

КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ**Научная сессия****Отделения физических наук Российской академии наук**

(19 апреля 2006 г.)

19 апреля 2006 г. в конференц-зале Физического института им. П.Н. Лебедева РАН состоялась Научная сессия Отделения физических наук Российской академии наук. На сессии были заслушаны доклады:

1. Каган М.Ю., Клапцов А.В., Бродский И.В. (Институт физических проблем им. П.Л. Капицы РАН, Москва), Combescot R., Leyronas X. (Ecole Normale Supérieure, Paris, France). *Составные фермионы и бозоны в ультрахолодных газах и высокотемпературных сверхпроводниках.*

2. Андриаш А.В., Лобода П.А., Лыков В.А., Политов В.Ю., Чижков М.Н. (Российский федеральный ядерный центр "Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики им. Е.И. Забабахина", г. Снежинск, Челябинская обл.). *Лазеры и физика высоких плотностей энергии во Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики.*

3. Муртазаев А.К. (Институт физики Дагестанского научного центра РАН, Махачкала). *Исследование критических явлений в спиновых решеточных системах методами Монте-Карло.*

4. Череменин В.А. (Институт радиотехники и электроники РАН, Москва). *Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения.*

Краткое содержание докладов публикуется ниже.

PACS numbers: 03.75.Mn, 21.45.+v, 32.80.Pj

## **Составные фермионы и бозоны в ультрахолодных газах и высоко- температурных сверхпроводниках**

М.Ю. Каган, А.В. Клапцов, И.В. Бродский,  
R. Combescot, X. Leyronas

### **1. Введение**

В последние годы физика ультрахолодных квантовых газов заслуженно привлекает большое внимание как теоретиков, так и экспериментаторов, работающих на стыке физики конденсированного состояния и атомной физики [1].

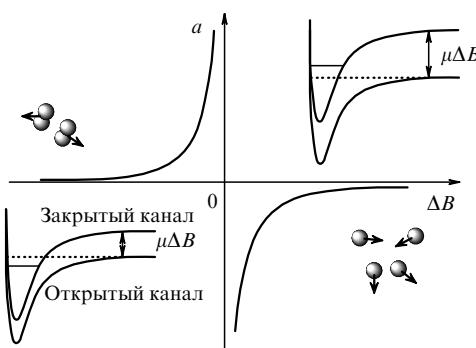
Фактически ультрахолодные ферми-бозе-газы и ферми-бозе-смеси в магнитных и дипольных ловушках являются прекрасным экспериментальным полигоном для апробации различных современных теорий физики сильнокоррелированных электронных систем. Более

того, экспериментальная возможность контролируемым образом изменять параметры плотности и взаимодействия в ультрахолодных газах и тем самым переходить от режима слабых корреляций к более актуальному режиму сильных корреляций делает магнитные ловушки и оптические решетки идеальным объектом для проверки наиболее популярных сейчас сценариев высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). В последние годы бурное развитие экспериментальной и теоретической физики ультрахолодных ферми-бозе-газов связано, в первую очередь, с экспериментальной реализацией эффекта Фешбаха в данном классе систем [2]. Эффект Фешбаха позволяет резко изменять знак и величину амплитуды рассеяния в квазирезонансном случае (при наличии мелкого реального или виртуального уровня в потенциале парного взаимодействия двух частиц) приложении внешнего магнитного поля. При переходе через резонансное магнитное поле  $B_0$  в системе скачком меняется знак взаимодействия, и при  $B > B_0$  мы переходим от положительной длины рассеяния (соответствующей случаю образования реальных молекул),  $a > 0$ , к отрицательной длине рассеяния (соответствующей отсутствию реального связанного состояния),  $a < 0$ . Более того, при  $B \rightarrow B_0$  эффективная длина рассеяния по абсолютной величине может достигать значений порядка 2000–3000 Å, тогда как затравочная квазирезонансная длина рассеяния при отсутствии магнитного поля обычно составляет порядка 15–20 Å. Резонанс Фешбаха схематично иллюстрируется на рис. 1. В аналитическом виде зависимость длины рассеяния от магнитного поля выражается известной формулой [2]:

$$a = a_{bb} \left( 1 + \frac{\Delta}{B - B_0} \right), \quad (1)$$

где  $a_{bb}$  — затравочная длина рассеяния,  $\Delta$  — ширина фешбаховского резонанса, измеренная в гауссах. При  $B \rightarrow B_0$  длина рассеяния  $a \rightarrow \infty$  и мы переходим к так называемому унитарному пределу для квантовых газов. Отметим, что применительно к ультрахолодному ферми-газу случай  $a > 0$  соответствует образованию молекулы (составного бозона) из двух элементарных фермионов  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$ . При этом энергия связанного состояния определяется по формуле

$$E_b = -\frac{1}{ma^2}. \quad (2)$$



**Рис. 1.** Схематическая иллюстрация эффекта Фешбаха. При приложении магнитного поля происходит пересечение двух термов в открытом и закрытом каналах. В результате наличие связанного состояния в системе при  $a > 0$  сменяется наличием виртуального уровня при  $a < 0$ ,  $\Delta B = B - B_0$  — разность магнитных полей вблизи резонанса Фешбаха,  $B_0$  — резонансное поле;  $\mu$  — магнитный момент атома.

Применительно к ферми-бозе-смеси с резонансным взаимодействием между фермионом и бозоном случай  $a > 0$  для амплитуды рассеяния фермиона на бозоне соответствует образованию молекулы (составного фермиона), состоящей из элементарного бозона  $b$  и элементарного фермиона  $f$  [3]. Для равных масс фермиона и бозона,  $m_b = m_f$ , энергия связи вновь  $E_b = -1/(ma^2)$ . Наконец в бозе-газе с двумя сортами частиц случай  $a > 0$  для амплитуды рассеяния бозона одного сорта на бозоне другого сорта соответствует образованию составного бозона (молекулы  $b_1 b_2$ ) [4]. Отметим, что как составные бозоны  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$  ( $^{6}\text{Li}_2$ ,  $^{40}\text{K}_2$ ), так и составные фермионы  $fb$  ( $^{40}\text{K} + ^{87}\text{Rb}$ ) недавно наблюдались в дипольных оптических ловушках в экспериментах по резонансу Фешбаха группами Jin [5], Ketterle [6], Grimm [7] и Salomon [8].

В данном докладе мы рассмотрим составные фермионы  $fb$  и составные бозоны  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$ ,  $b_1 b_2$  в ферми-бозе-газах и ферми-бозе-смесях с резонансно большой амплитудой рассеяния  $a \gg r_0$ , где  $r_0$  — радиус действия потенциала. Мы точно определим амплитуды рассеяния элементарного фермиона (бозона) на молекуле (составном бозоне или фермионе), а также амплитуду рассеяния молекулы на молекуле в резонансных трехмерных (3D) и двумерных (2D) ферми-бозе-газах и покажем, какую роль эти амплитуды играют в построении фазовых диаграмм данного класса систем. Мы также точно определим все энергии связанных состояний комплексов из трех и четырех резонансно-взаимодействующих частиц в двумерном случае, где, как мы покажем в дальнейшем, число связанных состояний конечно. В заключение мы кратко рассмотрим вероятность образования комплексов из пяти и более резонансно-взаимодействующих частиц в двумерных бозе-газе и ферми-бозе-смеси. Наконец мы кратко остановимся на возможном сценарии сверхпроводимости в ВТСП-системах, основанном на формировании локальной пары из двух композитных дырок (двух спиновых поляронов или двух струн) в d-канале. При этом под композитной дыркой мы будем фактически понимать связанное состояние спинона  $f_{i\sigma}$  и холона  $b_i$  в струнном потенциале конфайнмента, возникающем при движении дырки по антиферромагнитному (AFM) фону в двумерном и трехмерном случаях [9, 10].

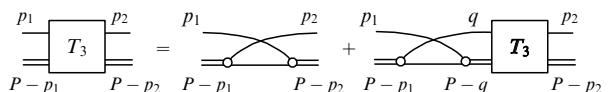
## 2. Рассеяние молекулы на атоме

Для построения фазовых диаграмм в резонансных газах необходимо определить амплитуды рассеяния для трех и четырех частиц, а именно:  $a_{2-1}$  — амплитуду рассеяния молекулы на атоме и  $a_{2-2}$  — амплитуду рассеяния молекулы на молекуле.

В случае сильного притяжения между частицами необходимо также вычислить энергию связи троек  $E_3$ , четверок  $E_4$  и больших капель, содержащих  $N > 4$  частиц. Отметим, что в затравочном (борновском) приближении для трех резонансно взаимодействующих фермионов  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$  и  $f_{\uparrow\downarrow}$  знак амплитуды рассеяния  $a_{2-1}$  соответствует отталкиванию. Аналогичным образом фермион  $f_{\uparrow\downarrow}$  отталкивается от молекулы  $fb$ , состоящей из фермиона и бозона [3]. Вместе с тем в затравочном приближении бозон  $b$  притягивается к молекуле  $bf$ . Аналогично бозон  $b$  притягивается к молекуле  $bf$  [3]. Эта разница в знаках затравочного взаимодействия определяется только принципом Паули (только статистикой взаимодействующих частиц).

## 3. Уравнения Скорнякова – Тер-Мартirosяна

Воспользуемся теперь нашим знанием знаков затравочного взаимодействия и определим точное значение амплитуды рассеяния  $a_{2-1}$  для комплексов из трех частиц. Для этого нам необходимо точно решить так называемые интегральные уравнения Скорнякова – Тер-Мартirosяна [11]. Графически эти уравнения изображены на рис. 2.



**Рис. 2.** Графический вид уравнения Скорнякова – Тер-Мартirosяна для рассеяния трех частиц.  $T_3$  — точная трехчастичная Т-матрица, двойной линией изображена точная двухчастичная Т-матрица  $T_2$ .

В аналитическом представлении уравнения Скорнякова – Тер-Мартirosяна для трех резонансно-взаимодействующих частиц имеют вид [11, 12]

$$T_3(p_1, p_2, P) = \mp G(P - p_1 - p_2) \mp$$

$$\mp i \int \frac{d^4 q}{(2\pi)^4} G(P - p_1 - q) G(q) T_2(P - q) T_3(q, p_2, P), \quad (3)$$

где для трех фермионов  $p_1, p_2$  — начальные и конечные четырехимпульсы элементарного фермиона,  $P - p_1$  и  $P - p_2$  — начальные и конечные четырехимпульсы молекулы  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$ ,  $P$  — суммарный четырехимпульс,  $q$  — промежуточный четырехимпульс элементарного фермиона;  $d^4 q = d^3 q d\Omega_q$  — мера интегрирования по промежуточному импульсу; знак “–” соответствует затравочному отталкиванию фермиона  $f_{\uparrow\downarrow}$  от молекул  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$  и  $fb$ , а знак “+” — затравочному притяжению бозона к молекулам  $bb$  и  $bf$ . Для определения амплитуды рассеяния  $a_{2-1}$  фермиона на молекуле  $f_{\uparrow} f_{\downarrow}$  мы можем без ограничения общности положить в (3)  $P = \{E, \mathbf{P}\} = \{-|E_b|, 0\}$  и  $p_2 = 0$ .

Отметим, что в уравнении (3)  $G$  — одночастичная функция Грина (в вакууме  $G = 1/(\omega - p^2/(2m) + i0)$ ), свободный член в уравнении (3) отвечает борновскому приближению,  $T_2$  — двухчастичная Т-матрица,  $T_3$  — трехчастичная Т-матрица.

В трехмерном случае для двух частиц с одинаковыми массами [12]

$$T_2(\omega, \mathbf{p}) = \gamma \frac{4\pi}{m^{3/2}} \frac{\sqrt{|E_b|} + \sqrt{p^2/(4m) - \omega}}{\omega - p^2/(4m) + |E_b|}, \quad (4)$$

где  $|E_b| = 1/(ma^2)$  — модуль двухчастичной энергии связи,  $\gamma = 2$  для неразличимых частиц,  $\gamma = 1$  для двух разных частиц (фермиона и бозона или двух бозонов разного сорта).

Аналогично в 2D-случае

$$T_2(\omega, \mathbf{p}) = \gamma \frac{4\pi}{m} \frac{1}{\ln \frac{p^2/(4m) - \omega}{|E_b|}}, \quad (5)$$

где, как и в 3D-случае,  $\gamma = \{1, 2\}$ .

Трехчастичная Т-матрица  $T_3$  связана с амплитудой рассеяния  $a_{2-1}(\mathbf{k})$  элементарной частицы на молекуле соотношением

$$\frac{8\pi}{m^2 a} T_3 \left( \left\{ \frac{k^2}{2m}, \mathbf{k} \right\}, 0, -|E_b| \right) = \frac{3\pi}{m} a_{2-1}(\mathbf{k}). \quad (6)$$

После подстановки  $a_{2-1}(\mathbf{k})$  и  $T_2(\omega, \mathbf{p})$  в уравнение (3) и взятия интеграла по частотам мы получим в 3D-случае для трех фермионов:

$$\frac{(3/4)a_{2-1}(\mathbf{k})}{\sqrt{m|E_b|} + \sqrt{3k^2/4 + m|E_b|}} = \frac{1}{k^2 + m|E_b|} - 4\pi \int \frac{a_{2-1}(q)}{q^2(k^2 + q^2 + \mathbf{k}\cdot\mathbf{q} + m|E_b|)} \frac{d^3\mathbf{q}}{(2\pi)^3}. \quad (7)$$

Решая это уравнение, мы находим, что длина  $s$ -рассеяния фермиона на молекуле

$$a_{2-1}(0) = 1,18a, \quad (8)$$

в соответствии с классическим результатом Скорнякова – Тер-Мартirosяна.

Отметим, что в случае затравочного притяжения элементарной частицы к молекуле для определения энергии связи комплекса из трех частиц нам фактически достаточно решить однородное уравнение Скорнякова – Тер-Мартirosяна и определить из него полюс трехчастичной вершины  $T_3$ . Здесь, однако, имеется следующее важное обстоятельство. Анализируя ядро интегрального уравнения (3) для трех бозонов  $bbb$  или двух бозонов и фермиона  $fbb$  в 3D-случае, мы заметим, что однородное уравнение Скорнякова – Тер-Мартirosяна имеет решение при любых сколь угодно больших по модулю отрицательных энергиях [13]. Реально, однако,  $|E_3| < 1/(mr_0^2)$ , где  $r_0 \ll a$  — радиус действия потенциала, и существует  $N \sim (1/\pi) \ln(a/r_0)$  трехчастичных уровней [14] в интервале энергий  $1/(ma^2) < |E_3| < 1/(mr_0^2)$ . Это явление, которое носит название эффекта Ефимова [15], связано с наличием притягательной части  $V_{\text{eff}} \sim -\alpha/R^2 < 0$  (рис. 3) в трехчастичном уравнении Шредингера для трех бозонов в 3D-случае.

В результате в системе трех частиц возникает явление падения на центр и становится возможным появление сколь угодно сильно связанных трехчастичных комплексов в 3D-случае. Анализ показывает, что эффект Ефи-

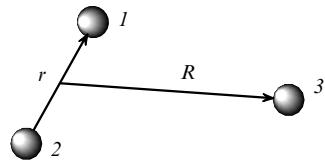


Рис. 3. Координата  $R$  описывает расстояние между элементарным бозоном 3 и центром тяжести молекулы из двух бозонов 1, 2.

мова имеет место в пространствах размерностью  $2,3 < D < 3,8$  [16]. В 2D-случае эффект Ефимова отсутствует [16]. В трехчастичном уравнении Шредингера возникает отталкивательный член  $V_{\text{eff}} \sim \beta/R^2 > 0$ . В результате число трехчастичных уровней  $|E_3|$  с отрицательной энергией в 2D-случае становится конечным.

Точное решение уравнения Скорнякова – Тер-Мартirosяна в 2D-случае показывает, что для трех резонансно-взаимодействующих бозонов имеется всего два уровня с энергиями связи [17]

$$E_3^{(1)} = 16,4E_b, \quad E_3^{(2)} = 1,3E_b. \quad (9)$$

Аналогично, для рассеяния бозона  $b$  на составном фермионе  $fb$  или для рассеяния бозона одного сорта  $b_1$  на молекуле  $b_1 b_2$  (из двух бозонов разных сортов) имеется всего один связанный уровень [12]:

$$E_3 = 2,4E_b, \quad (10)$$

для одинаковых масс,  $m_b = m_f$ , фермиона и бозона. Подчеркнем, что энергии связи трехчастичных комплексов (9), (10) в 2D-случае являются функциями только двухчастичной энергии связи  $|E_b|$ .

#### 4. Рассеяние молекулы на молекуле

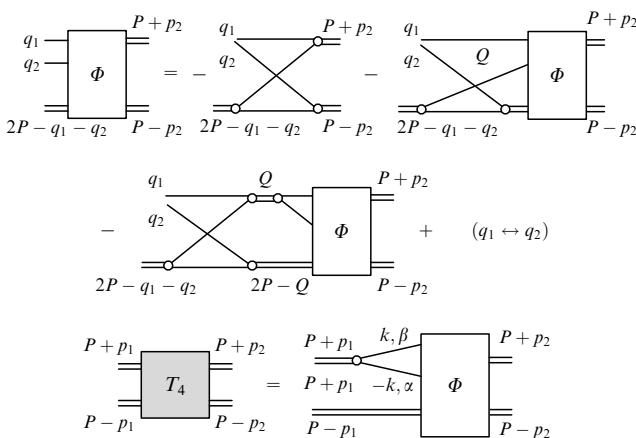
Рассмотрим теперь четыре резонансно-взаимодействующие частицы в 3D- и 2D-случаях и найдем амплитуду рассеяния молекулы на молекуле  $a_{2-2}$  и энергии связанных состояний  $E_4$ . В затравочном (борновском) приближении, снова исходя лишь из принципа Паули (из статистики частиц), можно показать, что две молекулы,  $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$  и  $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ , отталкиваются. В то же время две молекулы (например,  $bb$  и  $bb$ ) притягиваются друг к другу.

Нам удалось [12] вывести точные интегральные уравнения для четверок, аналогичные уравнению Скорнякова – Тер-Мартirosяна для троек. Графически уравнения изображены на рис. 4.

В алгебраическом представлении эти уравнения имеют вид [12]:

$$\begin{aligned} \Phi(q_1, q_2, p_2, P) = & -G(P - q_1 + p_2)G(P - q_2 - p_2) - \\ & - i \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} G(k)G(2P - q_1 - q_2 - k) \times \\ & \times T_2(2P - q_1 - k)\Phi(q_1, k, p_2, P) + \\ & + \frac{1}{2} \int \int \frac{d^4 Q}{(2\pi)^4} \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} G(Q - q_1)G(2P - Q - q_2)T_2(2P - Q) \times \\ & \times T_2(Q)G(k - Q)\Phi(k, Q - k, p_2, P) + (q_1 \leftrightarrow q_2); \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} T_4(p_1, p_2, P) = & \frac{i}{2} \sum_{\alpha\beta} \int \frac{d^4 k}{(2\pi)^4} \chi(\alpha, \beta)G(P + p_1 - k)G(k) \times \\ & \times \chi(\beta, \alpha)\Phi(P + p_1 - k, k, p_2, P), \end{aligned} \quad (12)$$



**Рис. 4.** Точные интегральные уравнения для четырех резонансно-взаимодействующих частиц. Двойной линией на рисунке изображена точная трехчастичная Т-матрица  $T_2$ .

