

УДК 537.523/.527+535.33/.34+539.183/.184

РЕЗОНАНСНАЯ ФЛУОРЕСЦЕНЦИЯ СВЕТА НА АТОМНЫХ СОСТОЯНИЯХ: ЭФФЕКТЫ КВАНТОВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ

*В.В. Аринин, Р.А. Ахмеджанов, Ф.Г. Вагизов, Л.А. Гуцин,
Н.А. Жарова, А.Н. Капитонов, Э.К. Садыков*

Аннотация

Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению эффектов квантовой интерференции в спектрах резонансной флуоресценции света на атомных уровнях неона в состоянии газового разряда. Получено качественное согласие теории и эксперимента.

Ключевые слова: квантовая интерференция, резонансная флуоресценция, газовый разряд.

Введение

Возможность перераспределения интенсивностей упругого и неупругого каналов рассеяния в спектрах резонансной флуоресценции является одним из проявлений квантовой интерференции (КИ) радиационных амплитуд. Этот эффект был исследован теоретически для мессбауэровского рассеяния в условиях радиочастотного (РЧ) резонанса [1].

В данной работе мы провели как теоретическое, так и экспериментальное исследование эффекта перераспределения интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния при резонансной флуоресценции оптического излучения в условиях РЧ-резонанса на зеемановских подуровнях возбужденного атома неона. Для экспериментального исследования эффектов КИ мы использовали методику и экспериментальную установку, описанную в [2].

1. Постановка задачи

Рассмотрим схему энергетических уровней атома неона (рис. 1, *a*). Атом из основного состояния $2p^6\ ^1S_0$ может перейти в возбужденное состояние $2p^53p\ ^3P_0$ (например, это возможно в состоянии газового разряда). Далее мы имеем возможный переход $2p^53p\ ^3P_0 \rightarrow 2p^53s\ ^3P_1$, для его возбуждения можно воспользоваться перестраиваемым лазером с длиной волны 616.3 нм. Резонансную флуоресценцию именно на этом переходе мы и будем рассматривать (рис. 1, *b*).

При наложении внешнего постоянного магнитного поля состояние $2p^53s\ ^3P_1$ расщепится на три подуровня: 2, 3 и 4 на рис. 1, *b* (эффект Зеемана). Пусть постоянное магнитное поле перпендикулярно направлению пробного излучения и они оба перпендикулярны направлению регистрации рассеянного излучения (рис. 1, *d*). В качестве пробного излучения используется излучение лазера, поляризованное параллельно направлению магнитного поля, что позволяет селективно возбудить переход 1-3. На систему действует также переменное РЧ-магнитное поле, которое может вызывать переходы между зеемановскими подуровнями состояния $2p^53s\ ^3P_1$.

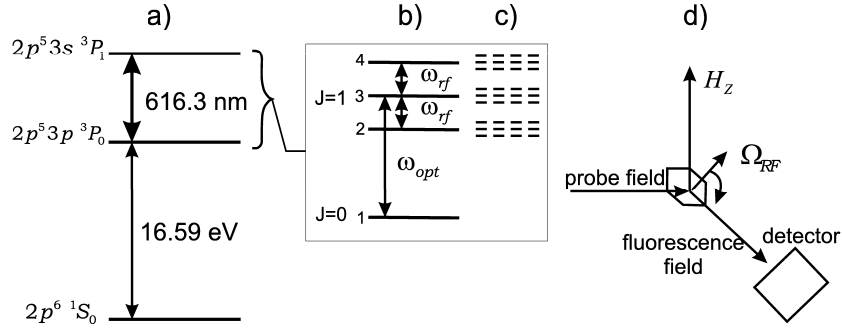


Рис. 1. *a)* структура энергетических уровней атома неона; *b)* переход $2p^5 3p \ ^3P_0 \rightarrow 2p^5 3s \ ^3P_1$; *c)* структура квазиэнергетических уровней состояния $2p^5 3s \ ^3P_1$ в случае слабого пробного излучения и точного РЧ-резонанса. *d)* схема эксперимента

2. Теоретическая модель

Анализ резонансной флуоресценции на переходе (см. рис. 1, *b*) можно провести, учитывая воздействие пробного излучения на систему методом теории возмущений [1, 3]. Более строгие расчеты спектров резонансной флуоресценции естественно проводить методом матрицы плотности, модифицированным нами на случай конечной ширины линии пробного излучения [4, 5]. Достоинство этого метода состоит в том, что он дает возможность изучения зависимости отклика системы от амплитуды пробного излучения (см., например, [6]) и релаксации между зеемановскими подуровнями.

