

**СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

Б 742

P17-87-837

**Н.Н.Боголюбов (мл.), Е.К.Башкиров*,
А.С.Шумовский**

**СВЕРХИЗЛУЧЕНИЕ В СИСТЕМАХ
С ТРЕМЯ РАЗРЕШЕННЫМИ ПЕРЕХОДАМИ**

* Куйбышевский государственный университет

1987

В нашей предыдущей работе ^{/1/} исследовались процессы генерации сверхизлучения в трехуровневых системах. В рамках метода иерархии кинетических уравнений здесь были получены точные кинетические уравнения для процесса спонтанного коллективного излучения, которые изучались в марковском приближении. Исследование было проведено для частного случая системы с одним запрещенным переходом и двумя рабочими модами. В настоящей работе мы рассмотрим более общую трехуровневую систему, в которой разрешены все переходы и число рабочих мод определяется геометрией образца (рис. 1).

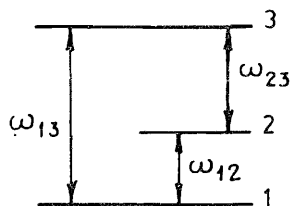


Рис. 1. Схема энергетических уровней в трехуровневом излучателе.

Гамильтониан такой системы имеет вид

$$H = H_M + H_F + H_{MF},$$

$$H_M = \sum_{f=1}^N \sum_{a=1}^3 \epsilon_a R_{aa}^{(f)}, \quad H_F = \sum_k \hbar \omega_k a_k^+ a_k, \quad (1)$$

$$H_{MF} = \hbar N^{-1/2} \sum_{f,k} \sum_{1 \leq \alpha < \beta \leq 3} g_{\alpha\beta}^{(k)} \{ e^{i\vec{k}\vec{x}_f} R_{\beta\alpha}^{(f)} a_k + e^{-i\vec{k}\vec{x}_f} R_{\alpha\beta} a_k^+ \}.$$

Здесь индекс f нумерует излучатели; a нумерует уровни в излучателях; ϵ_a — энергия уровня a ; $R_{aa}^{(f)}$ — оператор, описывающий населенность уровня a в f -излучателе; $R_{\alpha\beta}^{(f)}$ — операторы, описывающие переходы с уровня β на уровень α в f -излучателе и удовлетворяющие коммутационным соотношениям

$$[R_{\alpha\beta}^{(f)}, R_{\alpha'\beta'}^{(f')}] = R_{\alpha\beta}^{(f)} \delta_{\beta\alpha'} \delta_{ff'} - R_{\alpha'\beta'}^{(f')} \delta_{\alpha\beta} \delta_{ff'};$$

a_k^+ (a_k) — операторы рождения (уничтожения) фотона с частотой ω_k , импульсом \vec{k} и поляризацией \vec{e}_λ ; \vec{x}_f — радиус-вектор f -излучателя. Константа связи $g_{\alpha\beta}^{(k)}$ равна

$$g_{\alpha\beta}^{(k)} = \sqrt{\frac{2\pi\rho}{\hbar\omega_k}} \omega_{\alpha\beta} d_{\alpha\beta} \vec{u}_d \vec{e}_\lambda,$$

где ρ — плотность излучателей в системе; $d_{a\beta}$ — матричный элемент оператора дипольного перехода $a - \beta$; $\omega_{a\beta}$ — частота перехода $a - \beta$; \vec{u}_a — единичный вектор в направлении $\vec{d}_{a\beta}$.

Используя метод исключения бозонных операторов /1, 2/, для системы с гамильтонианом (1) можно получить точную иерархию кинетических уравнений для процесса спонтанного коллективного излучения вида