здесь в уравнении (11) мы ввели вспомогательную вершину  $\Phi$ , связанную с канонической четырехчастичной Т-матрицей  $T_4$  соотношением (12). Подчеркнем, что в кососимметричную вершину  $\Phi$  входят две линии, соответствующие элементарным частицам с четырехимпульсами  $q_1$  и  $q_2$ , и одна двойная линия, соответствующая молекуле. В то же время из  $\Phi$  выходят две молекулярные линии. В каноническую Т-матрицу  $T_4$  входят и выходят две молекулярные двойные линии. В уравнении (12)  $\chi(\alpha, \beta)$  — спиновый фактор,  $P$  — суммарный четырехимпульс. Знак "—" перед свободным членом в (11) соответствует борновскому отталкиванию двух молекул  $f_{\uparrow}f_{\downarrow}$ . Для нахождения амплитуды s-рассеяния молекулы на молекуле  $a_{2-2}$  мы можем без ограничения общности положить  $p_2 = 0$ ,  $P = \{0; -|E_b|\}$  и использовать следующее соотношение, связывающее  $a_{2-2}$  с  $T_4$ :

$$\left(\frac{8\pi}{m^2 a}\right)^2 T_4(0, 0, -2|E_b|, 0) = \frac{2\pi(2a_{2-2})}{m}. \quad (13)$$

Как мы уже отмечали, первый член в правой части уравнения для  $\Phi$  (11) отвечает  $-GG$  — борновскому приближению [18]. Подставив борновское выражение для  $\Phi$  в (12), мы получим, что  $T_4$  пропорциональна интегралу от четырех функций Грина  $G^4$  и, более того,  $a_{2-2} = 2a$  в соответствии с принципом Паули. Этот результат был получен в известной работе Хаусмана [18]. Третий член правой части уравнения для  $\Phi$  (11) соответствует лестничному приближению. Он был рассмотрен в работе Pieri и Strinati [19] и соответствует бесконечному числу перерассеяний молекулы на молекуле без потери идентичности молекул. Подстановка первого и третьего члена в выражении (11) для  $\Phi$  в уравнение для  $T_4$  (12) приводит к результату  $a_{2-2} = 0,75a$  [19]. Наконец второй член правой части выражения для  $\Phi$  отвечает за динамику при рассеянии молекулы на молекуле. Он описывает процессы как виртуального распада одной молекулы с образованием виртуальных троек и единичек, так и при учете кроссинга процессы виртуального распада обеих молекул с обменом элементарными частицами между ними. Такие процессы при рассеянии молекулы на молекуле были рассмотрены ранее в работе Петрова, Шляпникова, Саломона [20] на базе правильно выбранного ансамба

для решения четырехчастичного уравнения Шредингера. Подстановка всех трех членов выражения для  $\Phi$  в уравнение для  $T_4$  (12) дает  $a_{2-2} = 0,6a > 0$  в согласии с результатами [20]. Аналогичные вычисления в 2D-случае приводят к результату [21]

$$f_{2-2}(\varepsilon) = \frac{1}{\ln(1,6|E_b|/\varepsilon)} > 0. \quad (14)$$

Наконец вновь остановимся на задаче о связанном состоянии четырех частиц в случае резонансного притяжения между ними. В 3D-случае мы снова имеем аналог эффекта Ефимова и однородные уравнения, соответствующие интегральным уравнениям (11), (12), в случае взаимодействия двух молекул ( $bb$  и  $bb$ ,  $f_{\uparrow}b$  и  $f_{\downarrow}b$ ,  $f_b$  и  $bb$ ) имеют решение при любых сколь угодно больших по модулю значениях энергии связи  $|E_4|$ . В реальной ситуации вновь  $1/(ma^2) < |E_4| < 1/(mr_0^2)$ .

В двумерном случае аналог эффекта Ефимова для четверок вновь отсутствует и мы опять имеем конечное число связанных уровней. Для четырех взаимодействующих бозонов  $bbbb$  существует два связанных уровня с энергиями

$$E_4^{(1)} = 194 E_b, \quad E_4^{(2)} = 24 E_b. \quad (15)$$

Энергии этих уровней впервые были определены в работе [22] (Bruch, Tjon). Для комплекса  $f_{\uparrow}bf_{\downarrow}b$  из двух бозонов и двух фермионов или для комплекса  $b_1b_2b_1b_2$  из бозонов разных сортов вновь имеется два связанных уровня с энергиями [12]

$$E_4^{(1)} = 10,7 E_b, \quad E_4^{(2)} = 2,9 E_b. \quad (16)$$

Наконец для комплекса  $fbff$  при равных массах фермиона и бозона,  $m_b = m_f$ , существует только один уровень [12]:

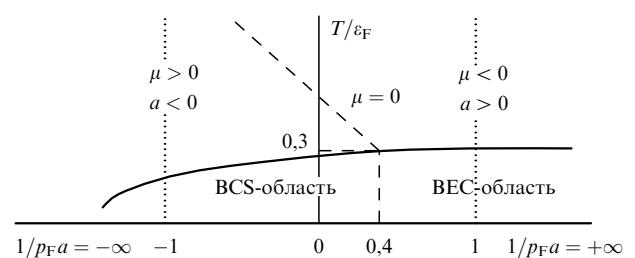
$$E_4 = 4,1 E_b. \quad (17)$$

Подчеркнем, что в последнем случае второй ("лестничный") член в выражении для  $\Phi$  вообще отсутствует [12].

## 5. Фазовая диаграмма резонансного ферми-газа

Полученные в разделах 3, 4 результаты для  $a_{2-1}$ , и в особенности для  $a_{2-2}$ , а также для  $E_3$  и  $E_4$  имеют большое значение для построения фазовых диаграмм 3D- и 2D-ферми-бозе-газов и их смесей.

Качественный вид фазовой диаграммы резонансного ферми-газа в 3D-случае приведен на рис. 5 [23]. На рисунке в осях безразмерной температуры  $T/\varepsilon_F$  и обратного газового параметра  $1/p_F a$  обозначена сверхтекущая



**Рис. 5.** Фазовая диаграмма резонансного ферми-газа в 3D-случае. BCS-область отвечает куперовскому спариванию, BEC-область — бозе-конденсации локальных пар.

BCS-область, соответствующая образованию и одновременной бозе-конденсации протяженных куперовских пар, и BEC-область, соответствующая образованию локальных пар (молекул) и их последующей бозе-конденсации. BCS-область отвечает отрицательной двухчастичной длине рассеяния,  $a < 0$ , и положительному значению химического потенциала,  $\mu > 0$ . Куперовское спаривание в ферми-газе в области слабых корреляций  $1/(ap_F) \rightarrow -\infty$  происходит вблизи поверхности Ферми, так что при  $1/(ap_F) \rightarrow -\infty$   $\mu \approx \varepsilon_F$ .

Критическая температура в BCS-области определяется по известной формуле Горькова – Мелик-Бархударова [24]:

$$T_c \approx 0,28\varepsilon_F \exp\left(-\frac{\pi}{2p_F|a|}\right). \quad (18)$$

При приближении к точке  $1/(ap_F) \rightarrow -0$  мы переходим к так называемому унитарному пределу. В этом пределе нет малого параметра и все величины, включая полную энергию системы, химический потенциал  $\mu$  и  $T_c$ , выражаются только через энергию Ферми [25]. Вычисления по методу Монте-Карло (Pieri, Pisani, Strinati, 2005) [26], (Астрахарчик и др., 2004) [27] дают  $\mu = 0,44\varepsilon_F > 0$ , т.е. знак химического потенциала соответствует BCS-области. В то же время вычисление  $T_c$  по методу Монте-Карло дает  $T_c/\varepsilon_F = 0,15$  (Buravskii et al.) [28]. Химический потенциал обращается в нуль в точке  $T_c$  лишь при  $ap_F \approx 2,5$  [23], т.е. в области положительных  $a$ . Отметим, что при  $1 \lesssim ap_F \lesssim 3$  имеем  $na^3 = p_F^3 a^3 / 3\pi^2 \lesssim 1$  — локальные пары все еще не сильно перекрываются, а лишь касаются друг друга.

На рисунке 5 штриховой линией обозначена граница BCS- и BEC-областей. На этой линии  $\mu(T) = 0$ . При  $ap_F < 2,5(1/(ap_F) > 0,4)$  мы переходим в BEC-область. В этой области в пределе слабых корреляций ( $1/(ap_F) \gg 1$ ) критическая температура определяется формулой [29]

$$T_c = 0,2\varepsilon_F[1 + 1,3a_{2-2}n^{1/3}]. \quad (19)$$

Поправки к формуле Эйнштейна в (19), которые являются линейными по длине рассеяния молекулы на молекуле  $a_{2-2}$ , были определены с помощью метода Монте-Карло в работе Кашурникова, Прокофьева и Свистунова [29]. Отметим, что в BEC-области существует еще одна характерная температура, определяемая формулой Саха [29]:

$$T_* = \frac{|E_b|}{(3/2)\ln(|E_b|/\varepsilon_F)} \gg T_c. \quad (20)$$

Эта температура описывает плавный кроссовер и находится из условия термодинамического равновесия между неспаренными фермионами и молекулами

$$n_F(T_*) = 2n_M(T_*) = \frac{n}{2}, \quad (21)$$

где  $n$  — суммарная плотность. При  $T_c \ll T \ll T_*$  мы переходим в область нормального бозе-газа молекул с массой  $2m$  и плотностью  $n/2$  [30].

Отметим также, что длина рассеяния молекулы на молекуле  $a_{2-2}$  определяет скорость звука в сверхтекучем состоянии резонансного ферми-газа для BEC-области

при  $T \ll T_c$  [31, 32]:

$$c^2 = \frac{n_M}{m_M} \frac{d\mu_M}{dn_M}, \quad (22)$$

где

$$\mu_M = \frac{4\pi a_{2-2}}{2m} \frac{n}{2} > 0 \quad (23)$$

— химический потенциал слабонеидеального бозе-газа молекул с массой  $m_M = 2m$  и плотностью  $n_M = n/2$ .

Аналогично, наше знание амплитуды рассеяния  $f_{2-2}$  в 2D-ферми-газе и энергий связи трех и четырех частиц в 2D-ферми-бозе-смеси с резонансным притяжением между фермионами и бозонами позволяет определить характерные температуры Саха и температуру сверхтекучего перехода в этих системах, тем самым удается завершить построение их фазовых диаграмм.

Отметим, что в двумерных бозе-газе и ферми-бозе-смеси с превалированием числа бозонов над числом фермионов ( $n_B > n_F$ ) в принципе возможно образование больших комплексов (капель), содержащих  $N > 4$  частиц. При этом энергия связи такой капли вновь будет ограничена лишь наличием отталкивателяного кора:  $|E_N| < 1/(mr_0^2)$ . Для многочастичных комплексов построение и решение замкнутой системы интегральных уравнений типа уравнений Скорнякова – Тер-Мартиросяна весьма затруднительно. Более перспективным здесь является вариационный подход, предложенный, например, в работе Hammer, Son [34]. В рамках этого подхода энергия капли в двумерном бозе-газе возрастает экспоненциально с ростом числа частиц  $N$  в капле,  $|E_N| \sim |E_b| \exp(2N)$ , при условии, что  $N < N_{\max} = 0,9 \ln(a/r_0)$ . Отметим, что большие капли, по-видимому, наблюдались в экспериментах Roati et al. [35], Modugno et al. [36] по коллапсу бозе-газа в ферми-бозе-смесях при  $n_B > n_F$ .

## 6. Смесь спинонов и холонов

### в высокотемпературных сверхпроводниках

В заключение доклада кратко остановимся на рассмотрении смеси спинонов и холонов в слабодопированных ВТСП-системах. Для ВТСП-систем мы предлагаем, исходя из гамильтониана сильновзаимодействующей ферми-бозе-смеси спинонов  $f_{ia}$  и холонов  $b_i$ , вывести эффективный однозонный гамильтониан для слабовзаимодействующих композитных дырок или спиновых поляронов:

$$h_{i\sigma} = f_{i\sigma} b_i. \quad (24)$$

При этом мы можем опереться на известное струнное решение для композитной дырки, полученное в работах Булаевского, Нагаева, Холмского [9] и Бринкмана, Райса [10]. Согласно этому решению при движении дырки по AFM-фону в 3D- и 2D-случаях за дыркой тянется линейный след (струна) из фрустрированных спинов. При этом энергия связи спинона и холона в струнном потенциале конфайнмента определяется формулой

$$E_b \sim (zJS^2)^{2/3} t^{1/3}, \quad (25)$$

где  $m_b \sim 1/t$  — масса холона,  $m_f \sim 1/J$  — масса спинона,  $t$  — интеграл перескока,  $J$  — величина обменного интеграла,  $J \ll t$  для реальных ВТСП-систем. При учете квантовых флуктуаций, связанных с членом  $J(S_i^+ S_j^- + S_i^- S_j^+)$  в  $t-J$ -модели, композитная

дырка приобретает большую, но конечную массу,  $M \sim 1/J$ . В результате спектр композитной дырки на 2D-квадратной решетке принимает вид [39]

$$E_h = E_b + J(\cos k_x + \cos k_y)^2. \quad (26)$$

Для возникновения сверхпроводимости в системе нам надо создать пару из двух композитных дырок  $h_i h_{j-\sigma}$ , т.е. фактически четверку  $f_{ia} b_i f_{j-\sigma} b_j$ , состоящую из двух спинонов и двух холонов, расположенных в узлах  $i$  и  $j$  квадратной решетки.

Возможность образования связанного состояния двух композитных дырок определяется характером остаточного взаимодействия между ними. Остаточное взаимодействие двух дырок при малых концентрациях ( $x \ll 1$ ) носит диполь-дипольный характер [40] (Shraiman, Siggia, 1990) и в 2D-случае имеет вид  $V(r) \sim \lambda/r^2$ .

Как показано Белиничером и др. [41] (1995), [42] (2001) такое взаимодействие на решетке может привести к возникновению мелкого связанного состояния для двух композитных дырок в  $d_{x^2-y^2}$ -канале в пределе малых концентраций дырок.

Отметим, что этот результат получен в спин-поляронном приближении к  $t-J$ -модели в пренебрежении следующими за ближайшими перескоками  $t'$  и  $t''$ . В противоположном случае больших концентраций дырок  $d$ -спаривание (уже куперовского типа) получено в  $t-J$ -модели в работе Kagan, Rice [43]. В недавней работе группы Плакиды [44] получено точное выражение для  $T_c$  в  $d$ -канале для  $t-J$ -модели с учетом предэкспоненты. В связи с этим представляется очень интересным рассмотреть хорошо известную кривую зависимости  $T_c$  от  $x$  для ВТСП-систем как BCS – ВЕС-кроссовер для спаривания двух композитных дырок в  $d$ -канале.

## 7. Заключение

Кратко перечислим основные результаты, представленные в данном докладе. В резонансном приближении  $a \gg r_0$  мы вывели и точно решили интегральные уравнения для троек и четверок в 3D- и 2D-случаях. Мы вычислили амплитуду рассеяния молекулы на молекуле в 3D- и 2D-резонансном ферми-газе, а также энергию связанных состояний всех возможных комплексов их трех и четырех частиц в 2D-случае. В результате нам удалось построить фазовую диаграмму резонансного ферми-газа и ферми-бозе-смеси. Мы также предложили новый сценарий для сверхпроводимости в ВТСП-системах, основанный на образовании в  $d$ -канале сверхпроводящей пары из двух композитных дырок, каждая из которых содержит спинон и холон.

Авторы выражают благодарность А.Ф. Андрееву, Ю. Кагану, Л.В. Келдышу, Ф. Нозьеру, П. Вёльфке, Д. Вольхардту, И.А. Фомину, Г.В. Шляпникову, П. Фулде, К. Саломуну за полезные обсуждения. Работа поддержана РФФИ (грант № 06-02-16449).

## Список литературы

1. Pitaevskii L, Stringari S *Bose-Einstein Condensation* (Oxford: Clarendon Press, 2003); Dalfonso F, Giorgini S, Pitaevskii L P, Stringari S *Rev. Mod. Phys.* **71** 463 (1999)
2. Inouye S et al. *Nature* **392** 151 (1998)
3. Kagan M Yu et al. *Phys. Rev. A* **70** 023607 (2004)
4. Kagan M Yu, Efremov D V *Phys. Rev. B* **65** 195103 (2002)
5. Greiner M, Regal C A, Jin D S *Nature* **426** 537 (2003); Inouye S et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 183201 (2004)

6. Zwierlein M W et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 250401 (2003)
7. Jochim S et al. *Science* **302** 2101 (2003)
8. Bourdel T et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 050401 (2004)
9. Булаевский Л Н, Нагаев Е Л, Хомский Д И *ЖЭТФ* **54** 1562 (1968)
10. Brinkman W F, Rice T M *Phys. Rev. B* **2** 1324 (1970)
11. Скорняков Г В, Тер-Мартиросян К А *ЖЭТФ* **31** 775 (1956)
12. Brodsky I V et al. *Письма в ЖЭТФ* **82** 306 (2005); *Phys. Rev. A* **73** 032724 (2006)
13. Данилов Г С *ЖЭТФ* **40** 498 (1961)
14. Минлос Р А, Фаддеев Л Д *ЖЭТФ* **41** 1850 (1961)
15. Ефимов В Н *ЯФ* **12** 1080 (1970); Efimov V N *Phys. Rev. C* **44** 2303 (1991)
16. Jensen A S et al. *Rev. Mod. Phys.* **76** 215 (2004)
17. Nielsen E et al. *Phys. Rep.* **347** 373 (2001); Nielsen E, Fedorov D V, Jensen A S *Few-Body Syst.* **27** 15 (1999)
18. Hausmann R Z. *Phys. B* **91** 291 (1993)
19. Pieri P, Strinati G C *Phys. Rev. B* **61** 15370 (2000)
20. Petrov D S, Salomon C, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. Lett.* **93** 090404 (2004)
21. Petrov D S, Baranov M A, Shlyapnikov G V *Phys. Rev. A* **67** 031601(R) (2003)
22. Bruch L W, Tjon J A *Phys. Rev. A* **19** 425 (1979)
23. Combescot R, Leyronas X, Kagan M Yu *Phys. Rev. A* **73** 023618 (2006)
24. Горьков Л П, Мелик-Бархударов Т К *ЖЭТФ* **40** 1452 (1961)
25. Heiselberg H *Phys. Rev. A* **63** 043606 (2001)
26. Pieri P, Pisani L, Strinati G C *Phys. Rev. B* **72** 012506 (2005)
27. Astrakharchik G E et al. *Phys. Rev. Lett.* **93** 200404 (2004)
28. Buровски E et al. *Phys. Rev. Lett.* **96** 160402 (2006)
29. Kashurnikov V A, Prokof'ev N V, Svistunov B V *Phys. Rev. Lett.* **87** 120402 (2001)
30. Ландau Л Д, Лифшиц Е М *Статистическая физика* Ч. 1 (М: Наука, 1976)
31. Kagan M Yu et al. *Phys. Rev. B* **57** 5995 (1998)
32. Bartenstein M et al. *Phys. Rev. Lett.* **92** 203201 (2004)
33. Combescot R, Kagan M Yu, Stringari S *Phys. Rev. A* (2006) (in preparation); cond-mat/0607493
34. Hammer H-W, Son D T *Phys. Rev. Lett.* **93** 250408 (2004); Platter L, Hammer H-W, Meißen U-G *Few-Body Syst.* **35** 169 (2004)
35. Roati G et al. *Phys. Rev. Lett.* **89** 150403 (2002)
36. Modugno G et al. *Science* **297** 2240 (2002)
37. Anderson P W *Science* **235** 1196 (1987)
38. Laughlin R B *Phys. Rev. Lett.* **60** 2677 (1988); Fetter A L, Hanna C B, Laughlin R B *Phys. Rev. B* **39** 9679 (1989)
39. Fulde P *Electron Correlations in Molecules and Solids* 2nd. ed. (Berlin: Springer-Verlag, 1993)
40. Shraiman B I, Siggia E D *Phys. Rev. B* **42** 2485 (1990)
41. Belinicher V I, Chernyshev A L, Shubin V A *Phys. Rev. B* **56** 3381 (1997)
42. Belinicher V I et al. *Phys. Rev. B* **51** 6076 (1995)
43. Kagan M Yu, Rice T M *J. Phys.: Condens. Matter* **6** 3771 (1994)
44. Плакида Н М и др. *ЖЭТФ* **124** 367 (2003)

PACS numbers: 42.62.-b, 52.38.-r, 52.50.Jm

## Лазеры и физика высоких плотностей энергии во Всероссийском научно-исследовательском институте технической физики

А.В. Андрияш, П.А. Лобода, В.А. Лыков,  
В.Ю. Политов, М.Н. Чижков

### 1. Введение

Становление физики высоких плотностей энергии (ФВПЭ) как самостоятельного раздела научных исследований было вызвано разработкой ядерного оружия. В конце 1980-х – начале 1990-х годов интенсивность иссле-

дований в этой области резко возросла. Это обусловлено прежде всего существенным возрастанием в условиях действия договора о запрещении ядерных испытаний роли лабораторных исследований в задаче подтверждения надежности и безопасности ядерных арсеналов. С этой целью реализуются проекты мощных лазерных установок NIF (от англ. National Ignition Facility — Национальная установка для зажигания) (Ливерморская лаборатория им. Лоуренса (ЛЛНЛ), США) и LMJ (от франц. Laser Mégajoule — мегаджоулевый лазер) (Комиссариат по атомной энергии (КАЭ), Франция) с полной энергией лазерного излучения до 1,8 МДж [1, 2]. Наряду с исследованиями в интересах поддержания ядерного боезапаса на данных установках планируется демонстрация возможности термоядерного зажигания для решения энергетической проблемы: предполагается осуществить термоядерное зажигание микромишеней с выходом энергии свыше 20 МДж и более  $10^{19}$  нейтронов с энергией 14 МэВ за вспышку. В Российском федеральном ядерном центре (РФЯЦ) "Всероссийский научно-исследовательский институт экспериментальной физики" (ВНИИЭФ) существуют планы строительства лазерной установки "Искра-6" на основе твердотельного лазера с энергией до 300 кДж в наносекундном импульсе [3]. Другим фактором, определяющим рост интенсивности исследований в ФВПЭ, явился значительный прогресс в создании компактных лазеров для генерации мощных ультракоротких импульсов. В ряде стран (США, Англия, Франция, Германия, Япония и Россия) созданы лазеры с пиковой мощностью 10–100 ТВт при длительности импульса 0,1–1 пс. В конце 1990-х годов в ЛЛНЛ был создан петаваттный лазер (энергия 500 Дж при длительности импульса 0,5 пс) [4]. Петаваттные лазеры были созданы в последние годы также в Великобритании ("Вулкан") [5] и Японии [6]. На этих установках проводятся исследования по изучению взаимодействия лазерного излучения с веществом при сверхвысокой интенсивности ( $10^{18}$ – $10^{20}$  Вт см $^{-2}$ ), по генерации релятивистских электронов, гамма-квантов и высокогенеретичных ионов (с энергией до нескольких десятков мегаэлектронвольт на один нуклон). Использование мощных лазеров с ультракороткой длительностью импульсов открывает новые возможности и в ФВПЭ (изучение свойств веществ при сверхвысоких давлениях и температурах), исследованиях по инерциальному термоядерному синтезу (концепция "быстрого зажигания" термоядерных мишеней).