Гамильтониан системы можно записать в следующем виде (см. рис. 1, *b*):

$$\hat{H}_0 = \sum_{i=1}^4 \epsilon_i \hat{a}_i^+ \hat{a}_i,$$

$$\hat{H}_{\text{rf}} = \Omega_{\text{rf}} \exp(-i\omega_{\text{rf}}t) \hat{a}_3^+ \hat{a}_2 + \Omega_{\text{rf}} \exp(-i\omega_{\text{rf}}t) \hat{a}_4^+ \hat{a}_3 + c.c., \quad (1)$$

$$\hat{H}_{\text{opt}} = \Omega_{\text{opt}} \exp(i\theta(t)) \hat{a}_3^+ \hat{a}_1 \exp(-i\omega_{\text{opt}}t) + c.c. \quad (2)$$

Здесь \hat{a}_i и \hat{a}_i^+ – операторы Ферми, ϵ_i – энергия i -го состояния, Ω_{rf} , ω_{rf} и Ω_{opt} , ω_{opt} – частоты Раби и несущие частоты РЧ-поля и оптического излучения соответственно, $\theta(t)$ – случайная функция, подчиняющаяся процессу Винера–Леви, описывающая флуктуацию фазы пробного излучения. Излучение с флуктуирующей фазой может быть описано лоренцевой формой с шириной линии $\Gamma = 2D$, определяемой соотношением [7, 8]:

$$\langle \dot{\theta}(t) \dot{\theta}(t') \rangle = 2D \delta(t - t').$$

Спектр флуоресценции на переходе $j - i$ является Фурье-образом двухвременной корреляционной функции:

$$S_{j-i}(\omega) = F(\gamma(t_1, t_0)),$$

$$\gamma(t_1, t_0) \propto \langle \hat{P}^{(-)}(t_1) \hat{P}^{(+)}(t_0) \rangle, \quad (3)$$

где $\hat{P}^{(+)} = \mu_{ij} \hat{a}_i^+ \hat{a}_j$ – оператор перехода, μ_{ij} – модуль индуцированного дипольного момента перехода. Вычисление корреляционной функции (3) проводится методом, разработанным в работах [4, 5].

Оптическое излучение (2) переводит систему из состояния 1 в состояние 3 (рис. 1, *b*). Далее возможны два варианта. Первый – система переходит из состояния 3 обратно в состояние 1 с излучением кванта света, поляризованного параллельно направлению постоянного магнитного поля. Такой процесс соответствует упругому каналу рассеяния, обозначим интенсивность этого канала через I_{\parallel} . Второй вариант – система из состояния 3 под действием РЧ-поля (1) перейдет в состояние 2 или 4 и уже оттуда вернется в состояние 1 с излучением кванта света, который будет поляризован перпендикулярно направлению постоянного магнитного поля. Последние два канала соответствуют рамановским процессам. Интенсивности рамановских каналов обозначим через $I_{\perp 1}$ и $I_{\perp 2}$. Эту качественную картину следует дополнить. В сильном РЧ-поле спиновые состояния находятся в режиме когерентного перемешивания, результатом этого является образование квазиэнергетических («одетых») (КЭ) состояний (рис. 1, *c*). Это приводит к тому, что рассеяние внутри каждого канала описывается суммой (в данном случае трех) амплитуд, а интенсивности каналов определяются тем, как (конструктивно или деструктивно) интерферируют эти амплитуды.

Методика расчета этих интенсивностей была подробно изложена в работе [4] при рассмотрении резонансной флуоресценции мессбауэровского излучения в режиме РЧ-резонанса на возбужденном мессбауэровском уровне. Изменения этой методики вызваны лишь тем, что здесь мы имеем дело с РЧ-резонансом в трехуровневой спиновой системе, тогда как в [4] рассмотрена задача РЧ-резонанса в двухуровневой системе. Спектр флуоресценции, в том числе и интенсивности I_{\parallel} , I_{\perp} , как и в [4], определяются рядом параметров задачи: частотой Раби Ω_{opt} , настройкой в резонанс и шириной линии пробного излучения Γ , настройкой и частотой Раби Ω_{rf} РЧ-поля, естественной шириной линии оптического резонансного перехода γ . Интенсивности упругого и рамановских каналов определяются следующим образом:

$$I_{\parallel} = \int S_{3-1}(\omega) d\omega, \quad I_{\perp 1} = \int S_{4-1}(\omega) d\omega, \quad I_{\perp 2} = \int S_{2-1}(\omega) d\omega. \quad (4)$$

При настройке оптического излучения точно в резонанс с переходом 1–3 рамановские каналы эквивалентны, поэтому можно не конкретизировать, какой из них мы рассматриваем: $I_{\perp} = I_{\perp 1} = I_{\perp 2}$.