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O}_t \rangle + (i\hbar)^{-1} \langle [H_{M_t}, \mathcal{O}_t] \rangle = \\ = N^{-1} \sum_k \int_{-\infty}^t dr e^{-i\omega_k(t-r)} \sum_{ff'} \sum_{a < \beta} \sum_{a' < \beta'} g_{a\beta}^{(k)} g_{a'\beta'}^{(k)} e^{ik(\vec{x}_t - \vec{x}_{t'})} \times \\ \times \langle [R_{\beta a}^{(f)}(t), \mathcal{O}_t] R_{a'\beta'}^{(f')}(r) \rangle + N^{-1} \sum_k \int_{-\infty}^t dr e^{i\omega_k(t-r)} \times \\ \times \sum_{ff'} \sum_{a < \beta} \sum_{a' < \beta'} g_{a\beta}^{(k)} g_{a'\beta'}^{(k)} e^{ik(\vec{x}_t - \vec{x}_{t'})} \langle R_{\beta a}^{(f)}(r) [\mathcal{O}_t, R_{a'\beta'}^{(f')}(t)] \rangle. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь \mathcal{O}_t — произвольный оператор М-подсистемы в представлении Гейзенберга, $\langle \dots \rangle = \text{Sp}(\dots \rho_M)$, где ρ_M — статистический оператор М-подсистемы в момент включения взаимодействия с фотонным полем.

Считая взаимодействие между излучателями и полем слабым, мы можем использовать для операторов атомной подсистемы в правой части (2) "нулевое" приближение вида

$$R_{a\beta}^{(f)}(r) = R_{a\beta}^{(f)}(t) e^{i\omega_{a\beta}(t-r)}, \quad R_{\beta a}^{(f)}(r) = R_{\beta a}^{(f)}(t) e^{-i\omega_{a\beta}(t-r)}, \quad \text{где } a < \beta.$$

С учетом сделанного предположения из точного уравнения (2) мы можем получить марковское уравнение, описывающее процесс излучения

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \langle \mathcal{O}_t \rangle = (i\hbar)^{-1} \langle [\mathcal{O}_t, H_{M_t}] \rangle + \\ + \sum_{a < \beta} \frac{\Gamma_{a\beta}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a\beta}} C_{ff'}^{a\beta} \langle [R_{\beta a}^{(f)}(t), \mathcal{O}_t] R_{a\beta}^{(f')}(t) \rangle + \\ + \sum_{a < \beta} \frac{\Gamma_{a\beta}}{2} \sum_{ff'} \sum_{\vec{k}_{a\beta}} C_{ff'}^{a\beta} \langle R_{\beta a}^{(f)}(t) [\mathcal{O}_t, R_{a\beta}^{(f')}(t)] \rangle, \end{aligned} \quad (3)$$

где

$$|\vec{k}_{a\beta}| = \omega_{a\beta}/c, \quad \Gamma_{a\beta} = \frac{4}{3} \frac{\omega_{a\beta}^3 d_{a\beta}^2}{\hbar c^3}, \quad C_{ff'}^{a\beta} = \frac{\sin k_{a\beta} |\vec{x}_t - \vec{x}_{t'}|}{k_{a\beta} |\vec{x}_t - \vec{x}_{t'}|}.$$

При выводе (3) из (2) мы учли также малость корреляторов

$$\langle R_{\beta a}^{(f)}(t) [\mathcal{O}_t, R_{a'\beta'}^{(f')}(t)] \rangle \quad (a' \neq a, \beta' \neq \beta).$$

Полагая в (3) $\mathcal{O} = R_{aa} = \sum_f R_{aa}^{(f)}$ ($a = 1, 2, 3$), имеем

$$\begin{aligned} \langle \dot{R}_{11} \rangle &= \Gamma_{13} \langle R_{33} \rangle + \Gamma_{12} \langle R_{22} \rangle + \\ &+ \Gamma_{13} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{13} S_{ff'}^{13} + \Gamma_{12} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{12} S_{ff'}^{12}, \\ \langle \dot{R}_{22} \rangle &= \Gamma_{23} \langle R_{33} \rangle - \Gamma_{12} \langle R_{22} \rangle + \\ &+ \Gamma_{23} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{23} S_{ff'}^{23} - \Gamma_{12} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{12} S_{ff'}^{12}, \\ \langle \dot{R}_{33} \rangle &= -\Gamma_{13} \langle R_{33} \rangle - \Gamma_{23} \langle R_{33} \rangle - \\ &- \Gamma_{13} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{13} S_{ff'}^{13} - \Gamma_{23} \sum_{f \neq f'} C_{ff'}^{23} S_{ff'}^{23}, \end{aligned} \quad (4)$$