В докладе представлен краткий обзор ряда работ по ФВПЭ, проведенных в РФЯЦ "Всероссийский научно-исследовательский институт технической физики" (ВНИИТФ), которые связаны с экспериментами на мощных лазерных установках. Это, прежде всего, расчетно-теоретические исследования по моделированию некоторых схем лазерных сборок для лазерного термоядерного синтеза (ЛТС). Анализ результатов таких исследований показывает, что такие сборки представляют собой чувствительный инструмент калибровки теоретических моделей и верификации расчетных кодов ФВПЭ (взаимодействие лазерного излучения с веществом, развитие гидродинамических неустойчивостей, моделирование высокоинтенсивных гидродинамических течений и др.). Ввиду важной роли, которую играют вопросы радиационного переноса в ФВПЭ как для описания соответствующих процессов, так и для диагно-

стики плотной высокотемпературной плазмы, представлены результаты некоторых работ по моделированию спектральных характеристик многозарядных ионов и непрозрачностей плотной высокотемпературной плазмы. Приведены также результаты экспериментальных исследований и расчетно-теоретического моделирования широкого круга физических явлений, происходящих при взаимодействии излучения мощного пикосекундного лазера с веществом.

## 2. Лазерный термоядерный синтез как направление исследований в физике высоких плотностей энергии

В ВНИИТФ расчетно-теоретические и экспериментальные работы по зажиганию термоядерных мишеней лазерным излучением начались с 1970-х годов по инициативе Л.П. Феоктистова в тесном сотрудничестве с Физическим институтом им. П.Н. Лебедева АН СССР (ФИАН).

Интерес к этим работам во ВНИИТФ сохранился и сегодня. Привлекательность таких работ обусловлена многообразием физических процессов и состояний, которые реализуются в рассматриваемых системах, а также некоторой их схожестью с теми, которые свойственны термоядерным зарядам. Экспериментальные исследования, которые ведутся с целью ЛТС, дают уникальную информацию в области ФВПЭ, используемую для верификации моделей и компьютерных кодов. В качестве примера рассмотрим лазерную сборку для непрямого обжатия мишеней, т.е. с конвертацией лазерного излучения в рентгеновское. Проведение сквозных расчетов такой конструкции представляет собой непростую задачу. В общем случае требуется решение трехмерных уравнений газодинамики со спектральным переносом излучения в условиях неравновесности лазерной плазмы при корректном учете развития неустойчивостей и турбулентного перемешивания. На рисунке 1 представлена типичная геометрия системы на момент, близкий к моменту достижения максимума температуры на термоядерной мишени, в двумерном расчете по программе "Синара" [7]. На примере моделирования этой схемы можно видеть сложный характер газодинамических течений. В то же время экспериментальная информация по динамике движения в такой системе позволяет кали-

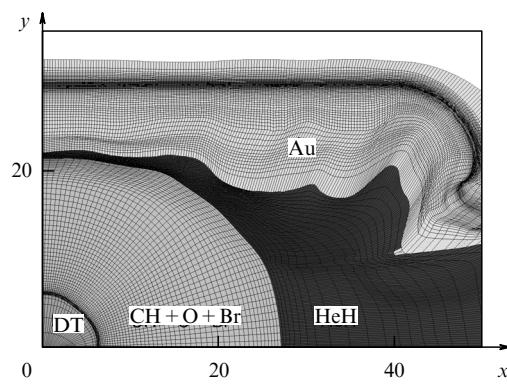
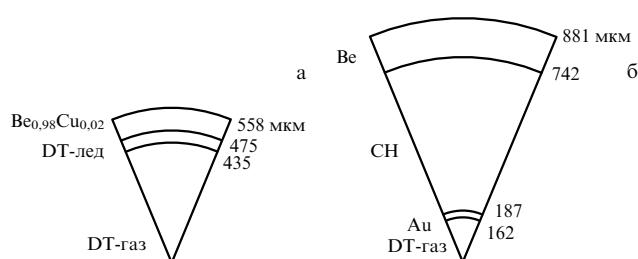


Рис. 1. Геометрия лазерной сборки и пространственная сетка в момент, близкий к моменту достижения максимума температуры излучения на мишени.



**Рис. 2.** Мишени для установки "Искра-6": однооболочечная криогенная (а) [8] и двухоболочечная некриогенная (б) [12].

брать компьютерные коды, предназначенные для моделирования газодинамических течений со значительными деформациями и распространения рентгеновского излучения в системах со сложной геометрией. Другим направлением расчетно-теоретических исследований во ВНИИТФ в последние годы явилось изучение достоинств термоядерного зажигания в схеме с непрямым облучением мишеней при энергии лазера, сопоставимой с энергией установки "Искра-6" [8]. Была изучена возможность термоядерного воспламенения криогенной мишени с бериллиевым аблатором, подобной мишени для NIF [9]. В ходе расчетной оптимизации, проведенной по программе "Эра" [10], определены согласованные параметры мишени и вид оптимальной зависимости температуры чернотельного излучения от времени, необходимые для зажигания: внешний диаметр мишени 1,115 мм; толщина оболочки из сплава  $\text{Be}_{0.98}\text{Cu}_{0.02}$  82,5 мкм, слой дейтерий-тритиевого (DT) льда на внутренней поверхности 40 мкм (рис. 2а). При найденной оптимальной временной зависимости температуры излучения с максимальным значением 360 эВ расчетный выход термоядерной энергии из мишени составил около 1,7 МДж при поглощенной мишенью энергии чернотельного излучения около 30 кДж. При сжатии мишени достигаются значения плотности 300–600 г см<sup>-3</sup>, а ионная температура топлива при термоядерном горении превышает 30 кэВ. Выход рентгеновского излучения с энергией квантов, превышающей 10 кэВ, в одномерном расчете составил около 150 кДж, а нейтронный выход —  $6 \times 10^{17}$ .

Особое внимание при моделировании уделяется исследованиям чувствительности термоядерного выхода к различным факторам. Для выяснения требований к чистоте поверхностей мишени и однородности потока чернотельного излучения на поверхности мишени проведены двумерные расчеты по программному комплексу "Тигр–Омега-3Т" [11], а также одномерные расчеты с учетом турбулентного перемешивания по  $k\epsilon$ -модели. Согласно этим расчетам [12] для получения термоядерного выхода из мишени, близкого к результатам одномерных расчетов, шероховатость внутренней поверхности бериллиевой оболочки должна быть не более 200–300 Å, т.е. в 3–5 раз меньше, чем в случае мишени Лос-Аламосской национальной лаборатории для зажигания на установке NIF (диаметр мишени для NIF 2,21 мм). Конструкция лазерной сборки должна обеспечивать необходимую симметрию излучения на поверхности мишени (полная амплитуда возмущения потока не более 1%) и зависимость температуры излучения от времени специального вида с максимумом около 360 эВ при поглощенной мишенью энергией 30 кДж. Таким

образом, при энергии лазера порядка 300 кДж необходимо обеспечить эффективность использования энергии лазера (отношение энергии чернотельного излучения, переданной в мишень, к энергии лазера) на уровне 10 %. Одновременное обеспечение высокой эффективности использования энергии лазера и высокой симметрии излучения на поверхности мишени представляет собой сложную задачу. Были проведены также расчеты некриогенной мишени с двумя оболочками для установки "Искра-6", подобной мишени для установки NIF [13]. Мишень (рис. 2б) состоит из внешней оболочки толщиной 140 мкм из чистого бериллия диаметром 1,76 мм и внутренней оболочки из золота диаметром 0,37 мм и толщиной 25 мкм. Оболочки разделены низкоплотной пеной. Полость в центре мишени заполнена высокоплотным дейтерий-тритиевым газом при комнатной температуре. Расчетное термоядерное энерговыделение двухоболочечной мишени составило 240–280 кДж при поглощенной мишенью энергией 60–70 кДж [12]. Около 20 % от 300 кДж лазерной энергии установки "Искра-6" должно быть передано мишени, что может быть достигнуто при использовании конвертера со стенками из смеси элементов с высоким атомным номером (так называемых коктейлей). Требуемая температура излучения для рассмотренной двухоболочечной мишени составляет 200 эВ, что существенно меньше пиковой температуры (360 эВ) для криогенной однооболочечной мишени. Двумерные расчеты по программе "Тигр–Омега-3Т" показали, что термоядерный выход из некриогенной мишени с двумя оболочками близок к одномерному при амплитуде возмущения в виде 12-й гармоники на внешней поверхности оболочек из золота и бериллия до 500 Å. Асимметрия потока чернотельного излучения на поверхности мишени должна быть меньше 4 % для возмущения в виде 4-й гармоники. Смещение центров оболочек не должно превышать 1–2 мкм. Проведенные во ВНИИТФ расчеты указывают на возможность вплотную приблизиться к порогу зажигания термоядерных мишеней с непрямым облучением на установке масштаба "Искры-6", что позволяет использовать последнюю для изучения различных процессов ФВПЭ (развитие неустойчивостей, турбулентное перемешивание, спектральный перенос, неравновесные процессы и т.д.).

### 3. Моделирование спектральных характеристик многозарядных ионов и непрозрачностей плотной высокотемпературной плазмы

Развитию расчетно-теоретических моделей взаимодействия рентгеновского излучения с веществом в оружейно-ядерных центрах СССР начали уделять пристальное внимание с 1957 г., когда в одном из первых испытаний термоядерного заряда, построенного по новой физической схеме, было зарегистрировано примерно двукратное снижение времени работы термоядерного узла по сравнению с расчетным. Это однозначно указывало на то, что значения пробегов излучения в конструкционных материалах заряда должны быть существенно ниже тех, которые принимались в расчетах. В то время при оценках пробегов излучения учитывались лишь процессы комптоновского рассеяния, тормозного и фотоионизационного поглощения. Я.Б. Зельдович

обратил внимание на то, что в снижении величины пробега большую роль могут играть дискретно-дискретные переходы. К работам по совершенствованию методов расчета пробегов подключились сотрудники Института прикладной математики (ИПМ) АН СССР А.Ф. Никифоров и В.Б. Уваров.

В реализованной ими модели [14] для описания электронов дискретного спектра решалось уравнение Шредингера для потенциала Томаса–Ферми. Впоследствии в ИПМ при активном участии В.Г. Новикова были разработаны более совершенные модели, основанные на модифицированной модели Хартри–Фока–Слэтера для среднего иона [11] (библиографию работ, относящихся к рассматриваемому вопросу, см. также в [15]).

В течение многих лет при описании процессов радиационного переноса в задачах ФВПЭ использовались значения пробегов, полученные на основе модели [14].

С начала 1980-х годов во ВНИИТФ стали проводиться независимые работы по развитию физических моделей для расчета процессов взаимодействия излучения с веществом. Потребность в таких работах в то время была вызвана необходимостью оперативного вычисления спектральных коэффициентов поглощения различных материалов, в том числе многокомпонентных смесей, применительно к разрабатывавшимся в институте изделиям нетрадиционной конструкции.

На первом этапе для описания состояния вещества использовалась квазиклассическая модель среднего иона с внутриатомным потенциалом аналитического вида со свободными параметрами. Это позволило получить явное представление для дискретных электронных уровней энергии [16]. Сравнительные расчеты показали, что результаты для полных энергий изолированных атомов, полученные с помощью такой модели, хорошо согласуются с соответствующими данными, рассчитанными методом Хартри–Фока–Слэтера. Учитывая многообразие физических процессов, определяющих положение и форму линий, использовалась упрощенная методика вычислений спектральных коэффициентов поглощения. При вычислениях линейчатого поглощения с учетом расщепления и уширения спектральных линий в плазме принималось во внимание лишь статистическое расщепление, связанное с флуктуациями чисел заполнения модели среднего иона. При этом предполагалось, что в пределах полученных спектральных распределений линии полностью перекрываются вследствие взаимодействия с плазменным окружением [17]. Такая ситуация, как известно, характерна для высокоплотной плазмы, в которой картина слияния линий, соответствующих конкретному одноэлектронному переходу  $i \rightarrow f$ , наблюдается экспериментально: вместо отдельных пиков регистрируются относительно широкие огибающие массивов линий. Простота модели и оперативность расчетов позволили легко обобщить метод для вычислений термодинамических функций (и соответственно спектральных пробегов) многокомпонентных систем, состоящих из смеси атомов различных химических элементов. Иллюстрацией точности модели может служить сравнение результатов расчетов (табл.) непрозрачности астрофизической смеси [16] с более точными данными [14, 18, 19].

Ввиду экономичности упрощенной методики, а также неплохого согласия с результатами более последовательных и строгих моделей данный подход

**Таблица.** Коэффициент поглощения астрофизической смеси [ $\text{см}^2 \text{ г}^{-1}$ ]

$T, \text{ кэВ}$	$\rho, \text{ г см}^{-3}$	Модель [16]	Данные [14]	Данные [18]	Данные [19]
0,1	0,2017	162	79,86	225,7	86,34
0,3162	0,0626	3,63	1,779	5,18	2,126
0,3162	0,06288	11,7	8,378	1,86	8,463
0,3162	6,31	25,4	21,25	18,56	20,15
1,0	1,977	0,585	0,533	0,6461	0,59

длительное время применялся для получения оценок величин пробегов при проведении поисковых исследований.

В середине 1990-х годов в институте начали развиваться работы в области спектроскопии плазмы многозарядных ионов (МЗИ) в целях рентгеновской диагностики лабораторной плазмы, расчетно-теоретического анализа характеристик резонансно-усиливающих сред и получения уточненных данных по спектральным пробегам излучения. Сейчас эти работы проводятся по следующим основным направлениям.

1. Расчеты спектроскопических характеристик многоэлектронных ионов высокой кратности ионизации, развитие баз атомных данных.

2. Разработка физико-математических моделей расчета спектральных характеристик радиационных переходов МЗИ — профилей линий спонтанного излучения и коэффициентов усиления (поглощения) — с учетом основных механизмов уширения линий в плазме и влияния внешних полей на кинетические процессы заселения ионных состояний.

3. Разработка физико-математических моделей расчета спектральных непрозрачностей равновесной плазмы многоэлектронных МЗИ на основе детального и статистического описания спектров линейчатого и фотоионизационного поглощения.

По первому направлению во ВНИИТФ проведен большой объем вычислений спектроскопических характеристик атомов и ионов для различных задач диагностики плазмы и исследования схем рентгеновских лазеров, а также для наполнения баз атомных данных. Расчеты спектроскопических характеристик МЗИ проводятся с помощью адаптированных и модернизированных версий лучших современных программ семейства General-purpose Relativistic Atomic-Structure Program (GRASP) — пакета программ для расчета атомных структур многоконфигурационным методом Дирака–Фока [20, 21]. Массовые расчеты спектроскопических характеристик также проводились с целью верификации и пополнения информации, накопленной в базе данных по свойствам спектров атомов и ионов "Spectr-W<sup>3</sup>", развитой в 2001–2003 гг. [22].

Web-сайт информационно-справочной системы "Spectr-W<sup>3</sup>", работающий в Интернете с мая 2002 г. в режиме свободного доступа, включен в реестр специализированных баз данных по атомной физике и физике плазмы [23]. Информация, накопленная в базе данных "Spectr-W<sup>3</sup>", содержит около 450000 записей и включает в себя данные расчетов, измерений и компиляций по спектроскопическим характеристикам: потенциалам ионизации, уровням энергии, длинам волн, вероятностям и силям осцилляторов радиационных переходов и в меньшей степени также по параметрам аппроксимаций сечений и скоростей столкновительных переходов

в атомах и ионах аналитическими выражениями. На сегодняшний день "Spectr-W<sup>3</sup>" является единственной в России общедоступной сопровождаемой базой атомных данных и крупнейшей в мире фактографической базой данных по свойствам спектров МЗИ.

По второму направлению для расчетов локальных спектров излучения и поглощения МЗИ в высокотемпературной плазме создана модель "LineDM" [24] расчета профилей спектральных линий произвольных МЗИ. Эта модель, основанная на аппарате атомной матрицы плотности, учитывает электронное ударное, ионное квазистатическое, доплеровское и радиационное уширение линий в плазме наряду с детальным описанием атомной структуры. Необходимые для расчетов населенности штарковских состояний исходные данные определяются из вычислений по традиционным радиационно-столкновительным моделям.

В последние годы данная модель находит применение для решения методических и практических задач диагностики лазерной плазмы и разработки источников квазимохроматического рентгеновского излучения высокой яркости. Примером может служить моделирование профилей резонансных линий [He]-иона Ar XVII с ридберговскими уровнями  $1snl$  ( $n = 5, \dots, 10$ ), проведенное для интерпретации результатов лабораторных экспериментов по облучению газовых кластерных мишений аргона субпикосекундными лазерными импульсами длительностью от 1,1 пс до 45 фс [25]. Так, экспериментальные спектры, зарегистрированные с высоким разрешением,  $\lambda/\Delta\lambda \approx 3000 - 5000$ , в спектральном диапазоне переходов  $n^1P_1 - 1^1S_0$  ( $n \geq 5$ ) иона Ar XVII, показали, что с уменьшением длительности импульса наблюдается нарастающее слияние близких линий  $n = 9 \rightarrow 1$  и  $n = 10 \rightarrow 1$  ( $\Delta\omega_{10p-9p} \approx 9.2$  эВ). Таким образом, основной вклад в интегральную по времени интенсивность линейчатого излучения плазмы давали все более плотные области с  $N_e \geq (N_e^{IT})_{9,10}$  (плотности по критерию Инглеса – Теллера для  $n = 9, 10$ ). На рисунке 3 приведено сравнение результатов расчетов профилей линий  $n = 9 \rightarrow 1$  и  $n = 10 \rightarrow 1$  иона Ar XVII, выполненных при раздельном

и совместном учете наборов состояний с  $n = 9$  и 10 для равновесного распределения населенностей при  $N_e \approx \approx 2(N_e^{IT})_{9,10}$ . Видно, что профиль линии  $n = (9 + 10) \rightarrow 1$  заметно отличается от сумм профилей  $n = 9 \rightarrow 1$  и  $n = 10 \rightarrow 1$ . В целом полученные профили качественно согласовывались с экспериментальными спектрами в диапазоне переходов  $n^1P_1 - 1^1S_0$  ( $n \geq 5$ ) иона Ar XVII и потому использовались при проведении их дальнейшего количественного анализа [25].