Особенностью резонансной флуоресценции в условиях РЧ-перемешивания сильным полем, как показано в [4], является то, что при определенных условиях интенсивность рамановского канала рассеяния (который претерпевает конструктивную интерференцию амплитуд) может заметно превышать интенсивность упругого канала (формирующегося в результате деструктивной интерференции). Эффект значительного перераспределения интенсивностей каналов рассеяния был в [4] определен как один из эффектов КИ.

В экспериментах, проведенных согласно схеме, представленной на рис. 1, *d*, поле H_z является медленно меняющейся функцией времени, а частота РЧ-поля – величина постоянная. Это позволяет измерить величины I_{\parallel} и I_{\perp} по мере прохождения РЧ-резонанса (точному РЧ-резонансу соответствует $H_z = 65$ МГц). Таким образом, мы экспериментально изучаем возможные изменения I_{\parallel} и I_{\perp} как в случае резонансного перемешивания, так и в отсутствие этого перемешивания (вдали от резонанса). На рис. 2 приведены расчетные кривые, моделирующие эксперимент.

Зависимость интенсивностей I_{\parallel} и I_{\perp} от H_z на рис. 2 легко объяснить. Когда мы находимся далеко от РЧ-резонанса, эффективность РЧ-перемешивания крайне низка. Поэтому вероятность перехода системы из состояния 3 в 2 и 4 мала, и рассеяние происходит в основном по упругому каналу ($I_{\parallel} \gg I_{\perp}$). Вблизи РЧ-резонанса

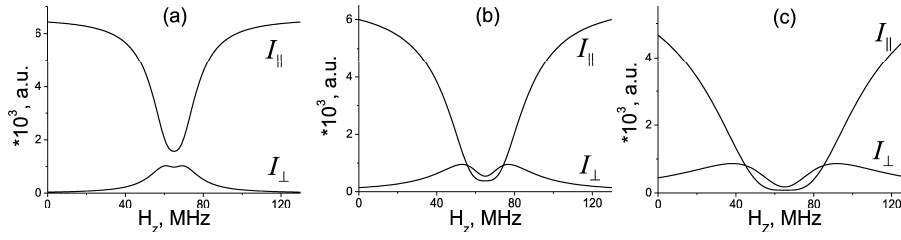


Рис. 2. Зависимость интенсивностей упругого и рамановского каналов рассеяния от амплитуды поля H_z : $\Gamma = 5$ МГц; $\Omega_{\text{opt}} = 1$ МГц; $\gamma = 10$ МГц; а) $\Omega_{\text{rf}} = 10$ МГц, б) $\Omega_{\text{rf}} = 20$ МГц; в) $\Omega_{\text{rf}} = 40$ МГц.

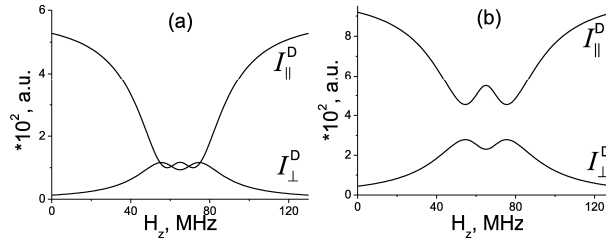


Рис. 3. Влияние доплеровского уширения на интенсивности упругого и рамановских каналов рассеяния: $\Gamma = 5$ МГц; $\Omega_{\text{opt}} = 1$ МГц; $\gamma = 10$ МГц; $\Omega_{\text{rf}} = 20$ МГц; а) $\Gamma_D = 20$ МГц, б) $\Gamma_D = 2000$ МГц