где

$$S_{ff'}^{a\beta} = \langle R_{\beta a}^{(f)} R_{a\beta}^{(f')} \rangle.$$

В правые части уравнений (4) входят корреляторы более высокого порядка $S_{ff'}^{a\beta}$. Для этих корреляторов из уравнения (3) с использованием расщепления

$$\langle (R_{aa}^{(f)} - R_{\beta\beta}^{(f)}) R_{a'\beta'}^{(f')} R_{\beta'a'}^{(f'')} \rangle \approx \langle R_{aa}^{(f)} - R_{\beta\beta}^{(f)} \rangle \langle R_{a'\beta'}^{(f')} R_{\beta'a'}^{(f'')} \rangle$$

имеем

$$\dot{S}_{ff'}^{a\beta} = N^{-1} \Gamma_{a\beta} \langle R_{\beta\beta} - R_{aa} \rangle \left\{ \sum_{f''} C_{ff''}^{a\beta} S_{ff''}^{a\beta} + N^{-1} C_{ff''}^{a\beta} \langle R_{\beta\beta} \rangle \right\}. \quad (5)$$

$(f'' \neq f, f') \quad a < \beta, f \neq f'.$

Используя развитый в работах /3-5/ формализм для описания излучения в протяженных образцах, введем собственные функции и собственные значения матрицы взаимодействия $C_{ff'}^{a\beta}$ вида

$$\sum_{f'} C_{ff'}^{a\beta} \psi_{\lambda_{a\beta}}(\vec{x}_{t'}) = \lambda_{a\beta} \psi_{\lambda_{a\beta}}(\vec{x}_t), \quad (a < \beta). \quad (6)$$

Используя свойства полноты и ортонормированности собственных функций, имеем

$$C_{ff'}^{a\beta} = \sum_{\lambda_{a\beta}} \lambda_{a\beta} \psi_{\lambda_{a\beta}}(\vec{x}_t) \psi_{\lambda_{a\beta}}(\vec{x}_{t'}). \quad (7)$$

Введем также коллективные корреляторы $S(\lambda_{\alpha\beta})^{1/4}$:

$$S(\lambda_{\alpha\beta}) = \sum_{t \neq t'} S_{tt'}^{a\beta} \psi_{\lambda_{\alpha\beta}}(\vec{x}_t) \psi_{\lambda_{\alpha\beta}}(\vec{x}_{t'}) . \quad (8)$$

Используя соотношения (6)-(8), уравнения (4), (5) можно переписать в виде

$$\begin{aligned} \dot{\langle R_{11} \rangle} &= \Gamma_{13} \langle R_{33} \rangle + \Gamma_{12} \langle R_{22} \rangle + \Gamma_{13} \sum_{\lambda_{13}} \lambda_{13} S(\lambda_{13}) + \\ &+ \Gamma_{12} \sum_{\lambda_{12}} \lambda_{12} S(\lambda_{12}) , \\ \dot{\langle R_{22} \rangle} &= \Gamma_{23} \langle R_{33} \rangle - \Gamma_{12} \langle R_{22} \rangle + \Gamma_{23} \sum_{\lambda_{23}} \lambda_{23} S(\lambda_{23}) - \\ &- \Gamma_{12} \sum_{\lambda_{12}} \lambda_{12} S(\lambda_{12}) , \\ \dot{\langle R_{33} \rangle} &= -\Gamma_{13} \langle R_{33} \rangle - \Gamma_{23} \langle R_{33} \rangle - \Gamma_{13} \sum_{\lambda_{13}} \lambda_{13} S(\lambda_{13}) - \\ &- \Gamma_{23} \sum_{\lambda_{23}} \lambda_{23} S(\lambda_{23}) , \end{aligned} \quad (9)$$

$$\dot{S}(\lambda_{\alpha\beta}) = \lambda_{\alpha\beta} \Gamma_{\alpha\beta} N^{-1} \langle R_{\beta\beta} - R_{\alpha\alpha} \rangle \{ S(\lambda_{\alpha\beta}) + N^{-1} \langle R_{\beta\beta} \rangle \} . \quad (10)$$