По третьему направлению во ВНИИТФ была разработана методика "Spectr" [26], в которой реализован упрощенный вариант модели Super Transition Arrays (STA) [27, 28]. Модель STA, построенная на основе так называемого суперконфигурационного (SC) подхода, позволяет описывать суммарные спектры "релятивистских" одноэлектронных переходов (с учетом полного момента  $j$ ), образованные массивами перекрывающихся (неразрешенных) линий и фотоионизационных континуумов, небольшим числом STA-массивов, объединяющих все возможные спектры таких переходов из групп энергетически соседствующих конфигураций — так называемых суперконфигураций.

Упрощенный вариант модели STA, реализованный в модели "Spectr", является непосредственным обобщением более детального описания спектров межконфигурационных переходов ионов с учетом взаимодействия конфигураций. Характеристики суперконфигураций и массивов линий одноэлектронных переходов между ними строятся непосредственно по соответствующим конфигурационным характеристикам на оптимальной сетке по температуре. При этом суперболочки, составляющие суперконфигурации ионов, объединяют все  $nl$ -оболочки с одинаковым  $n$ , т.е. совпадают с атомными оболочками:

В настоящее время все конфигурационные характеристики предварительно вычисляются с использованием одночастичных и парных величин для одноэлектронных состояний (орбиталей), получаемых из расчетов методом Хартри – Фока с учетом релятивистских поправок (метод HFR) [29]. В спектре поглощения плазмы STA-массивы имеют фойгтовский профиль. Гауссова составляющая учитывает статистические неоднородные механизмы уширения: ширины и дисперсию центров массивов межконфигурационных переходов, доплеровское уширение. Однородная составляющая учитывает радиационное и столкновительное уширение. Ионизационный баланс рассчитывается по уравнениям Саха – Больцмана с учетом вырождения электронов и эффектов неидеальности плазмы, которые описываются в приближении ионной сферы через поправки к потенциалам ионизации и обрезание статистических сумм.

Полная спектральная непрозрачность  $\chi(\varepsilon)$  определяется суммой коэффициентов поглощения в линиях STA-переходов, поглощения в фотоионизационном и тормозном континуумах, а также комптоновского рассеяния.

В качестве примера на рис. 4 представлены экспериментальные данные [30] и результаты расчетов для спектрального коэффициента пропускания  $T(\varepsilon) = \exp[-\chi(\varepsilon)\rho L]$ . Fe-компоненты слоя плазмы Fe:NaF толщиной  $L = 300$  мкм и плотностью  $\rho = 0,0113$  г см<sup>-3</sup> с содержанием железа 80,2 % по весу при температуре  $T = 59$  эВ в интервале энергий фотонов  $\varepsilon = 100 - 300$  эВ. При этих условиях непрозрачность плазмы железа

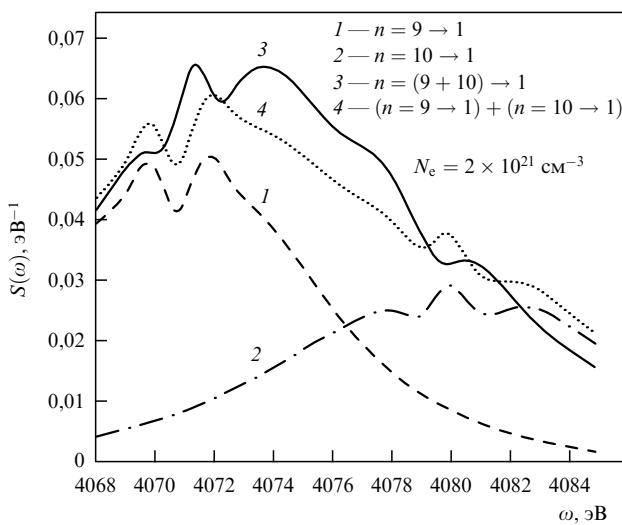
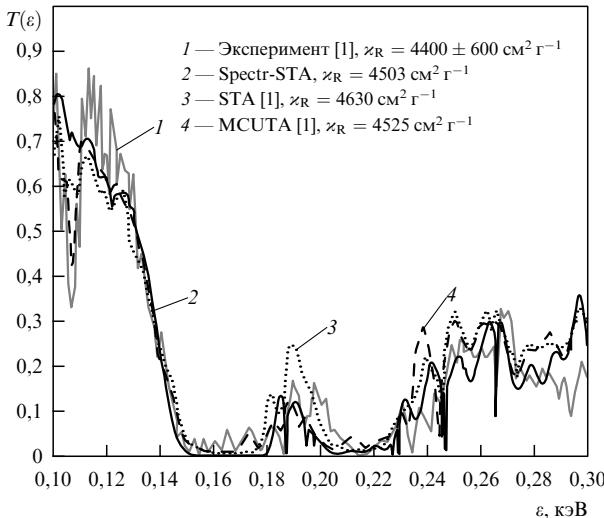


Рис. 3. Профили линий  $n = 9 \rightarrow 1$ ,  $n = 10 \rightarrow 1$  и  $n = (9 + 10) \rightarrow 1$  Ar XVII в субпикосекундной плазме кластеризованного аргона при  $T_e = 200$  эВ и  $N_e = 2 \times 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, нормированные на полную интенсивность суммарного профиля  $n = (9 + 10) \rightarrow 1$ .



**Рис. 4.** Спектральные коэффициенты пропускания  $T(\varepsilon)$  Fe-компоненты слоя плазмы Fe:NaF толщиной  $L = 300$  мкм с содержанием 80,2 % железа по весу при температуре  $T = 59$  эВ и плотности  $\rho = 0,0113$  г см $^{-3}$ .

определяется линейчатым и фотоионизационным поглощением ионов с открытыми L- и M-оболочками. Видно, что результаты, полученные по программе "Spectr", обеспечивают очень хорошее согласие с данными эксперимента [30] и расчетов по оригинальной модели STA [27] и более детальной модели межконфигурационных переходов MCUTA (модель неразрешенных линий переходов (Unresolved Transition Arrays) с выбором конфигураций методом Монте-Карло (MC)) [30] как по спектру  $T(\varepsilon)$ , так и по значениям групповых (по интервалу  $\varepsilon = 100 - 300$  эВ) росселандовых непрозрачностей  $\chi_R$ .

#### 4. Взаимодействие пикосекундных лазерных импульсов с веществом

С 2000 г. во ВНИИТФ проводится ряд исследований с использованием пикосекундной лазерной установки "Сокол-П" [31], построенной по стандартной схеме усиления чирпированного импульса. Номинальная мощность установки составляет 5–10 ТВт при энергии лазерного излучения на мишени 5–8 Дж и длительности лазерного импульса 0,8–3 пс. Контраст основного лазерного импульса по отношению к предыдущему превышает величину 10<sup>9</sup>.

Известно, что плазма, возникающая при взаимодействии интенсивных ультракоротких лазерных импульсов с веществом, является источником быстрых электронов и ионов, а также рентгеновского излучения (РИ) высокой яркости. При этом заметная доля энергии лазерного импульса (до ~30 %) может трансформироваться в приповерхностных слоях мишени в энергию быстрых электронов, что показывают измерения абсолютного выхода жесткого РИ [32]. Электроны с высокой энергией ( $E_e \geq 30$  кэВ), обладающие большой проникающей способностью, могут приводить к быстрому, почти изохорическому нагреву слоев мишени значительной толщины (порядка нескольких микрометров и более). Это обстоятельство было использовано для постановки серии экспериментов по исследованию спектров излучения плотной высокотемпературной плазмы твердотель-

ных мишеней, облучаемых пикосекундными лазерными импульсами установки "Сокол-П".

#### 4.1. Рентгеновское излучение лазерных мишеней

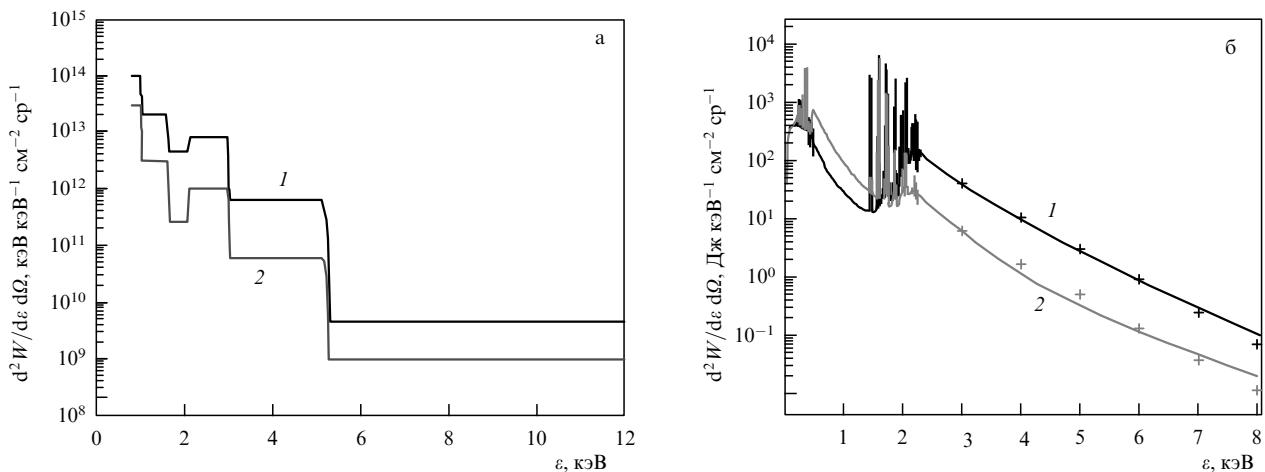
На первом этапе исследований спектров РИ лазерных мишеней [33] основное внимание уделялось отработке методик измерения спектрального состава РИ, определения характерных температур пикосекундной лазерной плазмы и глубины проникновения тепловой волны в мишени. Облучению подвергались мишени двух типов: массивные однородные пластинки и тонкие многослойные мишени с "захороненным" излучающим слоем (многослойная конструкция была выбрана с целью подавления разлета генерирующей РИ плазмы веществом внешних обкладок). В качестве диагностируемого вещества массивной пластинки и "захороненного" слоя использовался алюминий ввиду его относительно простой и хорошо изученной атомной структуры.

Регистрация спектров РИ осуществлялась с помощью двух различных спектрометров. Прежде всего измерялся широкополосный спектр континуального излучения лазерной плазмы в диапазоне от 1 до ~17 кэВ. Для этого использовался семиканальный полупроводниковый спектрометр, реализующий методику "серых" фильтров. Каждый из детекторов спектрометра покрывался фольгой из бериллия или алюминия с различной толщиной, что обеспечивало селекцию отдельных спектральных интервалов. Толщины первых четырех фильтров спектрометра, ориентированных на мягкий диапазон энергий квантов менее 10 кэВ, составляли 2–35 мг см $^{-2}$ . Фильтры для более жесткого спектрального диапазона имели толщины от 100 до ~700 мг см $^{-2}$ .

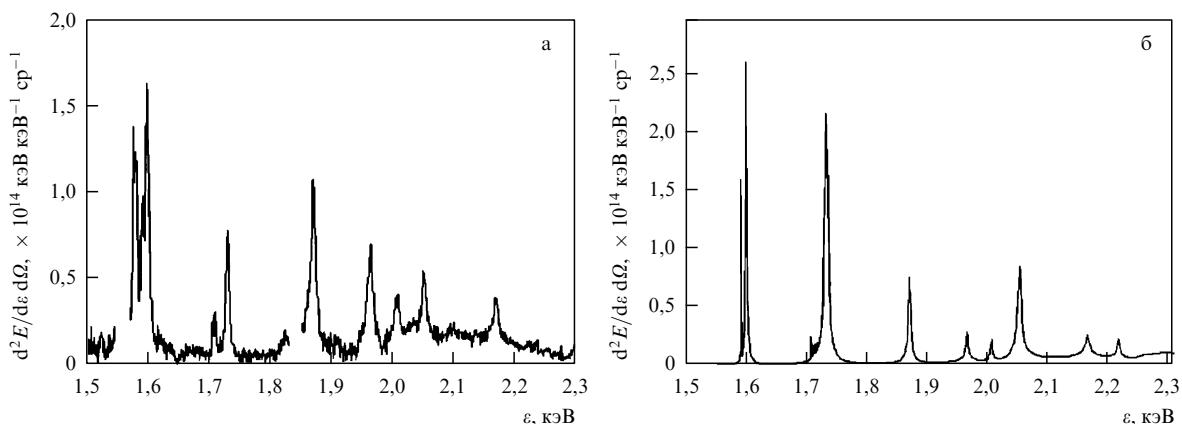
Дополнительно с помощью фокусирующего спектрографа по схеме Гамоши с кристаллическим диспергирующим элементом, установленным относительно плоскости мишени под углом наблюдения примерно 25°, проводились измерения линейчатых спектров водородо- и гелиеподобных ионов алюминия в диапазоне энергий квантов  $\varepsilon = 1,4 - 2,5$  кэВ.

С целью интерпретации измеренных рентгеновских спектров для условий облучения массивной мишени и микродотов пикосекундным импульсом первой гармоники Nd-лазера был проведен цикл расчетно-теоретического моделирования, основанный на последовательности расчетов радиационной газовой динамики, поурывной ионной кинетики и переноса излучения [34, 35]. Исходными данными для расчетов являлись геометрические параметры мишеней и параметры импульса облучения с диаметром фокального пятна  $D_0 \sim 30 - 40$  мкм, что отвечает пиковой плотности потока  $q_0 \sim \sim (5 - 8) \times 10^{17}$  Вт см $^{-2}$ . Для микродота толщины полимерных обкладок составляли 2,2 мкм, а толщина алюминиевого слоя равнялась 4 мкм.

Примеры смоделированных спектров РИ в сравнении с экспериментальными спектрами для массивной мишени и микродота в диапазоне энергий квантов от 0 до 8 кэВ [33] приведены на рис. 5. Эти зависимости демонстрируют, что в случае массивной мишени основной вклад в интенсивность излучения дает процесс фотопрекомбинации на ионах Al $^{+13}$  и Al $^{+12}$ , в то время как для микродота выход излучения определяется в основном Н-подобными ионами углерода; как следствие, интенсивность РИ микродота оказывается на порядок меньше. Эффективная температура рентгеновского спектра в



**Рис. 5.** (а) Спектральное распределение энергии мягкого рентгеновского излучения для массивной алюминиевой мишени (1) и мишени с "захороненным" излучающим слоем Al толщиной 4,3 мкм в обкладках из полистирина толщиной по 2,2 мкм (2). (б) Расчетные интегральные по времени спектры излучения тех же мишеней, что и на рис. 5а, под углом  $\theta_0 = 25^\circ$  к их плоскости для к.п.д. поглощения лазерного импульса  $\eta = 0,05$ . Символами обозначены экспоненциальные функции, соответствующие  $T_e = 0,8$  кэВ.



**Рис. 6.** Экспериментальный (а) и расчетный (б) спектры энергии излучения в линиях Н- и Не-подобных ионов алюминия для массивной мишени.

обоих случаях является примерно одинаковой и оценивается как  $\sim 0,8$  кэВ, что находится в разумном согласии с результатами измерений.

В рамках методики моделирования, кратко изложенное выше, были также рассчитаны линейчатые спектры РИ Н- и Не-подобных ионов алюминия. Для массивной мишени эти спектры в сравнении с экспериментальными приведены на рис. 6. На качественном уровне и даже частично в количественном отношении расчетные абсолютные и относительные интенсивности наиболее сильных резонансных линий  $\text{Ly}_\alpha$ ,  $\text{Ly}_\beta$ ,  $\text{He}_\alpha$ ,  $\text{He}_\beta$  оказались близкими к измеренным значениям (различие менее чем в два раза).

#### 4.2. Генерация быстрых ионов

На использовании высокоенергетических электронов, возникающих при взаимодействии коротких интенсивных лазерных импульсов с плазмой, основана концепция быстрого зажигания в термоядерных микромишенях. В этой схеме нагрев предварительно сжатого топлива до температур, необходимых для термоядерного зажигания, предполагается осуществить за счет выделения энергии быстрых электронов, сгенерированных ультракоротким лазерным импульсом. Однако эксперименты

показывают, что взаимодействие таких лазерных импульсов с плазмой сопровождается ускорением ионов. При достаточной эффективности генерации быстрые ионы могут вызывать дополнительный разогрев термоядерного топлива. Поэтому изучение механизмов передачи лазерной энергии ионам является одним из направлений исследований в области быстрого зажигания.

Для практической реализации различных предложений по использованию ионов, ускоренных лазером, необходимо уточнение механизмов их генерации, нахождение оптимальных условий облучения мишеней для эффективной передачи лазерной энергии ионам. Это и являлось целью одного из направлений экспериментальных исследований, проведенных во ВНИИТФ на пикосекундной лазерной установке "Сокол-П".

Облучались твердотельные мишени из дейтерированного полистирила ( $\text{CD}_2$ )<sub>n</sub> толщиной 5–300 мкм и мишени из дейтерид-тритида титана  $\text{TiD}_{0,5}\text{T}_{0,5}$  толщиной 5 мкм на медной подложке. Лазерная энергия на мишени составляла 5–8 Дж, длительность импульса — 0,8–2 пс. Пиковая интенсивность излучения на мишени изменялась в диапазоне  $(0,5–2) \times 10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$ . Контраст пикосекундного предимпульса за 12 нс до поступления основного импульса варьировался от  $5 \times 10^5$  до  $10^9$ .

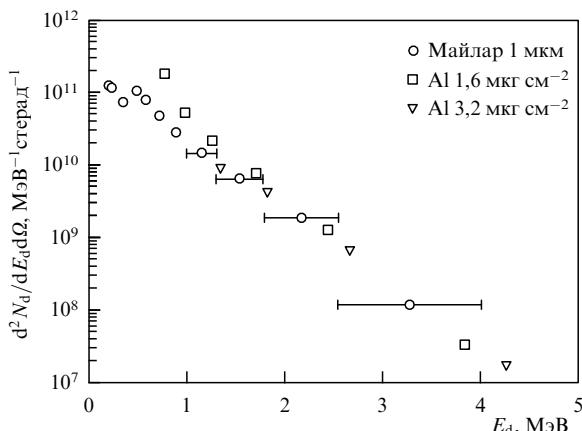


Рис. 7. Характерный энергетический спектр быстрых дейтонов, измеренный с фронтальной стороны облучаемой мишени.

Характеристики ионов, вылетающих из мишени, измерялись по времязпролетной методике с помощью полупроводниковых детекторов [36], а характеристики ионов ускоренных вглубь мишени, восстанавливались по результатам нейтронных измерений [37]. Нейтроны генерировались в  $D(d, n)^3\text{He}$ -реакциях (DD-нейтроны) и  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакциях (DT-нейтроны) при взаимодействии пучка быстрых дейтонов с ядрамидейтерия и трития мишени. Измерение нейтронного выхода осуществлялось сцинтилляционными детекторами по методике затянутой регистрации, энергия нейронов определялась времязпролетным детектором.

Максимальная энергия дейтонов, ускоренных на облучаемой поверхности по направлению от мишени, составила около 3 МэВ, средняя температура быстрых дейтонов — около 400 кэВ. Полная энергия ускоренных дейтонов находилась в диапазоне от 10 до 100 мДж (угол  $2\pi$ ). Эффективность передачи лазерной энергии быстрым ионам составила 0,2–1,4 %. Типичный для проведенных опытов энергетический спектр дейтонов показан на рис. 7.

Максимальный выход DD-нейтронов при облучении одиночных  $(CD_2)_n$ -мишней составил около  $8 \times 10^5$  при среднем значении  $3 \times 10^5$ . Впервые были получены DT-нейтроны при облучении интенсивными ультракороткими лазерными импульсами мишней, содержащими дейтерий и тритий. Максимальный выход нейтронов из  $TiD_{0.5}T_{0.5}$  составил около  $2 \times 10^6$ . Использованная времязпролетная методика позволила идентифицировать нейтроны от  $D(d, n)^3\text{He}$ - и  $T(d, n)^4\text{He}$ -реакций.