эффективность перемешивания возрастает. Как было отмечено выше, вместо чистых спиновых подуровней образуются КЭ-состояния. Поясним здесь также механизм возникновения двух максимумов в зависимости I_{\perp} от H_z . При точном РЧ-резонансе матричные элементы перехода 1–3 на центральный КЭ-уровень (см. рис. 1, с) равен нулю и поэтому это КЭ-состояние не заселяется. Два других КЭ-состояния заселяются в равной степени и интенсивности I_{\parallel} и I_{\perp} формируются как следствие интерференции двух амплитуд. При расстройке РЧ-резонанса имеют место два процесса. При первом становится отличным от нуля матричный элемент перехода на центральный КЭ-уровень, а при втором положение двух других КЭ-уровней меняется по отношению к центральному несимметричным образом. В этих условиях интенсивности упругого и рамановского каналов формируются в результате интерференции трех различных амплитуд. Это приводит к росту I_{\perp} с увеличением расстройки РЧ-поля. Но при дальнейшем росте расстройки снижается эффект РЧ-перемешивания, и I_{\perp} , проходя через максимум, уменьшается. Этот эффект симметричен по отношению к знаку расстройки. Из рис. 2 также видно, что в определенном диапазоне H_z при достижении достаточно больших значений частоты Раби РЧ-поля Ω_{rf} интенсивность рамановского канала I_{\perp} превышает интенсивность упругого канала I_{\parallel} . Это и есть упомянутый выше эффект КИ (см. рис. 2, б, в).

До сих пор мы предполагали, что пробное излучение настроено точно в центр перехода 1–3. Однако в состоянии газового разряда атомы неона интенсивно движутся, и из-за эффекта Доплера оказывается невозможным достичь условия резонанса для всех атомов сразу. Учесть этот эффект можно, проинтегрировав (4)

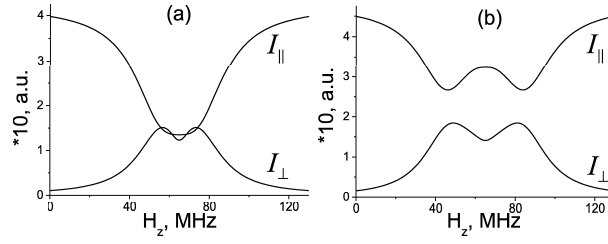


Рис. 4. Влияние амплитуды пробного поля: $\Gamma = 5$ МГц; $\gamma = 10$ МГц; $\Omega_{rf} = 20$ МГц; $\Gamma_D = 0$; а) $\Omega_{opt} = 20$ МГц; б) $\Omega_{opt} = 40$ МГц

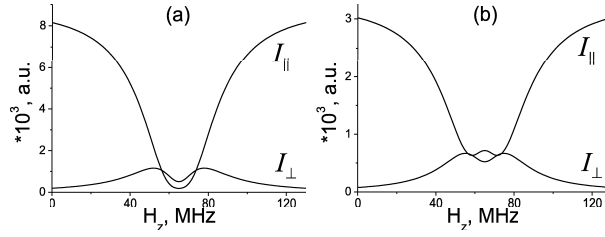


Рис. 5. Влияние ширины линии пробного излучения: $\Omega_{rf} = 20$ МГц; $\gamma = 10$ МГц; $\Gamma_D = 0$; $\Omega_{opt} = 1$ МГц; а) $\Gamma = 1$ МГц, б) $\Gamma = 20$ МГц

по скоростям атомов:

$$I_{\perp, \parallel}^D = \int_{-\infty}^{\infty} I_{\perp, \parallel}(v_D) f_M(v_D) dv_D.$$

Здесь $I_{\perp, \parallel}(v_D)$ – интенсивность соответствующего канала рассеяния для атома, движущегося со скоростью v_D относительно источника пробного излучения, $f_M(v_D)$ – распределение Максвелла по скоростям. Используя данные, соответствующие рис. 2, б мы вычислили спектры при различных значениях доплеровского уширения Γ_D (см. рис. 3). Видно, что с увеличением Γ_D эффект перераспределения интенсивностей уменьшается и для значений Γ_D , соответствующих неону в состоянии газового разряда ($\Gamma_D = 2000$ МГц), исчезает (рис. 3, б).

