергии характеризует ширину зоны проводимости КВС, последнюю можно считать узкой. Следовательно, при интегрировании по энергетическим состояниям можно воспользоваться приближением

$$\int d\epsilon N(\epsilon) F(\epsilon) \cong F(\mu_n) \int d\epsilon N(\epsilon),$$

где $F(\epsilon)$ — медленная по сравнению с $N(\epsilon)$ функция энергии. Данное при-

ближение соответствует широко используемой в теории твердого тела аппроксимации сферы Ферми [4].

Введем величину вероятности распада КВС $w = \Omega_0 W$, для которой находим

$$w = \frac{4e^2}{3\hbar^4 c^3} \sum_{f=1}^{f_m} (\mu_n - \epsilon_f)^2 \langle f|\vec{r}|i_\mu\rangle^2, \quad (6)$$

где Ω_0 — объем элементарной ячейки; $|i_\mu\rangle$ — волновая функция электрона с энергией $\epsilon_i = \mu_n$. Матричный элемент в последнем выражении имеет вид

$$\begin{aligned} \langle f|\vec{r}|i_\mu\rangle &= \int_{\Omega_0} d\vec{r} \psi_f^{(aT)*}(\vec{r}) \vec{r} \psi_\mu(\vec{r}) + \sum_{\vec{a}_j \neq 0} \exp(-ik_\mu \vec{a}_j) \int_{\Omega_0} d\vec{r} \psi_f^{(aT)*}(\vec{r}) \times \\ &\times (\vec{r} - \vec{a}_j) \vec{r} \psi_\mu(\vec{r}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\psi_f^{(aT)}$ — атомные орбитали; $\psi_\mu \equiv |i_\mu\rangle$; \vec{a}_j — векторы решетки КВС. Суммирование во втором слагаемом можно ограничить по ближайшим соседям, следовательно, для вероятности распада получаем

$$w = \frac{4e^2}{3\hbar^4 c^3} \sum_{f=1}^{f_m} (\mu_n - \epsilon_f)^2 (|\vec{r}_{0f}|^2 + |\vec{r}_{1f}|^2 + (\vec{r}_{0f}\vec{r}_{1f}^* + \vec{r}_{0f}^*\vec{r}_{1f})), \quad (8)$$

где обозначено

$$\begin{aligned} \vec{r}_{0f} &= \int_{\Omega_0} d\vec{r} \psi_f^{(aT)*}(\vec{r}) \vec{r} \psi_\mu(\vec{r}), \quad \vec{r}_{1f} = \sum_{\vec{a}_j \neq 0} \exp(-ik_\mu \vec{a}_j) \int_{\Omega_0} d\vec{r} \times \\ &\times \psi_f^{(aT)*}(\vec{r} - \vec{a}_j) \vec{r} \psi_\mu(\vec{r}). \end{aligned}$$

Первое слагаемое в (8) соответствует внутриячеечным переходам: электрон КВС из данной ячейки переходит на внутреннюю орбиталь атома из этой же ячейки. Второе слагаемое описывает процессы перехода на орбитали ближайших соседей. Последнее слагаемое в (8) имеет квантовую природу и соответствует интерференции этих процессов. Отметим, что при получении выражения (8) все переходы $|i\rangle \rightarrow |f\rangle$ предполагались разрешенными. Вообще говоря, переходы с малыми частотами $(\mu_n - \epsilon_f)/\hbar < \omega_p$, где ω_p — плазменная частота КВС запрещены. Запрет обусловлен тем, что такое излучение не может свободно распространяться через КВ-фазу.