Для изучения ионов, ускоренных вглубь мишени, использовалась простая модель взаимодействия пучка быстрых ионов с мишенью [37, 38]. Нейтронный выход рассчитывался по формуле

$$N_n = n_d \int_0^\infty dE_d \frac{dN_d}{dE_d} (E_d^0) \int_0^{E_d^0} dE \frac{\sigma(E)}{|dE/dx|},$$

где  $n_d$  — число ядер дейтерия в единице объема мишени,  $dN_d/dE_d$  — распределение быстрых дейтонов по энергии,  $\sigma$  — сечение реакции,  $dE/dx$  — энергетические потери ионов в мишени. Энергетический спектр дейтонов полагался экспоненциальным с температурой  $T_d$ :

$$\frac{dN_d}{dE_d} = \frac{N_d}{T_d} \exp\left(-\frac{E_d}{T_d}\right).$$

В рамках этой модели была оценена эффективность конверсии лазерной энергии в энергию быстрых ионов. При температуре дейтонов 100–500 кэВ ионам, ускоренным вглубь мишени из дейтерированного полиэтилена, передается 0,1–0,8 % от лазерной энергии, а ускоренным вглубь мишени из дейтерид-тритида титана — 0,1–0,2 %.

Был проведен ряд опытов с дополнительными мишнями. В экспериментах с  $TiD_{0.5}T_{0.5}$ -мишней, размещенной с тыльной стороны облучаемой  $(CD_2)_n$ -мишени, выход нейтронов оказался приблизительно на порядок выше, чем в опытах с одиночными  $(CD_2)_n$ -мишнями. Дополнительная мишень из  $TiD_{0.5}T_{0.5}$ , установленная с фронтальной стороны облучаемой  $(CD_2)_n$ -мишени, давала 50-кратное увеличение числа нейтронов.  $(CD_2)_n$ -мишень, установленная с фронтальной стороны  $(CD_2)_n$ -мишени обеспечивала 3–5-кратное увеличение выхода нейтронов. Максимальный зарегистрированный выход DT-нейтронов составил более  $10^7$ . Нейтронные измерения в опытах с дополнительными мишнями позволили сделать независимую оценку эффективности передачи лазерной энергии ионам, вылетающим из мишени с фронтальной стороны, которая удовлетворительно согласуется с результатами ионной диагностики.

Измеренная в экспериментах эффективность конверсии лазерной энергии в энергию быстрых ионов недостаточна для практической реализации различных предложений по использованию техники лазерного ускорения ионов (быстрое зажигание термоядерных мишней, наработка изотопов и т.д.). Для таких приложений интенсивность ультракоротких лазерных импульсов должна превышать  $10^{19} \text{ Вт см}^{-2}$ .

#### 4.3. Лазерная генерация в рентгеновском диапазоне

На установке "Сокол-П" проведены эксперименты по исследованию лазерного рентгеновского эффекта на  $3p-3s$ -переходах Ne-подобных ионов титана [39]. Лазерное излучение с длиной волны 1,054 мкм фокусировалось в линию длиной от 2 до 8 мм и шириной  $\sim 30$  мкм. Плоские полированные пластинки из Ti последовательно облучались двумя импульсами: предимпульсом длительностью 400 пс и задержанным относительно него на 1,5 нс основным импульсом накачки длительностью 4 пс. Полная энергия лазера составляла 8–10 Дж. Соотношение энергий в наносекундном и пикосекундном импульсах сохранялось постоянным — 1 : 3. При малых длинах мишени (от 2 до 4 мм) в экспериментах наблюдался экспоненциальный характер нарастания интенсивности линии с длиной волны с  $\lambda = 326 \text{ \AA}$ . Спектрограмма, полученная в опыте с мишенью длиной 6 мм, представлена на рис. 8. Коэффициент усиления лазерного рентгеновского излучения по малому сигналу оценивается величиной около

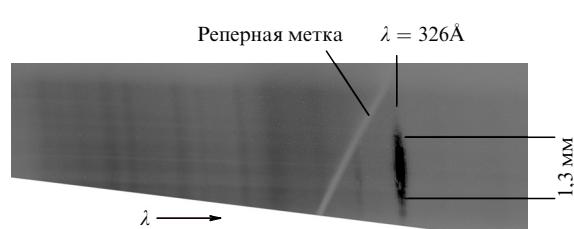


Рис. 8. Спектрограмма, полученная в опыте с мишенью длиной 6 мм.

$30 \text{ см}^{-1}$ . Расходимость лазерного рентгеновского пучка составила примерно 9 мрад.

## 5. Заключение

В докладе представлен краткий обзор экспериментальных и расчетно-теоретических исследований, проводимых во ВНИИТФ в области ФВПЭ. Достигнутый в данном направлении прогресс связан, прежде всего, с созданием мощного пикосекундного лазера "Сокол-П" и развитием сложных физико-математических моделей и программ, позволяющих моделировать радиационную газовую динамику лазерной плазмы.

С помощью одно- и двумерных численных расчетов проведен анализ условий зажигания ЛТС-мишеней различных конструкций для условий непрямого облучения, в том числе для параметров строящейся мощной установки "Искра-6". Исследовано влияние шероховатости оболочечных слоев мишеней и неоднородности чернотельного излучения на их внешней поверхности на величину выхода термоядерной энергии. Обоснованы высокие требования к качеству мишеней, соответствующие ограничению на величину амплитуды шероховатости не более  $200\text{--}300 \text{ \AA}$  и допустимому смещению центров оболочек не более 1–2 мкм.

В результате проведения комплекса работ по спектроскопии плазмы МЗИ во ВНИИТФ развиты методики вычисления спектроскопических характеристик многоэлектронных ионов с необходимой точностью, создана и сопровождается общедоступная информационно-справочная система на основе базы атомных данных "Spectr-W<sup>3</sup>", разработаны физико-математические модели для описания спектральных характеристик радиационных переходов и спектральных непрозрачностей в равновесной плазме МЗИ. Эти методики и модели применяются для решения различных прикладных задач ФВПЭ, а база атомных данных "Spectr-W<sup>3</sup>" активно используется специалистами научных организаций различных стран.

С использованием лазерной установки "Сокол-П" проведен ряд экспериментальных исследований по конверсии энергии оптических квантов в широкополосное, резонансное и лазерное рентгеновское излучение, а также в потоки быстрых нейтронов. В опытах с массивными и многослойными мишенями из алюминия при точечной фокусировке лазерного импульса с интенсивностью  $10^{17}\text{--}10^{18} \text{ Вт см}^{-2}$  изучалась возможность получения многозарядной плазмы с плотностью близкой к твердотельной. Диагностирование параметров такой плазмы проводилось на основе расчетно-теоретического анализа интегральных по времени измерений спектров рентгеновского излучения. Варьирование в разумных пределах доли поглощенной лазерной энергии позволило согласовать расчетные и экспериментальные значения спектров в области мягких квантов. Достигнуто также качественное согласие по спектральному распределению интенсивности в резонансных линиях Н- и Не-подобных ионов алюминия. Характерная температура пикосекундной лазерной плазмы была оценена примерно в 0,8 кэВ. Систематическое расхождение данных расчетов и измерений для жесткой спектральной области с энергиями квантов  $\sim 20$  кэВ свидетельствует о доминировании в этой области тормозного излучения быстрых электронов, не учитываемого в модели.

Начаты исследования по диагностике потоков быстрых частиц в условиях мощного пикосекундного облучения мишеней из дейтерированного полиэтилена и титана. Отложены технология изготовления мишеней и методики регистрации термоядерных нейтронов. Зафиксированы нейтронные выходы в пределах  $10^6\text{--}10^7$  за один импульс облучения мишени, что не противоречит результатам моделирования этого явления для условий экспериментов, проведенных на установке "Сокол-П".

Проведен цикл экспериментов по генерации лазерного рентгеновского излучения с длиной волны  $326 \text{ \AA}$  в плазме Не-подобных ионов титана. Реализована технология фокусировки импульса облучения плоской мишени в строчку. Длина строчки — до 1 см, ширина — 30–50 мкм. Экспериментально зарегистрирована зависимость интенсивности генерации от длины мишени. Достигнут режим насыщения генерации, получена надежная оценка эффективного коэффициента усиления по малому сигналу ( $\sim 30 \text{ см}^{-1}$ ); максимальная энергия лазерного рентгеновского излучения не превышает  $\sim 1 \text{ мкДж}$ .

## Список литературы

1. Lindl J *Phys. Plasmas* **2** 3933 (1995)
2. Andre M L, in *IFSA 99 — Inertial Fusion Sciences and Applications* (The Data Science Library, Vol. 2, Eds C Labaune, W J Hogan, K A Tanaka) (Amsterdam: Elsevier, 2000) p. 32
3. Kirillov G A et al. *Laser Part. Beams* **18** 219 (2000)
4. Perry M D et al. *Opt. Lett.* **24** 160 (1999)
5. Norreys P A, Krushelnick K M, Zepf M *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B13 (2004)
6. Tanaka K A et al. *Plasma Phys. Control. Fusion* **46** B41 (2004)
7. Гаджиева В и др. *Вопросы атомной науки и техники. Сер. Матем. мод. физ. проц.* (3) 25 (2000)
8. Карлыханов Н Г и др. *Письма в ЖЭТФ* **79** 30 (2004)
9. Wilson D C, Krauser W J, in *Laser Interaction with Matter: Proc. of the 23rd European Conf.* (Inst. of Phys. Conf. Ser., No. 140, Ed. S J Rose) (Bristol: IOP Publ., 1995) p. 459
10. Зуев А И *Журн. вычисл. матем. и матем. физ.* **32** 82 (1992); Барышева Н М и др. *Журн. вычисл. матем. и математ. физ.* **22** 401 (1982)
11. Шушлебин А Н и др., в сб. *Вычислительные технологии* Т. 4, № 13 (Новосибирск: Институт вычислительных технологий СО РАН, 1995) с. 336
12. Chizhkov M N et al. *Laser Part. Beams* **23** 261 (2005)
13. Amendt P et al. *Phys. Plasmas* **9** 2221 (2002)
14. Никифоров А Ф, Уваров В Б *ДАН СССР* **191** 47 (1970)
15. Никифоров А Ф, Новиков В Г, Уваров В Б *Квантово-статистические модели высокотемпературной плазмы: Методы расчета росселандовых пробегов и уравнений состояния* (М.: Физматлит, 2000)
16. Андрияш А В, Симоненко В А *Физ. плазмы* **14** 1201 (1988)
17. Stein J, Shalitin D, Ron A *Phys. Rev. A* **31** 446 (1985)
18. Cox A N, Stewart J N, Eilers D D *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **11** 1 (1965)
19. Carson T R, Mayers D F, Stibbs D W N *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **140** 483 (1968)
20. Dyall K G et al. *Comput. Phys. Commun.* **55** 425 (1989)
21. Parpia F A, Fischer C F, Grant I P *Comput. Phys. Commun.* **94** 249 (1996)
22. Loboda P A et al., in *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter: ECLIM, Rome, Italy, 6–10 September 2004*, p. 383; SPECTR-W<sup>3</sup>, <http://spectr-w3.snz.ru>
23. WIS List of Databases for Atomic and Plasma Physics, <http://plasma-gate.weizmann.ac.il/DBfAPP.html>
24. Loboda P A et al. *Laser Part. Beams* **18** 275 (2000)
25. Магунов А И и др. *Письма в ЖЭТФ* **74** 412 (2001)
26. Loboda P A et al. *J. Phys. A: Math. Gen.* **39** 4781 (2006)

27. Bar-Shalom A et al. *Phys. Rev. A* **40** 3183 (1989)
28. Bar-Shalom A, Oreg J, Goldstein W H *Phys. Rev. E* **51** 4882 (1995)
29. Cowan R D *The Theory of Atomic Structure and Spectra* (Berkeley: Univ. of California Press, 1981)
30. Springer P T et al. *Phys. Rev. Lett.* **69** 3735 (1992)
31. Dimitrov D A et al., in *Proc. XXVIII European Conf. on Laser Interaction with Matter: ECLIM, Rome, Italy, 6–10 September 2004*, p. 591
32. Wharton K B et al. *Phys. Rev. Lett.* **81** 822 (1998)
33. Потапов А В и др., в сб. *Тезисы 11-й Всеросс. конф. по диагностике высокотемпературной плазмы, Троицк, Моск. обл., 13–18 июня 2005 г.* (М.: РНЦ "Курчатовский институт", 2005)
34. Politov V Y, Lykov V A, Shinkarev M K *Proc. SPIE* **1928** 157 (1993)
35. Politov V Yu, Potapov A V, Antonova L V *Laser Part. Beams* **18** 291 (2000)
36. Андриаш А В и др. *Физ. плазмы* **32** 156 (2006)
37. Андриаш А В и др. "Изучение генерации нейтронов в  $T(D, N)^4\text{He}$  и  $D(D, N)^3\text{He}$  реакциях на 10 ТВт пикосекундной лазерной установке СОКОЛ-П", в сб. *VIII Забабахинские научные чтения, Снежинск, 2005*; <http://www.vniitf.ru/rig/konfer/8zst/plenar/plen.pdf>
38. Быченков В Ю, Тихончук В Т, Толоконников С В *ЖЭТФ* **115** 2080 (1999)
39. Андриаш А В и др. *Квантовая электрон.* **36** 511 (2006)

PACS numbers: 05.10.Ln, 05.70.Jk, 75.40.Cx

## Исследование критических явлений в спиновых решеточных системах методами Монте-Карло

А.К. Муртазаев

### 1. Введение

Современная теория фазовых переходов (ФП) и критических явлений (КЯ) в основном базируется на идеях, заложенных в гипотезе скейлинга, универсальности и в теории ренормализационной группы [1, 2].

До недавнего времени казалось, что теория статистических фазовых переходов и критических явлений в основном построена и практически прекратила свое развитие. Однако многие из результатов, полученных при исследовании фрустрированных систем, спиновых систем с вморооженным немагнитным беспорядком, а также магнитных сверхрешеток выходят далеко за рамки современной теории ФП и КЯ [2–4].

Исследование указанных систем традиционными теоретическими и экспериментальными методами, как правило, сталкивается с серьезными трудностями при попытке вычислить критические параметры, определить особенности, характер и механизмы критического поведения таких систем. Это привело к тому, что ФП и КЯ в таких системах интенсивно изучаются методами Монте-Карло (МК) [3–5].

В данном докладе рассматривается критическое поведение трехмерной модели Изинга с вморооженным немагнитным беспорядком на кубической решетке и модели, предложенной для описания реальной железо-ванадиевой сверхрешетки  $[Fe_2/V_{13}]_L$ .

Интерес к исследованию критического поведения моделей таких систем обусловлен целым рядом причин. Вопрос влияния вморооженного немагнитного беспорядка на критические свойства спиновых решеточных

систем вызвал серьезную дискуссию [2–4, 6–8]. В рамках перенормированной теории возмущений был разработан критерий Харриса, который позволяет на качественном уровне предсказать, в каких случаях примеси существенно влияют на критическое поведение, а в каких нет [9]. Согласно этому критерию немагнитный беспорядок влияет на критическое поведение только в тех случаях, когда критический индекс теплоемкости положителен,  $\alpha > 0$ . Данному критерию удовлетворяют только системы, эффективный гамильтониан которых вблизи критической точки изоморфен модели Изинга.

Изменение критических показателей трехмерной модели Изинга с немагнитными примесями хорошо установлено теоретически, численно и экспериментально [2–4, 7]. Однако до сих пор невыясненным остается вопрос: являются ли новые критические индексы данной модели универсальными, т.е. не зависящими от концентрации примесей вплоть до порога переколяции, или существует линия фиксированных точек, определяющая непрерывное изменение критических индексов с изменением концентрации? Кроме того, есть основания предполагать наличие зависимости критических параметров от способа реализации беспорядка в исследуемой модели [6].

Что касается критических свойств магнитных сверхрешеток, то на данный момент ситуация является не менее интересной и запутанной, поскольку экспериментальные результаты противоречивы [10, 11]. Значения некоторых критических индексов соответствуют двумерным системам, другие критические индексы характеризуют системы как трехмерные. То, что в сверхрешетках Fe/V наблюдаются критические индексы, соответствующие трехмерным системам, свидетельствует о важности межслойного взаимодействия для описания критического поведения. При помещении сверхрешеток в атмосферу водорода происходит проникновение водорода в подрешетку ванадия и изменяется толщина ванадиевой прослойки, вследствие чего удается непрерывно изменять характер этого взаимодействия от антиферромагнитного до ферромагнитного. Количество адсорбированного водорода зависит от давления, следовательно, при некотором значении внешнего давления водорода межслойное взаимодействие может быть сведено к нулю. В результате чего в этих системах может наблюдаться переход от трехмерного магнетизма к двумерному и обратно. Так как критические индексы являются высокочувствительными параметрами, их расчет с достаточно высокой точностью позволит определить классы универсальности критического поведения этих систем, а также особенности и условия перехода (кроссовер) от трехмерного магнетизма к двумерному.

### 2. Модель Изинга с вморооженным беспорядком и методика исследования

#### 2.1. Модель Изинга с вморооженным беспорядком

Модель Изинга с вморооженным беспорядком представлена на рис. 1. В рассматриваемой нами модели примеси распределены каноническим способом. Тогда:

1) в узлах кубической решетки расположены спины  $S_i$ , принимающие значения  $S_i = \pm 1$ , и немагнитные примеси

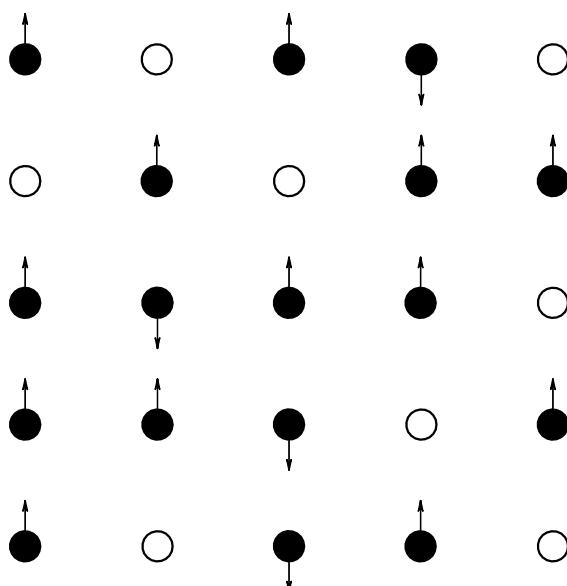


Рис. 1. Слаборазбавленная модель Изинга с замороженными немагнитными примесями.

(вакансии). Немагнитные примеси распределены случайно и фиксированы;

2) энергия связи между двумя узлами равна нулю, если хотя бы в одном узле находится немагнитный атом, и равна  $|J|$ , если оба узла заняты магнитными атомами.

Микроскопический гамильтониан такой системы может быть представлен в виде

$$H = -\frac{J}{2} \sum_{i,j} \rho_i S_i \rho_j S_j, \quad (1)$$

где

$$\rho_i = \begin{cases} 1, & \text{если в узле расположен спин,} \\ 0, & \text{если в узле расположена} \\ & \text{немагнитная примесь.} \end{cases}$$

Концентрация магнитных спинов  $p$  определяется суммированием абсолютного значения спина по всем узлам решетки:

$$p = \frac{1}{L^3} \sum_{i=1}^{L^3} \rho_i |S_i|. \quad (2)$$

Значение  $p = 1$  соответствует чистой модели Изинга, а  $p = 0$  — пустой, чисто примесной решетке.

## 2.2. Методика исследования

Кластерные алгоритмы метода Монте-Карло оказались весьма мощными, надежными и высокоеффективными инструментами исследования критических явлений в различных системах и моделях [12] (см. также ссылки в [4, 5, 8]). Из всех вариантов кластерных алгоритмов МК наиболее эффективным на сегодня является алгоритм Вольфа. Нами этот алгоритм использовался в следующем виде.

1. Случайным образом выбирается узел на решетке. Если в этом узле окажется немагнитная примесь, то опять случайным образом выбирается узел. Такая процедура продолжается до тех пор, пока не будет выбран узел с магнитным спином  $S_i$ .