Вышесказанное относилось к случаю, когда частота Раби пробного излучения Ω_{opt} (оптического лазера) имеет сравнительно небольшую величину. Нарушение этого условия ведет к тому, что образование КЭ-состояний происходит при совместном действии РЧ-поля и оптического лазера и обусловленным этим изменением спектра флуоресценции. На рис. 4 представлены зависимости I_{\parallel} и I_{\perp} при разных Ω_{opt} . Здесь опять предполагается, что все атомы неподвижны относительно источника пробного излучения. Роль Ω_{opt} двойка. С одной стороны, с уменьшением Ω_{opt} увеличивается эффект КИ, а с другой – это уменьшение приводит к уменьшению суммарной интенсивности рассеянного излучения и увеличению времени эксперимента.

Еще одной существенной характеристикой, от которой зависит эффект КИ, является ширина линии пробного излучения. Поведение I_{\parallel} и I_{\perp} при различных Γ можно проследить на рис. 5. Видно, что для увеличения эффекта надо использовать по возможности более узкую линию пробного излучения.

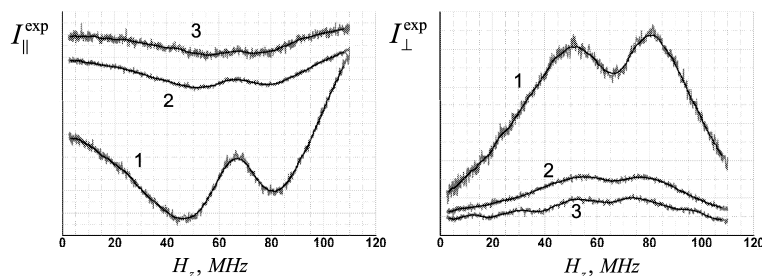


Рис. 6. Типичные экспериментальные спектры резонансной флуоресценции для различных частот Раби РЧ-поля: (1) $\Omega_{\text{rf}} = 40$ МГц; (2) $\Omega_{\text{rf}} = 30$ МГц; (3) $\Omega_{\text{rf}} = 20$ МГц при $\Omega_{\text{opt}} = 30$ МГц

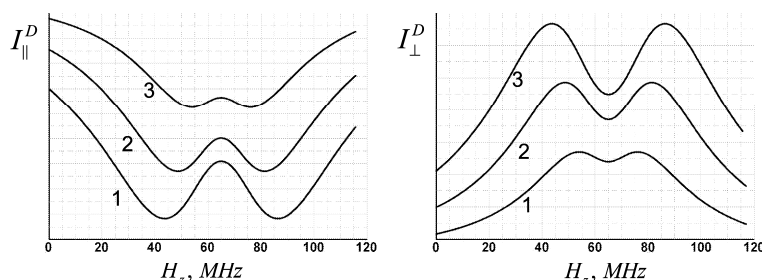


Рис. 7. Теоретические спектры резонансной флуоресценции для различных частот Раби РЧ-поля: (1) $\Omega_{\text{rf}} = 40$ МГц; (2) $\Omega_{\text{rf}} = 30$ МГц; (3) $\Omega_{\text{rf}} = 20$ МГц при $\Omega_{\text{opt}} = 30$ МГц, $\gamma = 10$ МГц, $\Gamma = 5$ МГц, $\Gamma_D = 2000$ МГц

3. Экспериментальные результаты и сравнение с теорией

В эксперименте исследовался переход $2p^53p \ ^3P_0 (J=0) \rightarrow 2p^53s \ ^3P_1 (J=1)$ атомов неона, возбуждаемых в плазме газового разряда. Газоразрядная трубка была помещена в трёхвитковый соленоид, производящий продольное РЧ-магнитное поле постоянной частоты, которое поддерживало разряд. Зеемановское расщепление вызывалось внешним медленно меняющимся магнитным полем H_z , приложенным перпендикулярно РЧ- полю. В качестве пробного использовалось излучение одночастотного непрерывного лазера на красителе с аргоновой накачкой (поляризация параллельна магнитному полю H_z). Резонансная флуоресценция регистрировалась в направлении, перпендикулярном как H_z , так и пробному излучению. Селекция каналов рассеяния производилась по поляризации излучения (упругое рассеяние имеет поляризацию, параллельную полю H_z , а рамановское – перпендикулярную). Были измерены интенсивности упругого и рамановского рассеяний ($I_{\parallel}^{\text{exp}}$ и I_{\perp}^{exp}) в зависимости от H_z ; селекция по поляризациям производилась при помощи призмы Глена.