В возбужденных на уровень n атомах электроны проводят почти

все время вблизи боровских радиусов $n^2 a_0$, где $a_0 = \hbar^2 / m e^2$. В этой области плотность вероятности нахождения электрона имеет четко выраженный максимум. Если по общепринятой схеме описать возбужденный атом методом псевдопотенциала, окажется, что область соге энергетически невыгодна. Несмотря на то что в этой области потенциальная энергия возрастает, волновая функция электрона испытывает в области соге быстрые осцилляции. Это связано с тем, что волновая функция в состоянии n ортогональна всем нижележащим состояниям. Последние локализованы пространственно ближе к иону и образуют область соге. Отметим, что в нашем случае состояния соге, в отличие от обычной ситуации теории твердого тела, не заполнены. Однако очевидно, что осцилляции волновой функции возбужденного атома существуют вне зависимости от этого обстоятельства. Быстрые осцилляции волновой функции соответствуют большой кинетической энергии. Расчет псевдопотенциалов возбужденных атомов по общепринятым схемам [2 — 5] подтверждает энергетическую невыгодность области соге: в этой области псевдопотенциал имеет отталкивающую сердцевину. В конденсате из возбужденных атомов электроны получают возможность за счет делокализации избегать области соге. Следовательно, происходит дополнительное стягивание электронной плотности к границам ячеек. Ответственным за это дополнительное стягивание электронов в области их максимальной плотности оказывается XC-взаимодействие [2, 3]. Согласно квантовой теории систем многих частиц XC-взаимодействие есть взаимодействие каждого электрона с зарядами XC-дырки (см., например, [6]). Очевидно, плотность зарядов XC-дырки максимальна там, где имеется максимум плотности электронов. Эффективный потенциал XC-взаимодействия имеет в этой области минимум, причем для КВС из высоковозбужденных атомов ($n > 5$) имеет минимум и суммарный потенциал, действующий на электроны конденсата [2, 3]. Пространственная неоднородность распределения плотности коллективизированных электронов в КВС возрастает: электроны проводят почти все время вблизи границ ячеек.

Примем приближение сферических ячеек Вигнера — Зейтца. Положим для волновой функции электрона КВС с энергией $\epsilon_i = \mu_n$ в каждой ячейке

$$\psi_\mu(\vec{r}) = A \exp(g(r)), \quad (9)$$

где функция $g(r)$ имеет резкий максимум вблизи радиуса ячейки R_{WS} . Нормировочный множитель A находится из условия

$$4\pi A^2 \int_0^{R_{WS}} dr \exp(2g(r) + 2 \ln r) = 1. \quad (10)$$

Интегралы вида (10) будем далее вычислять методом типа перевала. Для этого необходимо, чтобы $|g''| \gg R_{WS}^{-2}$. Поскольку $|g''| \sim \Delta^2$, где характерная ширина распределения плотности электронов Δ пропорциональна ρa_0 , а $R_{WS} \sim n^2 a_0$, такой метод тем точнее, чем больше уровень n . Определим R_0 из уравнения

$$g'(R_0) + \frac{2}{R_0} = 0. \quad (11)$$

Тогда для A получим

$$A = \left(\frac{b_0^2}{4\pi^3} \right)^{1/4} \frac{\exp(-g(R_0))}{R_0 (1 + \Phi((R_{WS} - R_0)b_0))^{1/2}},$$

где $b_0 = |g''(R_0) - 2/R_0^2|^{1/2}$; $\Phi(x) = (2/\pi)^{1/2} \int_0^x dt \exp(-t^2/2)$ — интеграл ошибок. Поскольку начальное состояние сферически-симметричное, конечное имеет орбитальный момент $l = 1$: $\psi_f^{(a, \tau)} = (3/4\pi)^{1/2} \cos\theta R_{f1}(r)$. Состояние core предполагается кулоновским. Для амплитуды γ_{0f} находим

$$\gamma_{0f} = \left(\frac{4\pi}{3} \right)^{1/2} \int_0^{R_{WS}} dr r^3 R_{f1}(r) \psi_\mu(r). \quad (12)$$

Интеграл (12) набирается главным образом вблизи границы ячейки. В этой области вместо $R_{f1}(r)$ можно взять асимптотику $R_{f1}(r) \cong \cong R_f^{(1)} \exp(-r/fa_0) (r/a_0)^{f-1}/a_0^{3/2}$, где с точностью до фазы $B_f^{(1)} = = 2^f/f^{f+1} ((f+1)!(f-2)!)^{1/2}$. Определим R_f из уравнения

$$g'(R_f) - \frac{1}{fa_0} + \frac{f+2}{R_f} = 0 \quad (13)$$

и обозначим $b_f = |g''(R_f) - (f+2)/R_f^2|^{1/2}$, $\xi_f = 1 + \Phi((R_{WS} - R_f)b_f)$. Тогда для γ_{0f} получаем из (12)

$$\gamma_{0f} = \left(\frac{\pi}{9} \right)^{1/4} \frac{B_f^{(1)} R_f^{f+2} \xi_f b_0^{1/2}}{R_0 \xi_0^{1/2} b_f a_0^{f+1/2}} \exp(g(R_f) - g(R_0) - \frac{R_f}{fa_0}). \quad (14)$$