2. Рассматриваются все ближайшие соседи  $S_j$  данного спина  $S_i$ . Если соседний узел занят магнитным спином, то с вероятностью  $p = 1 - \exp(-2K)$ , где  $K = J/k_B T$ ,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $T$  — температура, устанавливается связь между  $S_j$  и  $S_i$ ; если  $S_j$  и  $S_i$  имеют одинаковые значения при  $J > 0$ . Затем осуществляется просмотр ближайших соседей последнего спина, с которым была установлена связь. Этот процесс продолжается до тех пор, пока не будут достигнуты границы системы.

3. Все спины, между которыми установлена связь, образуют "кластер".

4. Полученный кластер переворачивается с вероятностью равной единице.

Расчеты проводились для систем с периодическими граничными условиями (ПГУ) при значениях концентрации спинов  $p = 1,0; 0,95; 0,9; 0,8; 0,7; 0,65; 0,60$ . Исследовались системы с линейными размерами  $L \times L \times L = N$ ,  $L = 20-60$ . Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины были упорядочены вдоль оси  $z$ . Для вывода систем в состояние термодинамического равновесия отсекались неравновесные участки длиной до  $6 \times 10^6$  шагов метода Монте-Карло на спин (здесь один МК-шаг на спин — это один переворот кластера) и проводилось усреднение по 50–80 различным начальным конфигурациям примесей.

Следует учесть, что с уменьшением концентрации магнитных узлов одновременно растут флуктуации в распределении примесей по решетке, а это, в свою очередь, требует увеличения числа примесных конфигураций с различной реализацией беспорядка для усреднения различных термодинамических параметров. Заметим, что моделирование решеток большого размера требует существенного увеличения объема вычислений для каждой примесной конфигурации.

## 2.3. Результаты

Для наблюдения за температурным ходом теплоемкости и восприимчивости нами использовались флуктуационные соотношения (см. ссылки в [4, 5])

$$C = (NK^2)(\langle U^2 \rangle - \langle U \rangle^2), \quad (3)$$

$$\chi = (NK)(\langle m^2 \rangle - \langle m \rangle^2), \quad (4)$$

где  $K = J/k_B T$ ,  $N = pL^3$  — число магнитных узлов,  $U$  — внутренняя энергия,  $m$  — намагниченность системы, угловые скобки обозначают усреднение по ансамблю. Для определения критической температуры использовался метод кумулянтов Биндера  $U_L$  четвертого порядка [4–7]:

$$U_L(T, P) = 1 - \frac{\langle m^4(T, p; L) \rangle}{3 \langle m^2(T, p; L) \rangle^2}, \quad (5)$$

здесь  $m$  — намагниченность системы с линейным размером  $L$ . В этом методе критическая температура  $T_c$  определяется как точка пересечения температурных зависимостей кумулянтов  $U_L$ , построенных для систем с разными линейными размерами  $L$ .

На рисунке 2 представлены характерные зависимости теплоемкости  $C$  от температуры для систем с различными концентрациями спинов. Отметим, что с возрастанием концентрации немагнитных примесей  $c = 1 - p$  максимумы и теплоемкости, и восприимчивости (в аналогичных зависимостях) смещаются в сторону более

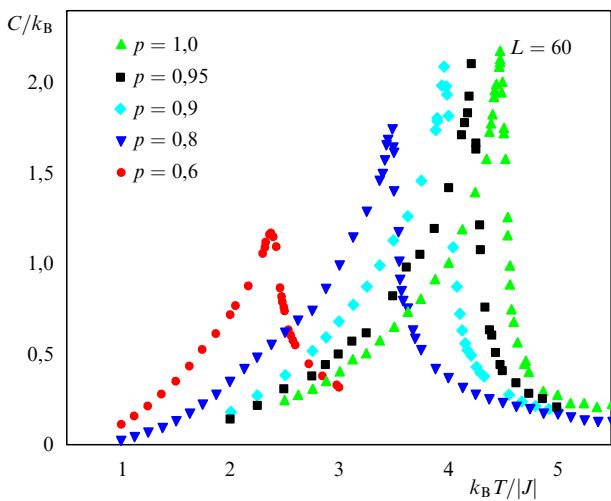


Рис. 2. Температурная зависимость теплоемкости для трехмерной модели Изинга с немагнитными примесями ( $L = 60$ ).

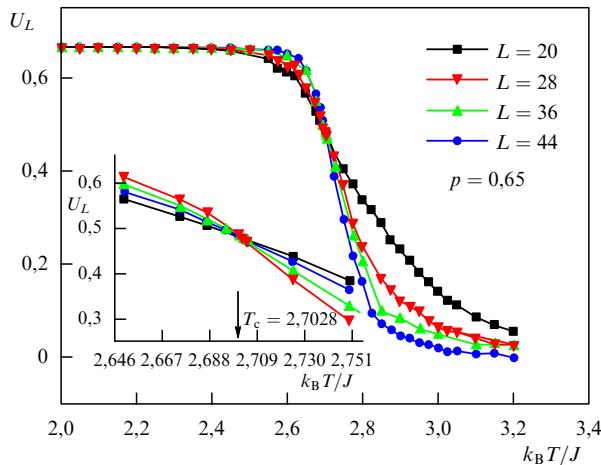


Рис. 3. Зависимость усредненных по примесным конфигурациям кумулянтов Биндера  $U_L$  от температуры для системы с  $p = 0,65$ .

низких температур. При этом максимальное значение теплоемкости уменьшается, а восприимчивости увеличивается. Рисунок 3 демонстрирует характерную зависимость усредненных кумулянтов Биндера  $U_L(T, p)$  от температуры для систем с разными линейными размерами при концентрации спинов  $p = 0,65$ . Точка пересечения кривых соответствует критической температуре.

Для определения критических индексов теплоемкости  $\alpha$ , восприимчивости  $\gamma$ , намагниченности  $\beta$  и радиуса корреляции  $v$  использовалась теория конечно-размерного скейлинга. Согласно этой теории для достаточно больших систем с ПГУ основные термодинамические функции — свободная энергия  $F$ , теплоемкость  $C$ , восприимчивость  $\chi$  и намагниченность  $m$  — вблизи  $T_c$  масштабируются следующим образом [13]:

$$F(T, L) \sim L^{-d} F_0(tL^{1/v}), \quad (6)$$

$$C(T, L) \sim L^{\alpha/v} C_0(tL^{1/v}), \quad (7)$$

$$\chi(T, L) \sim L^{\gamma/v} \chi_0(tL^{1/v}), \quad (8)$$

$$m(T, L) \sim L^{-\beta/v} m_0(tL^{1/v}), \quad (9)$$

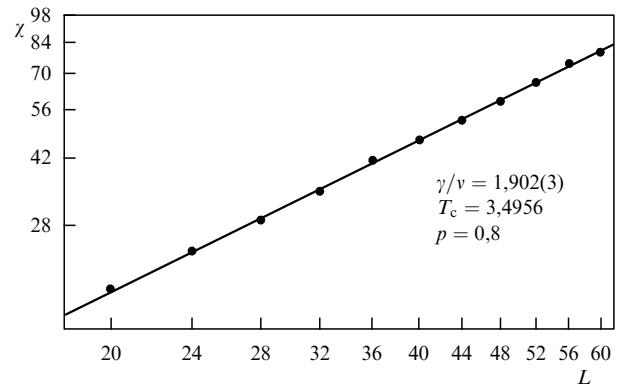


Рис. 4. Двойная логарифмическая зависимость восприимчивости  $\chi$  от линейных размеров  $L$  для системы с  $p = 0,8$ .

где  $t = |T - T_c|/T_c$ ,  $T_c = T_c(L = \infty)$ ;  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ ,  $v$  — статистические критические индексы, связанные соотношением гиперскейлинга  $2 - \alpha = dv = 2\beta + \gamma$  [1].

Кроме того, на основе теории конечно-размерного скейлинга можно определить критический индекс радиуса корреляции  $v$ . Для этого используются соотношения

$$V_n = L^{1/v} g_{V_n}, \quad (10)$$

где  $g_{V_n}$  — некоторая постоянная, а в качестве  $V_n$  могут выступать

$$V_n = \frac{\langle m^n U \rangle}{\langle m^n \rangle} - \langle U \rangle, \quad n = 1, 2, 3, 4. \quad (11)$$

Из соотношений (8), (9) следует, что при  $T = T_c$  восприимчивость и намагниченность удовлетворяют следующим соотношениям:

$$\chi \sim L^{\gamma/v}, \quad (12)$$

$$m \sim L^{-\beta/v}. \quad (13)$$

Эти соотношения использовались нами для определения величин  $\gamma$  и  $\beta$ . Для аппроксимации температурной зависимости теплоемкости от  $L$  на практике, как правило, применяются другие выражения, например [4, 5]

$$C_{\max}(L) = C_{\max}(L = \infty) - AL^{\alpha/v}, \quad (14)$$

где  $A$  — некоторый коэффициент.

Для расчета критических индексов  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  и  $v$  строились зависимости  $C$ ,  $m$ ,  $\chi$  и  $V_n$  от  $L$ . Анализ данных, проведенный с помощью нелинейного метода наименьших квадратов, позволил определить значения  $\alpha/v$ ,  $\beta/v$ ,  $\gamma/v$ ,  $1/v$ . Затем с использованием значений  $v$ , полученных в рамках данного исследования, определялись индексы  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$ .

На рисунке 4 в двойном логарифмическом масштабе представлена характерная зависимость восприимчивости от линейных размеров решетки  $L$  для концентрации спинов  $p = 0,8$ . Обратим внимание на то, что данные, полученные для восприимчивости, не отклоняются от прямой даже при малых значениях  $L$ . Очевидно, что использованные нами для усреднения количество примесных конфигураций и размеры  $L \geq 20$  изучаемых

**Таблица 1.** Критические индексы трехмерной модели Изинга с вмороженными немагнитными примесями, определенные на основе теории конечно-размерного скейлинга

$p$	$k_B T_c /  J $	$\nu$	$\alpha$	$\gamma$	$\beta$
1,0	4,5106(6)	0,624(2)	0,108(2)	1,236(2)	0,322(2)
0,95	4,2591(4)	0,646(2)	-0,010(2)	1,262(2)	0,306(3)
0,9	4,0079(8)	0,664(3)	-0,014(3)	1,285(3)	0,308(3)
0,8	3,4956(6)	0,683(4)	-0,016(3)	1,299(3)	0,310(3)
0,7	2,9682(8)	0,716(6)	-0,087(6)	1,431(6)	0,341(6)
0,65	2,7028(9)	0,708(8)	-0,091(8)	1,426(8)	0,343(8)
0,6	2,4173(9)	0,725(9)	-0,093(9)	1,446(9)	0,349(9)

систем позволяют достичь асимптотического критического режима. Соблюдение этих условий обеспечивалось и для всех других изученных систем. Очень важным моментом является и то, что нами индекс  $\nu$  вычислялся непосредственно из результатов численного эксперимента в рамках данного исследования, тогда как во многих других работах этот индекс определялся из различных скейлинговых соотношений.

Значения критических индексов для различных значений  $p$ , полученные при соответствующем  $\nu(p)$ , представлены в табл. 1. Из этих данных видно, что в рассмотренном интервале концентраций  $p$  критические индексы отличаются от соответствующих значений, характерных для чистой системы. Незначительную концентрационную зависимость критических индексов для слаборазбавленной системы ( $p \geq 0,8$ ), по-видимому, можно объяснить наличием кроссовера при переходе от чистой системы к разбавленной.

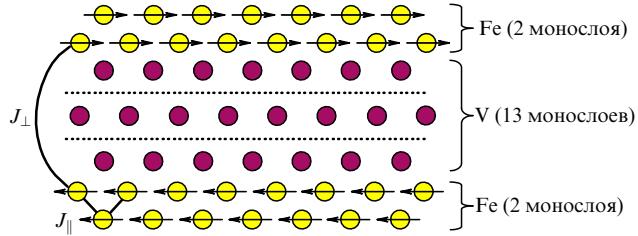
При сильном разбавлении ( $p < 0,7$ ) наблюдается значительное увеличение абсолютных значений соответствующих индексов. Такое поведение критических индексов может быть обусловлено наличием иной случайной неподвижной точки. Очевидно, что если такая точка существует, то она будет характеризоваться новым набором критических индексов. В качестве экспериментального подтверждения такого характера критического поведения можно рассматривать результаты работы [14]. Критические индексы, полученные в этой работе, для разбавленных магнетиков  $\text{Fe}_p\text{Zn}_{1-p}\text{F}_2$  с  $p = 0,6$  и  $p = 0,5$  практически совпадают с критическими индексами, определенными нами при  $p = 0,6$ .

Наблюдаемый характер критического поведения при сильном разбавлении ( $p < 0,7$ ) в рамках данного исследования хорошо согласуется с предположениями о влиянии иной "переколяционной" неподвижной точки [15, 16]. Отметим также, что значения критических индексов, найденных нами, при  $p = 1,0$  прекрасно согласуются со значениями, принятыми на сегодня в качестве эталонных [3–5].

### 3. Модель сверхрешетки $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$ и методика исследования

#### 3.1. Модель сверхрешетки $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$

Сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$  наиболее интересны с точки зрения изучения как их критических свойств, так и возможного пространственного кроссовера от трехмерного магнетизма к двумерному. Отметим, что в этих сверхрешетках с толщиной слоя железа в два монослоя, каждый атом железа имеет четырех ближайших соседей



**Рис. 5.** Схематическое изображение железо-ванадиевой сверхрешетки  $[\text{Fe}_2/\text{V}_{13}]_L$ .

из прилегающего слоя железа. Слои железа сдвинуты относительно друг друга на половину постоянной решетки по направлениям  $x$  и  $y$ . Взаимодействие между ближайшими соседями носит ферромагнитный характер и определяется параметром внутрислойного обмена  $J_{\parallel}$ . Существует также взаимодействие между атомами слоев железа через слои ванадия с параметром  $J_{\perp}$  (межслойное взаимодействие). Его величина и знак могут изменяться в зависимости от расстояния между слоями железа, т.е. в зависимости от давления в атмосфере водорода [10, 11]. Магнитные моменты атомов железа упорядочены в плоскости  $xy$ . Схематически железо-ванадиевая сверхрешетка изображена на рис. 5. Гамильтониан такой системы может быть представлен в виде модифицированной трехмерной  $xy$ -модели:

$$H = -\frac{1}{2} \sum_{i,j} J_{\parallel}(S_i^x S_j^x + S_i^y S_j^y) - \frac{1}{2} \sum_{i,k} J_{\perp}(S_i^x S_k^x + S_i^y S_k^y), \quad (15)$$

где первая сумма учитывает обменное взаимодействие каждого магнитного атома с ближайшими соседями внутри слоя, а вторая — с одним атомом соседнего слоя через немагнитную ванадиевую прослойку,  $S_i^x$  и  $S_i^y$  — проекции спина на оси  $x$  и  $y$ . Соотношение между внутрислойным обменом  $J_{\parallel}$  и межслойным обменом  $J_{\perp}$  изменяется в зависимости от расстояния между слоями железа, которое, в свою очередь, зависит от количества адсорбированного в слоях ванадия водорода. В нашей модели  $r = J_{\perp}/J_{\parallel}$  является задаваемым параметром и может изменяться от  $r = -1,0$  до  $r = 1,0$ .

#### 3.2. Методика исследования

Расчеты проводились с использованием однокластерного алгоритма Вольфа (метод МК), описанного в разделе 2.2. Моделировались системы с периодическими граничными условиями и линейными размерами  $L \times L \times L = N$ , где  $L = 8–40$  — число магнитных слоев Fe. Для приведения системы в состояние термодинамического равновесия отсекался неравновесный участок марковской цепи длиной до  $3 \times 10^4$  МК-шагов на один спин. Усреднение термодинамических величин проводилось вдоль марковской цепи длиной до  $1,2 \times 10^6$  МК-шагов на один спин. Начальные конфигурации задавались таким образом, чтобы все спины были упорядочены вдоль оси  $x$ .

#### 3.3. Результаты

При расчете термодинамических параметров и критических индексов применялись соотношения и подход, описанные в разделе 2.3.

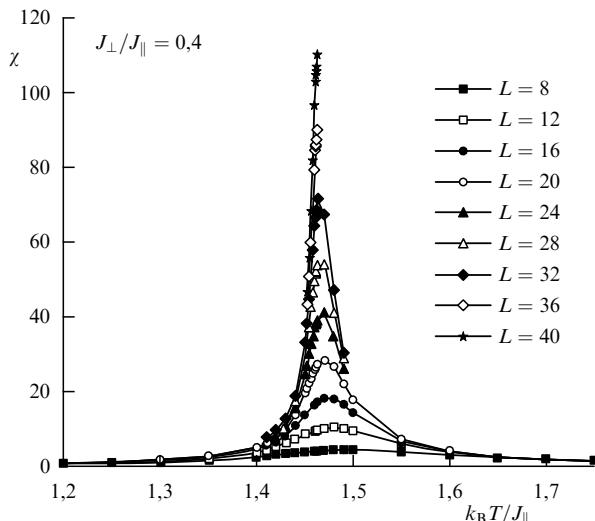


Рис. 6. Температурная зависимость восприимчивости для модели магнитной сверхрешетки  $[Fe_2/V_{13}]_L$  при  $r = J_\perp/J_\parallel = 0,4$ .

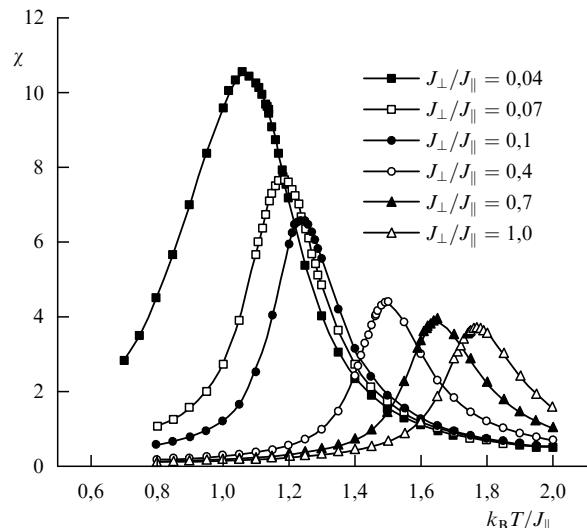


Рис. 7. Зависимость восприимчивости от температуры при различных значениях  $r = J_\perp/J_\parallel$ .

Таблица 2. Значения критических индексов для модели магнитной сверхрешетки  $Fe_2/V_{13}$

$J_\perp/J_\parallel$	$k_B T_c/J_\parallel$	$\nu_{av}$	$\alpha$	$\beta$	$\gamma$	$\alpha + 2\beta + \gamma$
1,0	1,7463(3)	0,6706(3)	-0,0184(3)	0,3417(3)	1,3398(3)	2,0048
0,7	1,6197	0,6696	-0,0099	0,3392	1,3284	1,9969
0,4	1,4616	0,6689	-0,0068	0,3380	1,3289	1,9981
0,1	1,2219	0,6617	0,0187	0,3284	1,3231	1,9986
0,07	1,1832	0,6618	0,0288	0,3267	1,3243	2,0065
0,04	1,1346	0,6548	0,0635	0,3166	1,3172	2,0139
0,01	1,0559	0,6012	0,1621	0,2878	1,2298	1,9675

Для наблюдения за особенностями поведения теплоемкости и восприимчивости использовались соотношения (3) и (4). Характерная температурная зависимость восприимчивости  $\chi$  для систем с различными размерами при фиксированном отношении межслойного и внутрислойного обмена  $r = 0,4$  представлена на рис. 6. Отметим, что при возрастании линейных размеров системы максимум восприимчивости  $\chi_{max}(L)$  увеличивается и смещается в сторону более низких температур. Аналогичные зависимости наблюдаются и для теплоемкости, но при этом максимумы  $C_{max}(L)$  смещаются в сторону более высоких температур. Для определения  $T_c$  использовался метод кумулянтов Биндерса. Кумулянты Биндерса четвертого порядка  $U_L$  рассчитывались по формуле (5), строились зависимости  $U_L$  от температуры при разных значениях  $L$ , аналогичные приведенным на рис. 3. Значения критических температур, полученные для разных значений  $r$ , показывают, что с уменьшением  $r$  критическая температура также уменьшается. Эти данные согласуются с результатами лабораторных исследований [17]. На рисунке 7 представлены характерные зависимости восприимчивости от температуры при различных значениях внутрислойного и межслойного обмена  $r$ . Аналогичные зависимости получены и для теплоемкости. При уменьшении  $r$  максимумы теплоемкости и восприимчивости смещаются в сторону более низких температур. При этом пик теплоемкости снижается, а восприимчивости возрастает.