Собственные функции и собственные значения матрицы взаимодействия были определены явно в ¹³ для иглообразного образца в предельных случаях больших и малых чисел Френеля \mathcal{F} . Для $\mathcal{F} \ll 1$ и $\mathcal{F} \gg 1$ все наибольшие собственные значения $\lambda_{\alpha\beta}^{\circ}$ вырождены с кратностью $\kappa_{\alpha\beta}^{\circ}$ и равны

$$\lambda_{\alpha\beta}^{\circ} = \frac{N\pi}{k_{\alpha\beta} L} , \quad \kappa_{\alpha\beta}^{\circ} = 1 / \mathcal{F}_{\alpha\beta} \gg 1 \quad (\mathcal{F}_{\alpha\beta} \ll 1) ,$$

$$\lambda_{\alpha\beta}^{\circ} = \frac{N\pi}{k_{\alpha\beta}^2 A} , \quad \kappa_{\alpha\beta}^{\circ} = 2\mathcal{F}_{\alpha\beta} \gg 1 \quad (\mathcal{F}_{\alpha\beta} \gg 1) ,$$

где $\mathcal{F}_{\alpha\beta} = Ak_{\alpha\beta} / 2\pi L$, A — площадь поперечного сечения образца и L — его длина. Все остальные $\lambda_{\alpha\beta} \ll \lambda_{\alpha\beta}^{\circ}$. Легко заметить, что $\kappa_{\alpha\beta}^{\circ}$ представляет собой число приосевых мод для перехода $\alpha - \beta$ (в случае иглообразного образца), принимающих участие в процессе коллективного излучения.

Найдем решение системы уравнений (9), (10) для иглообразного образца с $\mathcal{F}_{\alpha\beta} \ll 1$ или $\mathcal{F}_{\alpha\beta} \gg 1$. Из (10) следует, что все $S(\lambda_{\alpha\beta})$, соответствующие одинаковым $\lambda_{\alpha\beta}^{\circ}$, одинаковы для любого момента времени. Тогда в (9) мы можем положить ¹⁴

$$\sum_{\lambda_{\alpha\beta}} \lambda_{\alpha\beta} S(\lambda_{\alpha\beta}) \approx \lambda_{\alpha\beta}^{\circ} \kappa_{\alpha\beta}^{\circ} S(\lambda_{\alpha\beta}^{\circ}) .$$

В результате уравнения (9), (10) мы можем переписать в виде

$$\begin{aligned} \dot{X}_1 &= \frac{1}{\tau_{13}} (N - X_1 - X_2) + \frac{1}{\tau_{12}} X_2 + \frac{\kappa_{13}^{\circ}}{\tau_{R13}} S_{13} + \frac{\kappa_{12}^{\circ}}{\tau_{R12}} S_{12} , \\ \dot{X}_2 &= \frac{1}{\tau_{12}} (N - X_1 - X_2) - \frac{1}{\tau_{12}} X_2 + \frac{\kappa_{23}^{\circ}}{\tau_{R23}} S_{23} - \frac{\kappa_{12}^{\circ}}{\tau_{R21}} S_{12} , \\ \dot{S}_{13} &= \frac{N^{-1}}{\tau_{R13}} (N - 2X_1 - X_2) \{ S_{13} + N^{-1} (N - X_1 - X_2) \} , \\ \dot{S}_{12} &= \frac{N^{-1}}{\tau_{R12}} (X_2 - X_1) \{ S_{12} + N^{-1} X_2 \} , \\ \dot{S}_{23} &= \frac{N^{-1}}{\tau_{R23}} (N - 2X_2 - X_1) \{ S_{23} + N^{-1} (N - X_1 - X_2) \} ; \end{aligned} \quad (11)$$

$$S_{\alpha\beta} = S(\lambda_{\alpha\beta}^{\circ}) , \quad X_{\alpha} = \langle R_{\alpha\alpha} \rangle , \quad \tau_{R\alpha\beta}^{-1} = \lambda_{\alpha\beta}^{\circ} / \tau_{\alpha\beta} , \quad \tau_{\alpha\beta} = \Gamma_{\alpha\beta}^{-1} .$$

При выводе (11) мы учли также закон сохранения суммарной населенности

$$X_1 + X_2 + X_3 = N .$$

Легко показать, что интенсивности когерентного излучения, соответствующие трем возможным переходам, равны

$$\begin{aligned} I_1 &= \hbar \omega_{13} \left\{ \frac{1}{\tau_{13}} (N - X_1 - X_2) + \frac{\kappa_{13}^{\circ}}{\tau_{R13}} S_{13} \right\} , \\ I_2 &= \hbar \omega_{23} \left\{ \frac{1}{\tau_{23}} X_2 + \frac{\kappa_{23}^{\circ}}{\tau_{R23}} S_{23} \right\} , \\ I_3 &= \hbar \omega_{12} \left\{ \frac{1}{\tau_{12}} (N - X_1 - X_2) + \frac{\kappa_{12}^{\circ}}{\tau_{R12}} S_{12} \right\} . \end{aligned} \quad (12)$$

Решение уравнений (11) зависит от выбора начального состояния атомной подсистемы, а также от соотношения параметров, соответствующих различным переходам в трехуровневом излучателе. Исследуем динамику населенностей и интенсивностей когерентных импульсов в случае трех разрешенных переходов. При определенном выборе начальных условий и соотношении вероятностей перехода в такой системе возможно появление четырех сверхизлучательных импульсов. Исследуем именно такой случай.