Здесь $g(R_f) < g(R_0)$, поскольку $R_f < R_0$. Видно, что с уменьшением числа f амплитуда γ_{0f} резко уменьшается. Наибольшее значение γ_{0f} имеет для $f = f_m$.

Амплитуда r_{1f} выписывается в виде простого интеграла перекрытия. Кроме переходов с $l = 1$ в конечном состоянии будут присутствовать все возможные орбитальные моменты. Однако величинами r_{1f}^2 можно пренебречь по сравнению с r_{0f}^2 , поскольку для первых точка передела смещена в сторону больших R_f и соответственно меньших экспоненциальных множителей.

Для вероятности радиационного распада КВС имеем окончательно оценку

$$w = \frac{4e^2 (\mu_n - \epsilon_{fm})^3 r_{0fm}^2}{3\hbar^4 c^3}. \quad (15)$$

Приведем характерную численную оценку. Для КВС, образованного из возбужденных на уровень $n = 9$ атомов, радиус ячейки $R_{WS} \approx 130$ [2], поэтому $f_m = 5$. Поскольку при этом $b_0 \approx b_f \approx 0,1a_0^{-1}$, получаем $r_{0fm}^2 \approx 5 \cdot 10^{-3} a_0$. Частоту перехода найдем из равенства

$$(\mu_n - \epsilon_{fm}) = \frac{me^4}{\hbar^2} \left(\frac{1}{2f_m^2} - \frac{1}{2(f_m + 1)^2} \right).$$

Следовательно, вероятность спонтанного радиационного распада $w \approx 0,1 \text{ с}^{-1}$.

Малость вероятности распада обусловлена аномально малыми силами линий $S = 3\hbar c^3 w / 4\omega^3$, где $\omega = (\mu_n - \epsilon_{fm}) / \hbar$. Причем с ростом n вероятность распада КВС довольно быстро уменьшается.

2. Оже-ПРОЦЕССЫ

При оже-распаде один из электронов КВС отдает избыток энергии $\Delta\epsilon$ и переходит на внутреннюю оболочку атома, а другой, получая этот избыток, увеличивает свою энергию. Процесс распада КВС по этому механизму во многом сходен с примесной оже-рекомбинацией в полупроводниках [7, 8]. Однако, в отличие от последней, в КВС рассеяние на центрах распада носит когерентный характер. Поэтому при расчете вероятности распада нельзя пользоваться сечениями распада на отдельных центрах, а нужно исходить из общего квантово-механического подхода, учитывая блоховский вид волновых функций. Темп рекомбинации по механизму Оже представим в виде

$$W_0 = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4} |M_{4,3,2,1}|^2 n_1 n_2 (1 - n_3)(1 - n_4) \delta(\epsilon_1 + \epsilon_2 - \epsilon_3 - \epsilon_4), \quad (16)$$

где $\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4$ – волновые векторы; $M_{4,3,2,1}$ – матричный элемент по возмущающему экранированному кулоновскому потенциалу.

Вопрос об экранировке взаимодействия в КВС не имеет тривиального решения в силу сильной пространственной неоднородности электронной жидкости. Ниже воспользуемся моделью Томаса – Ферми, где положим обратный радиус экранирования $\lambda = b_0^*$. Числа заполнения $n_1 = n_2 = 1$ и $n_3 = n_4 = 0$ соответствуют начальному полностью инвертированному состоянию. Поскольку вероятности оже-процессов определяются соответствующими интегралами перекрытия, переходы с большими изменениями энергии $\Delta\epsilon$ маловероятны. Если $\Delta\epsilon$ меньше ширины зоны проводимости КВС, наиболее вероятен процесс, когда электрон, получивший избыток энергии $\Delta\epsilon$, остается внутри зоны. Ограничим наше рассмотрение прямыми процессами с малыми изменениями энергии. Матричный элемент имеет вид

$$M_{4,3,2,1} = \frac{4\pi e^2}{\lambda^2 + (\vec{k}_3 - \vec{k}_1)^2} I_1 I_2 \delta_{\vec{k}_1, \vec{k}_2, \vec{k}_3, \vec{k}_4} \quad (17)$$