Типичные экспериментальные спектры резонансной флуоресценции представлены на рис. 6. Полученная зависимость $I_{\parallel}^{\text{exp}}$ и I_{\perp}^{exp} от H_z подтверждается результатами расчета (рис. 7). Расчеты выполнены при значениях параметров задачи, определяемых условиями эксперимента (см. подпись к рис. 7). В целом можно заключить, что эксперимент подтверждает теоретическую модель резонансной флуоресценции на атомных уровнях в условиях их когерентного перемешивания и квантовой интерференции радиационных амплитуд.

Работа частично поддержана РФФИ (проект № 08-02-00903-а).

Summary

V.V. Arinin, R.A. Akhmedzhanov, F.G. Vagizov, L.A. Gushchin, N.A. Zharova, A.N. Kapitonov, E.K. Sadykov. The Spectra of Resonance Fluorescence on the Atomic States: Quantum Interference Effects.

This paper is devoted to theoretical and experimental study of the quantum interference effects in spectra of resonant fluorescence on atomic levels. The Ne-atomic system in discharge conditions is considered. The qualitative experimental confirmation of the theoretical model is received.

Key words: quantum interference, resonant fluorescence, gaseous discharge.

Литература

1. Садыхов Э.К., Аринин В.В., Вагизов Ф.Г. Квантовая интерференция в спектрах мессбауэровского рассеяния // Письма в ЖЭТФ. – 2005. – Т. 82, № 7. – С. 484–488.
2. Akhmedzhanov R.A., Gushin L., Litvak A., Kolesov R., Kuznetsova E. Coherent population trapping in an rf-optical double resonance experiment in a neon discharge // J. Modern Optics. – 2006. – V. 53. – P. 295–306.
3. Ахмеджанов Р.А., Аринин В.В., Гуцин Л.А., Капитонов А.Н., Садыхов Э.К., Вагизов Ф.Г., Зеленский И.В., Жарова Н.А. Когерентное РЧ перемешивание и квантовая интерференция в резонансной флуоресценции света на атомных состояниях // Сб. тр. 11-й Молодежной науч. шк. «Когерентная оптика и оптическая спектроскопия», Казань, 25–27 окт. 2007 г. – Казань: Казан. гос. ун-т 2007. – С. 130–133.
4. Садыхов Э.К., Аринин В.В., Вагизов Ф.Г., Кочаровская О.А. РЧ контролируемая квантовая интерференция на мессбауэровских переходах // Учен. зап. Казан. ун-та. Сер. Физ.-матем. науки. – 2006. – Т. 148, кн. 1. – С. 30–50.
5. Садыхов Э.К., Закиров Л.Л., Юричук А.А., Аринин В.В. Квантовая интерференция на мессбауэровских гамма переходах в магнитных материалах // ФТТ. – 2002. – Т. 44, № 8. – С. 1439–1444.
6. Mollow B.R. Stimulated emission and absorption near resonance for driven systems // Phys. Rev. A. – 1972. – V. 5. – P. 2217–2222.
7. Toor A.H., Zhu S.-Y., Zubairy M.S. Quantum interference in the spectrum of a driven atom: Effects of pumping and phase fluctuations // Phys. Rev. A. – 1995. – V. 52. – P. 4803–4811.
8. Gea-Banacloche J., Zubairy M.S. Influence of pump-phase fluctuations on the squeezing in a degenerate parametric oscillator // Phys. Rev. A. – 1990. – V. 42. – P. 1742–1751.

Поступила в редакцию
25.02.08

Аринин Виталий Валерьевич – инженер кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

E-mail: varininse@mail.ru

Ахмеджанов Ринат Абдулхаевич – кандидат физико-математических наук, ведущий научный сотрудник Института прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

E-mail: rinat@appl.sci-nnov.ru

Вагизов Фарит Габдулхакович – кандидат физико-математических наук, доцент кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

E-mail: vagizov@jewel.tamu.edu

Гущин Лев Анатольевич – научный сотрудник Института прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

E-mail: *gushchin@mail.ru*

Жарова Нина Аркадьевна – кандидат физико-математических наук, старший научный сотрудник Института прикладной физики РАН, г. Нижний Новгород.

E-mail: *zhani@appl.sci-nnov.ru*

Капитонов Артем Николаевич – студент кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

E-mail: *ankapitonov@mail.ru*

Садыков Эдгар Камилович – доктор физико-математических наук, профессор кафедры физики твердого тела Казанского государственного университета.

E-mail: *esad@ksu.ru*