Рассмотрим протяженную трехуровневую систему, для которой в начальный момент времени населенности атомных уровней и поляризации имеют значения: $X_3(0) = 0,75N$, $X_2(0) = 0,25N$, $X_1(0) = 0$, $S_{13}(0) = S_{23}(0) = S_{12}(0) = 0$. Параметры образца выберем, для определенности, как в работе /4/, а именно: $A = 1 \text{ см}^2$, $L = 10 \text{ см}$ и $N = 10^{14}$. Результаты численного решения уравнений (11) с последующей подстановкой в (12) для изучаемого образца представлены на рис. 2 и 3; кривые получены для $\omega_{13} = 1,0 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{23} = 0,6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{12} = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{13} : \tau_{23} : \tau_{12} = 1:6:12$.

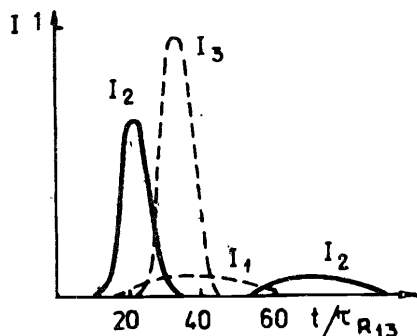


Рис. 2. Зависимость интенсивностей I_1, I_2, I_3 от времени t/τ_{R13} . Кривые получены для системы с $\omega_{13} = 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{23} = 0,6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{12} = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{13} : \tau_{23} : \tau_{12} = 1:6:12$, $L = 10 \text{ см}$, $A = 1 \text{ см}^2$, $N = 10^{14}$.

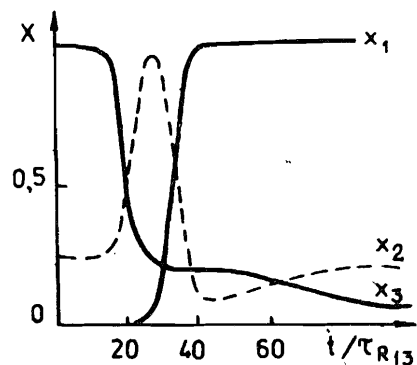


Рис. 3. Зависимость населенностей атомных уровней $X_1(t)$, $X_2(t)$, $X_3(t)$ от времени t/τ_{R13} . Кривые получены для системы с $\omega_{13} = 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{23} = 0,6 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\omega_{12} = 0,4 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$, $\tau_{13} : \tau_{23} : \tau_{12} = 1:6:12$, $L = 10 \text{ см}$, $A = 1 \text{ см}^2$, $N = 10^{14}$.

Проанализируем временное поведение рассматриваемой системы. В моменты времени $t_1 \approx 13\tau_{R13}$ и $t_2 \approx 17\tau_{R13}$ начинается коллективный распад соответственно на переходах 2-3 и 1-3. Резкое увеличение населенности 2-го уровня приводит к прекращению коллективного излучения на переходе 2-3 и, с другой стороны, к началу коллективного излучения на переходе 1-2 ($t_3 \approx 25\tau_{R13}$). Коллективное излучение на переходе 1-2 гасит сверхизлучение на переходе 1-3 и одновременно

усиливает коллективное излучение на переходе 2-3, так что в момент $t_4 \approx 48\tau_{R13}$ возникает второй сверхизлучательный импульс частоты ω_{23} . В свою очередь распад на переходе 2-3 переводит систему в стационарное состояние с населенностями $X_1 \approx 0,75N$, $X_2 \approx 0,2N$, $X_3 \approx 0,05N$, которое разрушается за счет процессов неколлективного распада.