где интегралы перекрытия

$$I_1 = \int d\vec{r} u_{\vec{k}_3}^*(\vec{r}) u_{\vec{k}_1}(\vec{r}), \quad I_2 = \int_{\Omega_2} d\vec{r} u_{\vec{k}_4}^*(\vec{r}) u_{\vec{k}_2}(\vec{r}).$$

Здесь $u_{\vec{k}}(\vec{r})$ – блоховские компоненты волновых функций электронов. Волновые векторы \vec{k}_1 и \vec{k}_2 соответствуют двум сталкивающимся электронам КВС, \vec{k}_3 – электрону зоны проводимости КВС, уносящему избыток энергии $\Delta\epsilon$, \vec{k}_4 – электрону на внутренней оболочке атома. Из теории полупроводников известно, что значение внутризонного интеграла перекрытия имеет порядок величины $|I_1|^2 \sim 0,1$ [9]. Значение второго интеграла перекрытия оценим сверху, используя неравенство $|I_2| \leq \int d\vec{r} |u_{\vec{k}_4}(\vec{r}) u_{\vec{k}_2}(\vec{r})| = I_{02}$. Пренебрегая невнутриядерными слагаемыми, для I_{02} имеем

$$I_{02} = (\pi^{1/4} V_f^{(0)} R_f^{f+1} b_0^{1/2} \tilde{\xi}_f / R_0 \tilde{b}_f \xi_0^{1/2} a_0^{f-1/2}) \exp(g(\tilde{R}_f) - g(R_0) - \tilde{R}_f / fa_0),$$

где $V_f^{(0)} = 2^f / f^{f+1} (f! (f-1)!)^{1/2}$; $\tilde{b}_f = |g''(\tilde{R}_f) - (f+1)/\tilde{R}_f^2|^{1/2}$; $\tilde{\xi}_f = 1 + \Phi((R_{WS} - \tilde{R}_f) \tilde{b}_f)$, а \tilde{R}_f определяется из уравнения $g'(\tilde{R}_f) =$

* В модели Томаса – Ферми имеем $\lambda = (4k_F / \pi a_0)^{1/2}$, где в нашем случае $k_F = R_{WS}^{-1}$. Значение λ при этом близко к b_0 , что характеризует пространственную неоднородность электронов КВС.

– $1/fa_0 + (f + 1)/\tilde{R}_f = 0$. Для темпа рекомбинации получаем оценку

$$W_0 = \frac{4\pi |l_1|^2 l_{02}^2 e^4 N(\mu_n)}{\hbar \lambda^4 \Omega_0^2} \quad (18)$$

Для численных оценок необходимо знание характера поведения плотности энергетических состояний в зоне проводимости КВ-фазы. Воспользуемся правилом сумм $\int d\epsilon N(\epsilon) = 1/\Omega_0$. Поскольку ширина зоны проводимости КВС порядка $\hbar^2 b_0^2/2m$, находим $N(\mu_n) \approx 2m/\hbar^2 b_0^2 \Omega_0$. Наконец для характерного времени распада по механизму Оже имеем

$$\tau_0 = \frac{\hbar^3}{me^4} \frac{2\pi (R_{WS} b_0)^6}{9 |l_1|^2 l_{02}^2} \quad (19)$$

Сравним полученный результат с временем распада КВС по механизму излучательной рекомбинации (15). Отношение времени оже-распада к времени радиационного распада τ_r запишется в виде

$$\frac{\tau_0}{\tau_r} \approx \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^3 \left(\frac{R_{WS}}{a_0}\right)^2 (R_{WS} b_0)^6 \frac{\beta_{fm}^3}{|l_1|^2} \quad (20)$$