Для расчета критических индексов теплоемкости  $\alpha$ , восприимчивости  $\gamma$ , намагниченности  $\beta$  и радиуса корреляции использовалась методика и соотношения, описан-

ные в разделе 2.3. В таблице 2 представлены значения всех критических параметров, рассчитанные при различных значениях  $r$ . Отметим, что при  $r = 1,0$  рассматриваемая нами модель соответствует классической ху-модели. Критические индексы, определенные нами для этого случая, с высокой точностью совпадают с наилучшими значениями, определенными для ху-модели другими методами [1, 5].

Уменьшение параметра  $r$  приводит к плавному изменению значений критических индексов. При этом до определенного порога выполняются известные скейлинговые соотношения между критическими индексами (например соотношение Рашбрука) [1]. Однако при  $r = 0,01$  происходит достаточно существенное изменение значений критических индексов, которое одновременно сопровождается нарушением скейлинговых соотношений. Это позволяет предположить, что значение  $r = 0,01$  является границей перехода от трехмерного магнетизма к двумерному. Отметим, что в температурных зависимостях некоторых термодинамических параметров при  $r = 0,01$  также наблюдаются характерные отклонения, отсутствующие при больших значениях  $r$ . Следовательно, значение  $r = 0,01$  может быть принято в качестве порогового, и при  $r < 0,01$  систему можно считать квазидвумерной.

#### 4. Заключение

В данном докладе рассмотрены исследования критических свойств, проведенные с соблюдением единой методики, трехмерной разбавленной модели Изинга с

немагнитными примесями (примеси распределены каноническим способом) и модифицированной  $\chi$ -модели, призванной описать особенности железо-ванадиевых сверхрешеток ( $Fe/V$ ).

1. Наши данные свидетельствуют о том, что модель Изинга с немагнитными примесями при малых концентрациях примесей ( $p \geq 0,8$ ) образует новый класс универсальности, отличный от соответствующего для чистой модели Изинга ( $p = 1,0$ ).

2. Сильноразбавленные системы ( $p \leq 0,7$ ) характеризуются другим набором критических индексов и образуют свой класс универсальности.

В таком случае существуют и две кроссоверные области:

1) область между чистой ( $p = 1,0$ ) и слаборазбавленными системами ( $p \geq 0,8$ );

2) область между слаборазбавленными ( $p \approx 0,8$ ) и сильноразбавленными системами ( $p \leq 0,7$ ).

Возможно, противоречивый характер и несогласованность большинства результатов исследований этой модели объясняются наличием кроссовера и растянутостью таких кроссоверных областей.

Данные, полученные на основе исследования модифицированной  $\chi$ -модели, позволяют определить особенности и условия перехода поведения магнитной сверхрешетки от трехмерного к квазидвумерному. Критические индексы обнаруживают зависимость от отношения величины внутристойского и межслойного обменного взаимодействия. В то же время значения критических индексов удовлетворяют скейлинговым соотношениям при значениях  $r$  вплоть до пороговой величины  $r = 0,01$ .

Автор признателен И.К. Камилову, К.Ш. Хизриеву, А.Б. Бабаеву, В.М. Уздину, Ю.Б. Кудасову за интерес к работе, постоянную помощь и полезные обсуждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-16487) и Фонда содействия отечественной науке.

## Список литературы

- Паташинский А З, Покровский В Л *Флуктуационная теория фазовых переходов* 2-е изд. (М.: Наука, 1982)
- Доценко В С *УФН* **165** 481 (1995)
- Фольк Р, Головач Ю, Яворский Т *УФН* **173** 175 (2003)
- Муртазаев А К, Камилов И К, Бабаев А Б *ЖЭТФ* **126** 1377 (2004)
- Камилов И К, Муртазаев А К, Алиев Х К *УФН* **169** 773 (1999)
- Wiseman S, Domany E *Phys. Rev. E* **58** 2938 (1998)
- Ballesteros H G et al. *Phys. Rev. B* **58** 2740 (1998)
- Васильев О А, Щур Л Н *ЖЭТФ* **117** 1110 (2000)
- Harris A B J. *Phys. C: Solid State Phys.* **7** 1671 (1974)
- Rüdt C et al. *Phys. Rev. B* **65** 220404 (2002)
- Pärnaste M et al. *Phys. Rev. B* **71** 104426 (2005)
- Wolff U *Phys. Rev. Lett.* **62** 361 (1989)
- Fisher M E, Barber M N *Phys. Rev. Lett.* **28** 1516 (1972)
- Birgeneau R J et al. *Phys. Rev. B* **27** 6747 (1983)
- Прудников В В, Вакилов А Н *ЖЭТФ* **103** 962 (1993)
- Heuer H-O J. *Phys. A: Math. Gen.* **26** L333 (1993)
- Leiner V et al. *Phys. Rev. Lett.* **91** 37202 (2003)

PACS numbers: 78.70.Gq, 84.40.Fe, 84.47.+w

## Релятивистские многоволновые генераторы и их возможные применения

В.А. Черепенин

Настоящий доклад посвящен краткому обзору достижений в быстро развивающейся научной области — релятивистской высокочастотной электронике. Под релятивистской высокочастотной электроникой в настоящее время понимают ту часть вакуумной электроники, которая использует электронные пучки с энергией 0,2–100 МэВ и токами до  $10^4$  А. Мощность созданных сверхвысокочастотных (СВЧ) генераторов достигает  $10^9$ – $10^{10}$  Вт при длительности импульса  $10^{-9}$ – $10^{-7}$  с. Длины волн, освоенные в этой области, лежат в интервале от нескольких десятков сантиметров до значений видимого диапазона, т.е. перекрывают шесть порядков. Разумеется, семейство приборов, используемых в этих диапазонах, весьма разнообразно, однако оказывается, что многие из них хорошо известны в традиционной электронике СВЧ. В этом смысле представляет интерес развитие новых идей вакуумной электроники, направленных на повышение мощности генерируемого или усиливаемого сигнала и на переход в новые диапазоны длин волн. Этому аспекту релятивистской высокочастотной электроники и посвящен настоящий доклад. Отметим, что имеются прекрасные обзоры, посвященные релятивистской высокочастотной электронике и ее применению (см., например, [1]). Здесь мы попытаемся обратить внимание на те моменты развития этой области, которые по ряду причин не были подробно рассмотрены в упомянутых, а также других обзорах.

Первые вакуумные приборы — сеточные электронные лампы — появились еще в начале XX в. и, претерпев ряд модификаций, применяются до сих пор. Наиболее коротковолновые из них могут работать в дециметровом диапазоне длин волн. Мощность таких приборов может быть значительной, а некоторые другие их характеристики, например радиационная стойкость, позволяют надеяться на их применение несмотря на бурное развитие полупроводниковых приборов и в дальнейшем, по крайней мере в специальных приложениях. Физические принципы работы сеточных электронных ламп хорошо известны еще по школьным учебникам и не нуждаются в анализе. Отметим лишь сравнительно недавние идеи их использования для получения мощного излучения посредством включения множества таких приборов в линию передач. Вообще говоря, методы создания мощного прибора из многих меньшей мощности интенсивно разрабатываются и иногда с успехом. Последнее замечание относится, разумеется, к приборам любого типа.

В 1920–1940-е годы появились СВЧ-приборы нового типа, в которых принципиальное значение стали иметь "собственные" свойства электронного пучка: время проleta электронов через область взаимодействия, группировка электронов, пространственный заряд и т.д. Для их описания и конструирования было достаточно электродинамических представлений квазистационарной теории, таких, например, как теорема о наведенном токе, связанные линии передач и др. Именно в то время были изобретены и созданы вакуумные приборы, широко применяющиеся и сейчас. Достаточно назвать кли-

строны, лампы бегущей волны (ЛБВ), лампы обратной волны (ЛОВ), магнетроны.

Первоначально работы в области микроволновой электроники, как правило, не связывались с собственным излучением заряженных частиц (обычно электронов), которое в прикладном аспекте изучалось в основном применительно к измерениям характеристик высокоэнергетических частиц (черенковские счетчики, ускорители и т.д.). Однако уже в конце 1940-х годов появились идеи получения коротковолнового электромагнитного излучения с помощью релятивистских электронов за счет доплеровского преобразования частоты [2]. Величины токов пучков, полученных в то время, а следовательно, и концентрация рабочего вещества активной среды были невелики, поэтому для увеличения интенсивности излучения предлагалось осуществлять предварительную группировку электронов. Таким образом, спонтанное излучение сгустков электронов могло бы стать частично когерентным, если бы удалось обеспечить достаточно высокую концентрацию электронов в масштабах, много меньших рабочей длины волны. К сожалению, технические трудности на таком пути велики даже сейчас. Появление же в 1950-х годах мазеров и лазеров, использующих в качестве активного вещества возбужденные атомы или молекулы, в какой-то мере затормозило развитие высокочастотной релятивистской электроники, поскольку проблема получения когерентного коротковолнового излучения была решена. Современная полупроводниковая электроника успешно освоила также микроволновый и даже световой диапазоны длин волн. Тем не менее приборы с электронным пучком остались доминирующими в тех приложениях, где требуются большие мощности. Так, например, в радиолокации при мощностях генерации единичного прибора выше 1 кВт полупроводниковые приборы практически не применяются. Стремление увеличить мощности электронных приборов естественно привело к идеям релятивистской электроники, причем на новом этапе ее развития оказалось возможным формировать электронные пучки с токами, на много порядков превышающими ток пучков, использовавшихся в 1950-х годах. С помощью сильноточных электронных ускорителей прямого действия сейчас можно достаточно просто получать пригодные для генерации пучки с энергией электронов 0,1–2 МэВ и током 1–30 кА. Длительность импульса напряжения (а следовательно, и энергия пучка) может существенно изменяться в зависимости от типа ускорителя, составляя величины от нескольких сотен пикосекунд до нескольких микросекунд [3, 4]. Отметим, что потенциальные возможности сильноточных ускорителей по увеличению мощности весьма велики и реализованы современной релятивистской высокочастотной электроникой лишь в малой степени. Так, мощность сильноточных ускорителей доходит до  $10^{13}$  Вт, тогда как мощность микроволновых генераторов не превышает  $10^{10}$  Вт. Таким образом, релятивистская высокочастотная электроника — это прежде всего электроника больших (часто говорят сверхбольших) мощностей.

Другой особенностью релятивистской электроники является то, что в ней могут использоваться одни и те же принципы генерации как микроволн, так и существенно более коротковолновых электромагнитных колебаний, например световых. Так, предложенный еще в 1960-х годах СВЧ-прибор с криволинейным пучком,

формируемым периодически неоднородным магнитным полем, — убитрон — по принципу действия является прообразом современных лазеров на свободных электронах (ЛСЭ).

Необходимость генерации коротковолнового электромагнитного излучения с большой мощностью способствует развитию исследований релятивистских устройств с пространственно развитыми электродинамическими структурами. В нерелятивистской электронике пространственно развитые в направлении, поперечном поступательному движению электронов, приборы (например орotron) скорее исключение, чем правило. Так, в оротроне высокодобротный квазиоптический резонатор обеспечивает лишь хорошую частотную стабильность генератора. Напротив, в исторически первом приборе релятивистской электроники с использованием принципиально релятивистских свойств электронного пучка — мазере на циклотронном резонансе (МЦР) (или его наиболее удачной модификации — гиротроне [5]) — увеличение поперечных размеров электродинамической структуры связано прежде всего с увеличением выходной мощности прибора.

Обычно при создании генератора или усилителя стремятся селектировать рабочую моду в "холодной" электродинамической структуре (без электронов), для того чтобы пучок, взаимодействуя с ней, генерировал когерентные одночастотные колебания [6]. При этом полагается, что электронный пучок слабо влияет на пространственную структуру электромагнитного поля. Конечно, полностью исключить такое влияние невозможно. В генераторах необходимо учитывать электронное смещение частоты, в усилителях электронная нагрузка может вообще привести к изменению характера взаимодействия, в особенности в черенковских приборах, работающих вблизи границы полосы прозрачности электродинамической структуры. Однако все эти эффекты принимаются во внимание при конструировании одномодовых (одноволновых) приборов лишь как поправки к основному режиму: усиленное поле в устройстве по пространственной структуре и частоте обычно почти не отличается от сигнала, подающегося на вход. В одномодовом генераторе так же, как и в усилителе, мода определяется прежде всего электродинамической структурой. Одномодовые приборы являются традиционными устройствами как нерелятивистской, так и релятивистской электроники.

При переходе к релятивистским скоростям электронов свойства электронного потока как активной среды изменяются. Специфика релятивистской электроники в одномодовых приборах проявляется лишь в увеличении оптимальной длины области взаимодействия  $L \approx \lambda\gamma^2$  ( $\lambda$  — длина волны,  $\gamma = 1/\sqrt{1 - \beta^2}$ ,  $\beta = v/c$ ,  $v$  — скорость частицы) и уменьшении оптимальной амплитуды  $\alpha \approx 1/\gamma$  ( $\alpha = eE/(mc\omega)$ ,  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ) высокочастотного поля  $E$  с увеличением энергии частиц  $e = mc^2$  [7]. Физический смысл такого изменения связан с увеличением так называемой продольной массы электрона. Однако для релятивистских электронов существенно меняется характер не только их движения, но и излучения. Это обстоятельство может быть использовано в многоволновых релятивистских источниках когерентного излучения.

При многоволновом взаимодействии, в отличие от одномодового (одноволнового), электронный пучок на фиксированной частоте взаимодействует сразу с не-

сколькими или многими модами электродинамической структуры. Спектр взаимодействующих мод может быть и непрерывным. Такой случай типичен для открытых электродинамических систем и свободного пространства. На выходе многоволнового прибора получается когерентная сумма взаимодействующих с электронным пучком мод. Частота излучения одна, как и в однодомовых приборах, поэтому такая смесь мод может быть эффективно преобразована в волновой пучок любой структуры, например в гауссов. Приведем некоторые элементарные соображения, поясняющие механизм действия многоволновых приборов.

В электронике СВЧ взаимодействие электронного потока с электромагнитным полем связано с различными физическими механизмами. Можно, однако, выделить некоторые общие признаки, характеризующие СВЧ-устройства. Это, прежде всего, конечная длина области взаимодействия. В простейшем случае длина прибора определяется расстоянием между катодом и коллектором. Другим важным свойством является использование в системе условий синхронизма (резонанса) электромагнитного поля с электронным потоком, которые можно записать в следующем виде:

$$\omega - \mathbf{k}v \approx n\Omega, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота поля,  $\mathbf{k}$  — волновой вектор,  $v$  — скорость электронов,  $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \Omega$  — характерная частота колебаний электронов, зависящая от механизма излучения. Например, при  $\Omega = \omega_H \equiv \omega_0/\gamma$ ,  $\omega_0 = eH_0/(mc)$  ( $\gamma$  — релятивистский фактор) реализуется магнитотормозное излучение; при  $\Omega = (2\pi/l)v_{||}$ , где  $v_{||}$  — скорость поступательного движения электронов,  $l$  — период электродинамической структуры, — дифракционное, при  $\Omega = (2\pi/l_H)v_{||}$ , где  $l_H$  — период неоднородного магнитного поля, — ондуляторное и т.д. Легко видеть, что условие (1) относится, строго говоря, только к взаимодействию электронного пучка с плоскими электромагнитными волнами, для которых можно ввести понятие волнового вектора  $\mathbf{k}$ . Тем не менее его можно применять и для неоднородных волн, у которых изофазная поверхность является плоской, например для волноводных мод, так как соотношение (1) имеет фазовый (кинематический) характер. Как уже отмечалось, обычно в электронике СВЧ стремятся фиксировать направление и величину волнового вектора  $\mathbf{k}$  посредством создания определенной электродинамической структуры. Пучок при этом взаимодействует с одной волной (модой). Такие системы естественно называть одноволновыми. К многоволновым мы будем относить устройства, в которых на фиксированной частоте электромагнитного поля электронный поток взаимодействует с несколькими распространяющимися однородными или неоднородными волнами. Одноволновому взаимодействию естественно поставить в соответствие понятие индуцированного излучения, так как согласно его определению квант индуцированного излучения не отличим по частоте и волновому вектору от падающего кванта. В многоволновых устройствах возможно излучение квантов с различными по направлению волновыми векторами, отличающимися от волнового вектора падающей волны (рис. 1). Поясним причины возникновения многоволновых задач на простейшем примере. Пусть на область взаимодействия

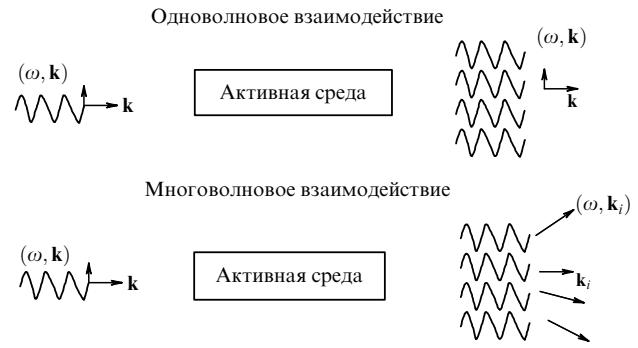


Рис. 1.

действия) падает плоская электромагнитная волна ( $\mathbf{k}$ ,  $\omega$ ), тогда ширина углового спектра волн, рассеянных на частоте  $\omega$ , определится из соотношения

$$\Delta k_i \Delta x_i \approx 1,$$

где  $\Delta k_i$ ,  $\Delta x_i$  — проекции волнового вектора и размеров области взаимодействия на оси декартовой системы координат.

Таким образом, уже только ограниченность области взаимодействия обеспечивает конечную ширину углового спектра взаимодействующих волн. При выполнении определенных условий возможно усиление как падающего, так и рассеянного поля и на выходе соответствующего устройства формируется распределение поля с диаграммой направленности, существенно отличающейся от диаграммы поля на входе. Механизм усиления зависит от конкретной реализации системы и может быть классифицирован либо в соответствии с видом пучковой неустойчивости, либо с помощью соотношения (1). Как правило, в процессе взаимодействия с электромагнитными волнами электронный поток разбивается на сгустки, имеющие характерные размеры, меньшие длины излучаемой волны  $\lambda$ . Расстояние между сгустками в направлении преимущественно поступательного движения пучка в большинстве случаев составляет величину  $\lambda_e = (2\pi/\omega)v_{||}$ , называемую электронной длиной волны. Излучение электронов становится когерентным и происходит на частоте  $\omega$ , а при достаточной группировке на гармониках  $n\omega$  ( $n = 1, 2, \dots$ ). Если на частотах гармоник не выполняется условие резонанса (1), то их излучение мало и физические процессы происходят только на частоте поля, подающегося на вход устройства. Электронный поток становится аналогичным антенне бегущей волны. Диаграмма направленности когерентного излучения электронов зависит при этом от формы пучка, времени (длины) существования сгустков и свойств излучения отдельных электронов, определяемых механизмом взаимодействия. Так, например, когерентное синхротронное излучение имеет узкую ("прожекторную") диаграмму. Многоволновые системы наиболее просто реализуются (по крайней мере принципиально) в усилительном режиме работы, возможно создание также многоволновых генераторов. Обратную связь можно осуществлять, подавая на вход устройства часть выходного излучения. Для одночастотного генератора в цепи обратной связи необходимо обеспечить селекцию мод. При достаточном усиении основная часть энергии

выходного излучения поступает на выход, минуя цепь обратной связи, что важно для создания мощных устройств.