Таким образом, в трехуровневой системе с тремя разрешенными переходами возможны как эффекты замедления сверхизлучения, исследованные ранее в системах с двумя переходами /1,6-8/, так и эффекты усиления сверхизлучения. При этом возможна последовательность двух коллективных импульсов на одной частоте. Такой эффект существует только в трехуровневых системах. Если мы рассмотрим двухуровневые двухкомпонентные системы, то за счет общего поля излучения также возможно появление вторичного коллективного излучения. Возникновение вторичного импульса представляет значительный интерес и может быть проверено экспериментально.

В настоящей работе на основе точной иерархии кинетических уравнений рассмотрен лишь один интересный случай динамического поведения трехуровневой системы с тремя разрешенными переходами. Более детальное исследование иерархии является задачей последующих работ.

Отметим также, что развитый формализм описания сверхизлучения в трехуровневых системах без труда может быть перенесен на n -уровневые системы с несколькими переходами, что представляет интерес для описания имеющихся экспериментов (см., например, /8,7/).

ЛИТЕРАТУРА

1. Боголюбов Н.Н. (мл.) и др. — Краткие сообщения ОИЯИ, №3-84, Дубна, 1984, с.26.
2. Боголюбов Н.Н. (мл.), Фам Ле Куен, Шумовский А.С. — ТМФ, 1982, т.52, с.423; Physica, 1984, 130A, p.243.
3. Ressayre E., Tallet E. — Phys. Rev., 1977, 15, p.2410.
4. Емельянов В.И., Семиногов В.Н. — ЖЭТФ, 1979, 76, с.34.
5. Андреев А.В., Емельянов В.И., Ильинский Ю.А. — УФН, 1980, 131, с.653.
6. Grubellier A., Liberman S., Pillet P. — Opt. Commun., 1980, 33, No.2, p.143.
7. Gross M., Haroche S. — Phys. Rep., 1982, v.93, p.301.
8. Арутюнян Р.В., Енаки Н.А., Ильинский Ю.А. — Оптика и спектроскопия, 1985, 58, с.257.

Рукопись поступила в издательский отдел
26 ноября 1987 года.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

Д7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р.55 к.
Д2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р.00 к.
Д13-84-63	Труды XI Международного симпозиума по ядерной электронике. Братислава, Чехословакия, 1983.	4 р.50 к.
Д2-84-366	Труды 7 Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1984.	4 р.30 к.
Д1,2-84-599	Труды VII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1984.	5 р.50 к.
Д10,11-84-818	Труды V Международного совещания по проблемам математического моделирования, программирования и математическим методам решения физических задач. Дубна, 1983.	3 р.50 к.
Д17-84-850	Труды III Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1984. /2 тома/	7 р.75 к.
Д11-85-791	Труды Международного совещания по аналитическим вычислениям на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1985.	4 р.00 к.
Д13-85-793	Труды XII Международного симпозиума по ядерной электронике. Дубна, 1985.	4 р.80 к.
Д4-85-851	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1985.	3 р.75 к.
Д3,4,17-86-747	Труды V Международной школы по нейтронной физике. Алушта, 1986.	4 р.50 к.
	Труды IX Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1984. /2 тома/	13 р.50 к.
Д1,2-86-668	Труды VIII Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1986. /2 тома/	7 р.35 к.
Д9-87-105	Труды X Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1986. /2 тома/	13 р.45 к.
Д7-87-68	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Дубна, 1986	7 р.10 к.
Д2-87-123	Труды Совещания "Ренормгруппа-86". Дубна, 1986	4 р.45 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу: 101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79. Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.

Боголюбов Н.Н. (мл.), Башкиров Е.К., Шумовский А.С.

P17-87-837

Сверхизлучение в системах с тремя разрешенными переходами

Исследован процесс спонтанного коллективного излучения в трехуровневой системе с тремя разрешенными переходами. Рассмотрены явления ослабления и усиления сверхизлучения. Показана возможность генерации двух последовательных когерентных импульсов одной частоты.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1987

Перевод Г.Г.Сандуковской

Bogolubov N.N.(Jr.), Bashkirov E.K., Shumovsky A.S.

P17-87-837

Superradiation in the System with Three Allowed Transitions

The process of spontaneous collective radiation in the three-level system with three allowed transitions is examined. The phenomenon of the superradiance weakening and increasing is considered. The possibility of generating two successive coherent impulses with the same frequency is shown.

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1987