где $\beta_{fm} = (2f + 1)/2f_m^2 (f_m + 1)^2$. Для КВС из возбужденных на уровень $n = 9$ атомов имеем $\tau_0 \approx 1$ с, что на порядок меньше времени радиационного распада. Это означает, что распад идет преимущественно за счет оже-рекомбинации. При этом рекомбинирующие электроны переходят на внутренние оболочки атомов, энергетически близкие к химпотенциалу КВС. Дальнейшая релаксация электронных возбуждений идет по механизму излучательного распада соответствующих атомных состояний. Вероятности распада данных возбужденных состояний атомов в КВ-фазе практически атомные. Это означает, в частности, что спектр излучения от КВС мало отличается от спектра излучения возбужденных в состоянии $n = 2, 3 \dots$ атомов. Как следует из (20), для более высоких уровней возбуждения ($n > 10$) ситуация может измениться так, что радиационный распад становится преобладающим. При этом качественное изменение в спектре излучения от КВС претерпевает только длинноволновая компонента, которая уширяется в соответствии с плотностью энергетических состояний в зоне проводимости КВ-фазы.

Таким образом, показано, что КВС из высоковозбужденных атомов является метастабильным.

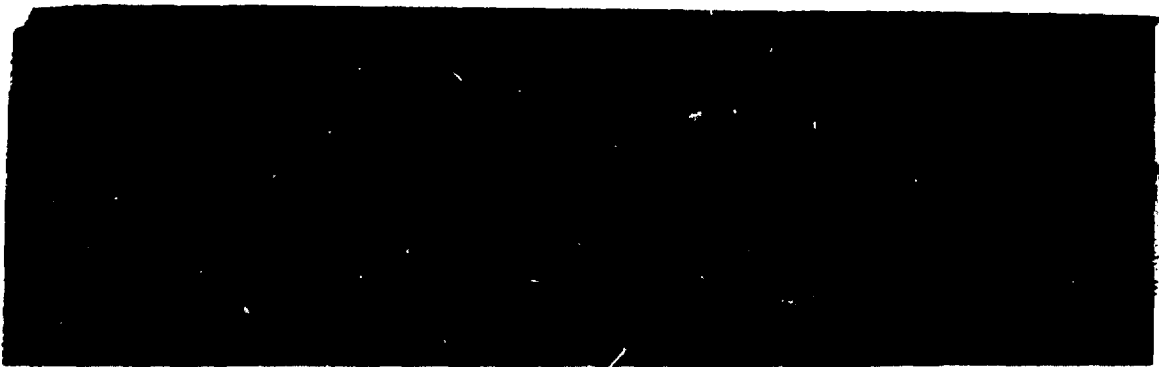
Список литературы

1. Райс Т. и др. Электронно-дырочная жидкость в полупроводниках. — М.: Мир, 1980.
2. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. — ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 442.
3. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. Конденсированные состояния из возбужденных атомов: Препринт ИАЭ-4153/9. — М., 1985.
4. Хейне В., Козн М., Узйр Д. Теория псевдопотенциала. — М.: Мир, 1973.
5. Маныкин Э.А., Ожован М.И., Полуэктов П.П. — Поверхность, 1985, т. 9, с. 110.
6. Gunnarson O., Jonson M., Lundqvist B.I. — Phys. Rev. B, 1979, vol. 20, p. 3136.
7. Бонч-Бруевич В.Л., Гуляев Ю.В. — ФТТ, 1960, т. 2, с. 465.
8. Авраменко В.И. и др. — ФТТ, 1985, т. 27, с. 2313.
9. Аут И., Генцов Д., Герман К. Фотоэлектрические явления. — М.: Мир, 1980.

**Редактор Г.Я. Кармадонова
Технический редактор Н.А. Малькова
Корректор Л.В. Пономарева**

**Подписано в печать 17.08.87. Т-17528. Формат 60х90/16
Печать офсетная. Усл. печ. л. 0,75. Уч.-изд. 0,6
Тираж 153. Цена 10 коп. Заказ 396. Индекс 3624**

**Подготовлено к изданию и отпечатано
в Институте атомной энергии им. И.В. Курчатова
123182, Москва, пл. Академика Курчатова**



Препринт ИАЭ-4507/9. М., 1987