Конечно, приведенные качественные соображения должны конкретизироваться при рассмотрении различных схем получения многоволнового когерентного излучения. Теоретически проанализированы уже практически все основные механизмы: черенковский, дифракционный, синхротронный, а также мазеры на нормальном и аномальном эффекте Доплера и др. [8]. Оказалось, что при существенно нелинейных режимах работы выходное излучение определяется собственным излучением сгустков электронов, образующихся в результате группирования. Кроме того, было показано, что многоволновые устройства имеют более высокий электронный к.п.д., чем одноволновые, поскольку при выходе из оптимального режима взаимодействия с одной волной электроны начинают взаимодействовать с другой.

В качестве наглядного методического примера приведем результаты исследования многоволнового устройства на синхротронном излучении [9].

Здесь взаимодействие происходит на криволинейном участке траектории электронов (рис. 2а). Если ток пучка сравнительно мал, то его когерентное излучение в направлениях, отличных от направления падающей волны невелико (рис. 2б). При увеличении тока коллективное излучение электронов почти не зависит от направ-

ления падающей волны и определяется характером группирования электронов (рис. 2в).

Приведем теперь последние результаты численного моделирования многоволнового черенковского генератора (МВЧГ), мощность которого остается рекордно высокой уже на протяжении почти 20 лет [10]. Схема МВЧГ показана на рис. 3.

Приведенные на рис. 3 значения размеров дают представление о масштабах экспериментального устройства. Поперечные размеры электродинамической структуры составляли  $3-10\lambda$  в зависимости от рабочего диапазона длин волн — трехсанитметрового или восьмимиллиметрового. Толщина трубчатого электронного пучка была много меньше длины волны (около 1 мм). Период отрезков периодической структуры и высота элементов неоднородности выбирались таким образом, чтобы взаимодействие пучка и поля происходило вблизи коротковолновой границы полосы прозрачности (рис. 4).

На рисунке 4 показан механизм многоволнового взаимодействия в генераторах с поверхностными волнами. Прямые и обратные волны вблизи границы полосы прозрачности являются связанными и образуют колебания с конечной дифракционной добротностью, благодаря чему возможно возбуждение сразу нескольких мод.

Длина секций составляла величину порядка диаметра структуры, что обеспечивало взаимодействие электро-

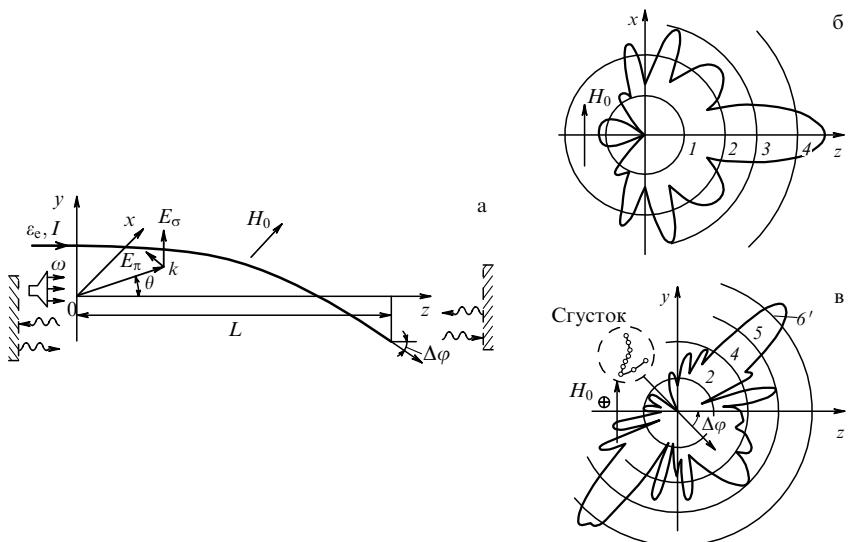


Рис. 2. (а) Схема взаимодействия. (б, в) Диаграммы направленности когерентного излучения пучка при малых (б) и больших (в) токах.

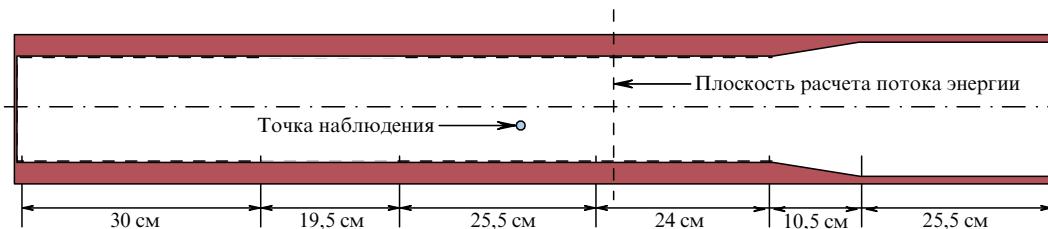


Рис. 3. Схема многоволнового черенковского генератора. Основные параметры электродинамической структуры: общая длина 135 см, диаметр 14 см, период 1,5 см, высота неоднородности 0,3 см, число периодов в первой секции 20, число периодов во второй секции 17. Характеристики электронного пучка: диаметр 9,8–12,0 см, напряжение 1,8–2,1 МВ, ток 20 кА, магнитное поле 19–21 кГс.

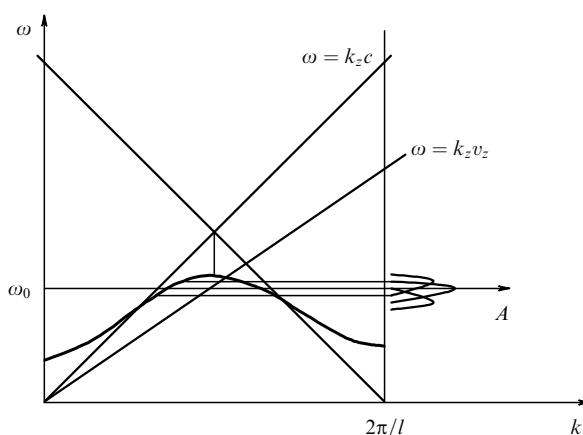


Рис. 4.

нов сразу с несколькими модами секций. Связь между секциями осуществляется дифракционным путем, через излучение электронных густоков.

До сих пор полного трехмерного численного анализа физических процессов в МВЧГ не проведено. Имеются лишь результаты использования двумерной и 2,5-мерной модели.

Некоторые результаты численного моделирования (полученные совместно с В.Н. Корниенко) представлены на рис. 5. Эти результаты подтвердили следующую картину взаимодействия. Распределение полей в продольном и поперечном направлениях соответствует многоволновому взаимодействию. Амплитуда синхрон-

ного с электронным потоком поля увеличивается к концу прибора, во второй секции. Одночастотная генерация устанавливается с помощью подбора параметров электродинамической системы и является достаточно устойчивой.

Отметим, что похожие схемы генераторов реализованы и на высших зонах полос пропускания периодических систем, например, в релятивистских дифракционных генераторах.

Эксперименты с МВЧГ были проведены еще в середине 1980-х годов в Институте сильноточной электроники (ИСЭ) СО РАН. Напряжение на диоде сильноточного ускорителя изменялось от 1,5 до 2,2 МВ. Ток составлял от 10 до 20 кА. Напряженность ведущего магнитного поля варьировалась от 15 до 30 кЭ. Подбором длины секций и параметров пучка удалось получить мощность 15 ГВт в трехсантиметровом диапазоне длин волн при электронном к.п.д. около 50 %. В миллиметровом диапазоне мощность достигала гигаваттного уровня. Экспериментально была проверена пространственная и временная когерентность МВЧГ, которая оказалась высокой и соответствовала спектру полученного радиоимпульса. Эти результаты до сих пор остаются непревзойденными.

В начале 1990-х годов интенсивная работа в этом направлении в России прекратилась, однако ее возобновление представляется возможным и практически важным в связи с развитием в последние годы работ по короткоимпульсной радиолокации, ускорению заряженных частиц, силовой радиоэлектронной борьбе, нетепловому воздействию мощных электромагнитных импуль-

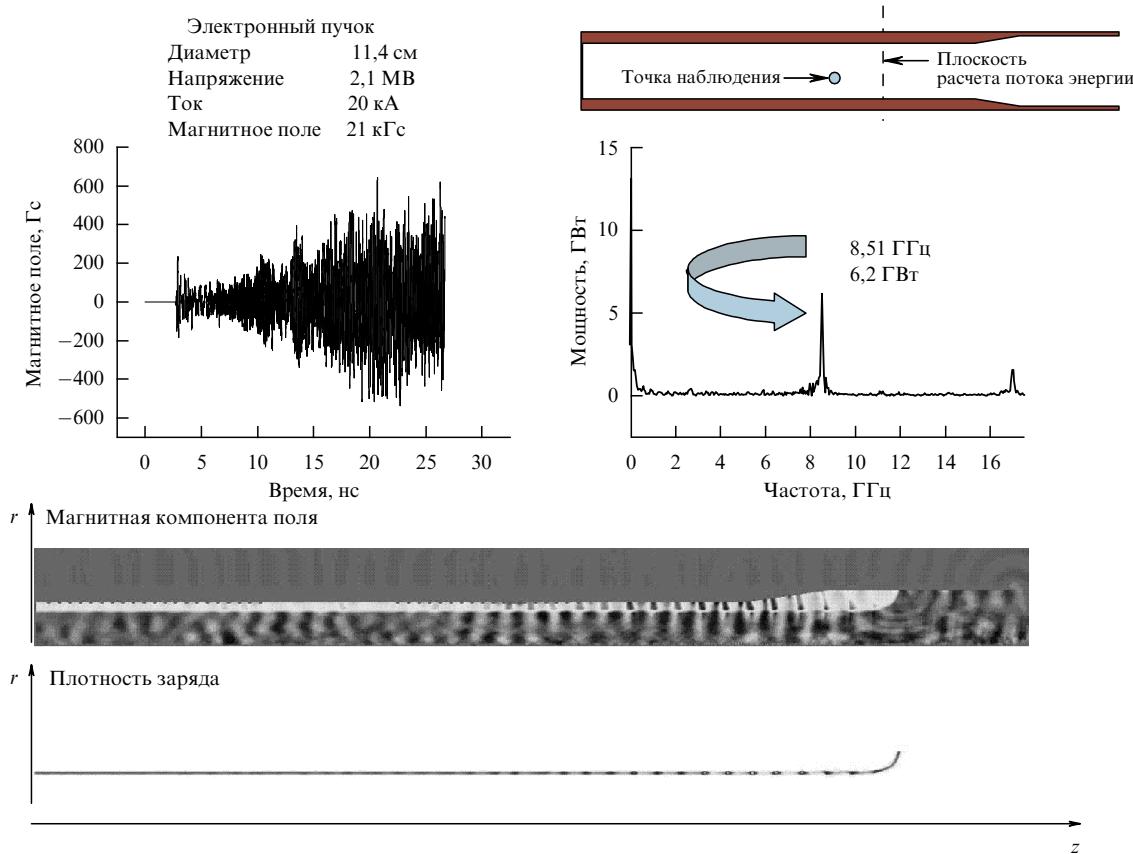


Рис. 5.

сов на естественные и искусственные среды и т.д. Рассмотрим кратко лишь последнее из перечисленных приложений.

Нетепловое воздействие электромагнитного излучения на различные среды исследуется уже сравнительно давно. Достаточно указать на работы по воздействию миллиметровых волн на точки акупунктуры на теле человека, результаты которых применяются в медицине [11]. Однако исследования по нетепловому воздействию мощных электромагнитных импульсов начались сравнительно недавно, в основном в результате развития релятивистской сильноточной электроники [12]. Можно отметить работы [13–16], связанные с биомедицинскими приложениями, в которых делались попытки использовать высокие значения напряженности электрического поля в микроволновых импульсах для воздействия на живые организмы. Однако эти пионерские работы не носили систематического характера и не привели пока к ощутимым результатам. Здесь мы рассмотрим результаты, касающиеся нетеплового воздействия мощных электромагнитных импульсов на золотосодержащую горную породу [17–20].

Приведем некоторые соображения относительно постановки задачи. Золотосодержащую горную породу с электрофизической точки зрения можно представить как неоднородную смесь металлов, диэлектриков и полупроводников, в которой находятся небольшие (размером около 1 мкм) частицы золота. Современная технология извлечения золота на горно-обогатительных комбинатах использует растворение золота цианидами в предварительно измельченной на частицы размером до 50 мкм и менее горной породе. Однако степень извлечения золота сильно зависит от вида породы. Кроме того, существуют типы руд, называемые упорными рудами, из которых извлечение золота таким способом малопродуктивно и, следовательно, экономически невыгодно. Для отработанного сырья (хвостов) такая же ситуация. Целью воздействия является создание условий для эффективного извлечения золота.

В последнее время в Институте радиотехники и электроники (ИРЭ) РАН и в Институте электрофизики (ИЭФ) Уральского отделения РАН ведутся исследования в этом направлении.

В работах ИЭФ [21] для дезинтеграции золотосодержащих пород используется гидроудар, образующийся при искровом пробое воды. Опыты проводятся в кювете с водой, где находится также взвесь руды при постоянном перемешивании. Для увеличения эффективности извлечения предложено использовать источник высокого напряжения наносекундной длительности. В отличие от работ ИЭФ в экспериментах, проводимых в ИРЭ совместно с Институтом проблем комплексного освоения недр (ИПКОН) РАН, специально создавались условия, при которых межэлектродный искровой пробой в сухой или немного смоченной золотосодержащей породе либо влиял слабо, либо совсем отсутствовал.

Дадим определение условий нетеплового воздействия мощных импульсов, а именно положим:

1) температура среды  $T$  практически не изменяется,  $T_{\text{средн}}(\text{до взаимодействия}) \sim T_{\text{средн}}(\text{после взаимодействия})$ ;

2) амплитуда напряженности электрического поля импульса  $E$  много больше амплитуды статического пробоя среды,  $E_{\text{макс. имп.}} \gg E_{\text{стат. проб.}}$ ;

3) длительность импульса  $\Delta t$  много меньше времени тепловой релаксации среды,  $\Delta t \ll \Delta t_{\text{тепл. рел. сп.}}$ .

Отметим, что часто под нетепловым воздействием электромагнитных колебаний понимается зависимость изменений, происходящих в среде, от напряженности электрического поля. Нам представляется, что предложенное здесь определение, с одной стороны, достаточно широко, а с другой, в большей мере соответствует физике нетеплового воздействия мощных электромагнитных импульсов, согласно которой энергетический вклад практически не изменяет температуру как среды в целом, так и ее характерных сравнительно однородных элементов, подвергнутых такому воздействию. При этом, естественно, в течение короткого времени, много меньшего характерных времен установления теплофизических свойств материалов, составляющих среду, локальная температура в процессе воздействия может быть высокой.

Идея нетеплового воздействия мощными электромагнитными импульсами на золотосодержащую горную породу, предложенная Ю.В. Гуляевым, состоит в следующем. Действие электрического поля с высокой напряженностью в неоднородной смеси металлов полупроводников и диэлектриков приводит к возникновению целого семейства нелинейных эффектов: пондеромоторных сил, микропробоев вблизи неоднородностей и т.д., которые в той или иной степени способствуют дезинтеграции частиц золота и, следовательно, более эффективному их вымыванию цианидами.

Эти процессы крайне сложны и не изучены в достаточной степени, что в особенности касается их совместного действия. Приведенные ниже результаты, полученные экспериментальным путем исходя из этой довольно простой физической модели, еще нуждаются в детальном теоретическом описании.

Следует отметить, что частицы золота в руде весьма малы ( $\approx 1$  мкм) и для воздействия можно использовать как видеоимпульсы, так и радиоимпульсы микроволнового диапазона. Эффективность применения той или иной формы импульсов зависит от технических условий применения рассматриваемого метода. Так, можно предположить, что применение радиоимпульсов будет эффективно при наличии промышленных образцов сверхмощных микроволновых генераторов (более 1 ГВт) с большим сроком службы (несколько десятков тысяч часов) и сравнительно высоким к.п.д. Такие приборы пока не созданы, хотя принципиальных трудностей их создания, по-видимому, не существует.

**Таблица.** Влияние воздействия мощных электромагнитных импульсов на извлечение золота и серебра цианированием из упорного гравитационного концентрата Нежданинского месторождения (через разделитель "/"/ приведены значения для частиц размером 500 и 50 мкм соответственно)

Количество импульсов, $N \times 10^{-4}$	Извлечение $A$ , %		Прирост извлечения $\delta A$ , %	
	Золото	Серебро	Золото	Серебро
Без воздействия (базовый опыт)	51,2/77,0	21,8/43,2	—	—
1,75	70,7/80,6	42,1/76,3	19,5/3,6	20,3/33,1
2,50	81,8/84,0	65,5/68,7	30,6/7,0	43,7/25,5
3,75	82,3/83,4	68,9/73,7	31,1/6,4	47,1/30,5

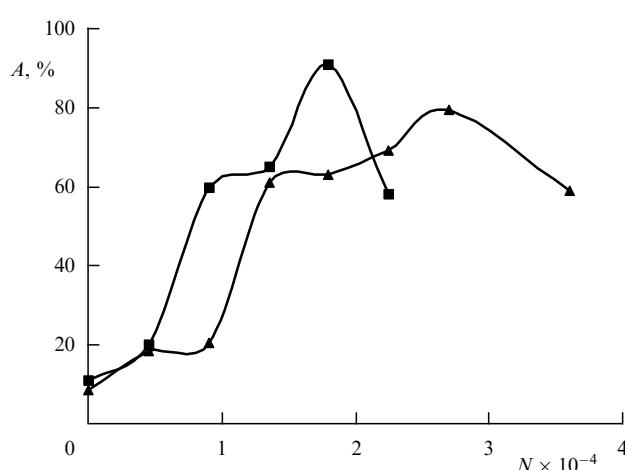


Рис. 6.

В таблице приведены результаты нетеплового воздействия мощных электромагнитных видеоимпульсов на упорную золотосодержащую руду. Отметим, что сравнительно небольшое число необходимых видеоимпульсов легко реализуется одним или несколькими радиоимпульсами.

На рисунке 6 представлены результаты нетеплового воздействия на золотосодержащие хвосты двух горнообогатительных комбинатов. Выход золота увеличился почти в 10 раз.

Таким образом, применение мощной релятивистской электроники, в том числе многоволновой, вполне возможно и в невоенных областях.

## Список литературы

1. Gaponov-Grekhov A V, Granatstein V L (Eds) *Applications of High-Power Microwaves* (Boston: Artech House, 1994)
2. Гинзбург В Л *ДАН СССР* **56** 253 (1947)
3. Месяц Г А, Яландин М И *УФН* **175** 225 (2005)
4. Месяц Г А *Генерирование мощных наносекундных импульсов* (М.: Сов. радио, 1974)
5. Гаропон А В и др. *Int. J. Electron.* **51** 277 (1982)
6. Ковалев Н Ф и др. *Письма в ЖЭТФ* **18** 232 (1973)
7. Петелин М И *Изв. вузов. Сер. Радиофиз.* **13** 1586 (1970)
8. Бугаев С П и др. *Релятивистские многоволновые СВЧ-генераторы* (Отв. ред. П М Щанин) (Новосибирск: Наука, 1991)
9. Канавец В И, Корженевский А В, Черепенин В А *ЖТФ* **54** 541 (1984)
10. Бугаев С П и др. *Письма в ЖТФ* **9** 1385 (1983); *Радиотехника и электроника* **32** 1488 (1987)
11. *Медико-биологические аспекты миллиметрового излучения низкой интенсивности* (Под ред. Н Д Девяткова) (М.: ИРЭ АН СССР, 1985)
12. Месяц Г А *Эктоны Ч. 3* (Екатеринбург: УИФ Наука, 1993)
13. Девятков Н Д и др. *Биофизика* **28** 552 (1982)
14. Девятков Н Д и др. *Докл. РАН* **336** 826 (1994)
15. Девятков Н Д и др. *Биомедицинская радиоэлектроника* (10) 29 (2000)
16. Большаков М А и др. *Докл. РАН* **371** 691 (2000)
17. Чантuria В А и др. *Докл. РАН* (5) **355** (1999)
18. Чантuria В А и др. *Физико-технические проблемы разработки полезных ископаемых* (4) 95 (2001)
19. Чантuria В А и др. *Докл. РАН* **379** 372 (2001)
20. Бунин И Ж и др. *Изв. РАН. Сер. физ.* **65** 1788 (2001)
21. Котов Ю А и др. *Докл. РАН* **372** 654 (2000)