объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

Р7-90-359

Л.Мюнхов

ПРЕДКРИТИЧЕСКОЕ УСИЛЕНИЕ ИНТЕГРАЛА СТОЛКНОВЕНИЙ В РЕАКЦИЯХ С ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ

Направлено в журнал "Письма в ЖЭТФ"

1990

Ядерные реакции с тяжелыми ионами в области энергий от 20 до 100 МэВ/А часто описываются кинетически, а физическая мотивация имеет термодинамическую формулировку: получение сведений об уравнении состояния ядерной материи в широкой области P,ρ-диаграммы, в частности, ожидается появление аналога фазового перехода жидкость-газ (см., например, [1,2]), который представляет значительный интерес, особенно в связи с астрофизическими моделями срыва сверхновых [1].

Эксперименты дают определенные указания на существование фазового перехода. Прежде всего, процесс мультифрагментации может служить критерием наступления неустойчивости [3]. Недавние эксперименты показывают переход от режима последовательной эмиссии кластеров к мгновенному испусканию для столкновения Ar на V при энергии 75 МэВ/А. При той же энергии исчезает поперечный пик, что указывает на малость эффективной сжимаемости ядерной материи κ, а ввиду соотношения $(\partial P/\partial\rho)_T \sim \kappa \to 0$ качественно это означает близость к спинодальной области. Наконец, наблюдается [4] выраженная изотропность эмиссии, что означает усиление процессов термализации. Время релаксации оценивается формулой [5] $\tau_N = T^{-2} + 0{,}235\,\rho_0/\rho\, T^{-1/2}[10^{-21}\,с]$, согласно модельным расчетам [6] максимальная температура почти независимо от энергии возбуждения составляет T = 5 МэВ, тем самым $\tau_N \sim 10^{-22}$ с, тогда как минимальное время релаксации ядерной системы составляет $0{,}5\cdot10^{-22}$ с [7]. Поэтому имеет смысл искать дополнительные релаксационные процессы.

Обращаем внимание в этом сообщении на то, что столкновения частиц с предкритическими флуктуациями плотности становятся определяющим диссипативным механизмом при $(\partial P/\partial\rho)_T \to 0$, и соответствующее время релаксации $\tau_F < \tau_N$.

Для количественного описания пользуемся уравнением Больцмана в виде [8,9]

$$\left(\frac{\partial}{\partial T} + \frac{p}{m}\frac{\partial}{\partial R}\right) f(\vec{p};\vec{R},T) = I[f] \equiv -i\,\Sigma^{<}(\vec{p},\epsilon(\vec{p});\vec{R},T)\times$$

$$\times[1 - f(\vec{p};\vec{R},T)] - i\,\Sigma^{>}(\vec{p};\epsilon(\vec{p});\vec{R},T)\cdot f(\vec{p},\vec{R},T), \qquad (1)$$

$$\epsilon(\vec{p}) = \frac{p^2}{2m},$$

где $f(\vec{p};\vec{R},T)$ – функция Вигнера, а части массового оператора $\Sigma^{\lessgtr}(\vec{p},\omega;\vec{R},T)$ определены согласно

$$-i\Sigma^{>}(11')=\langle j^{+}(1)\,j(1')\rangle,\quad i\Sigma^{<}(11')=\langle j(1')\,j^{+}(1)\rangle, \tag{2}$$

$$j(1)\equiv j(\vec{x}_1t_1)=\int d\vec{x}_2\,v(\vec{x}_1-\vec{x}_2)\,\psi^{+}(\vec{x}_2t_1)\,\psi(\vec{x}_2t_1)\,\psi(1),$$

где вместо координат и времени $\vec{x}_1, t_1$; $\vec{x}_2, t_2$ вводится

$$\vec{r}=\vec{x}_1-\vec{x}_2,\ t=t_1-t_2,\ \vec{R}=(\vec{x}_1+\vec{x}_2)/2,\ T=(t_1+t_2)/2,$$

а затем осуществляется преобразование Фурье по переменным $\vec{r},t$. Подобным образом определяются функции Грина $G^{\lessgtr}(11')$, с помощью которых вычисляются функции распределения $f(\vec{p};\vec{R},T)$.

Для учета корреляции плотности необходимо переходить на двухчастичный уровень, вводя, например, Т-матрицу в канале частицы-дырки или корреляционную функцию плотности. На языке Т-матрицы

$$\Sigma^{\lessgtr}(\vec{p},\omega;\vec{R},T)=\int\frac{d\vec{p}_1}{(2\pi)^3}\frac{d\omega_1}{2\pi}\,iG^{\lessgtr}(\vec{p}_1,\omega,\vec{R},T)\cdot T^{\lessgtr}(\vec{p},\vec{p}_1,\vec{p}_1-\vec{p};\omega-\omega_1) \tag{3}$$

определяет вклад в столкновительный член процессов рассеяния частиц на флуктуациях плотности. Подобно стационарному случаю, Т-матрица как функция ω имеет полюса при частотах коллективных колебаний плотности ω_c, а вычеты в этих полюсах $\sim\omega_c^{-1}$. Вблизи точки неустойчивости некоторые моды становятся мягкими, т.е. $\omega_c\to 0$, благодаря чему данный механизм приведет к росту столкновительного члена в предкритической области.

Отметим теперь, что $\Gamma=i\Sigma^{>}-i\Sigma^{<}$ представляет собой ширину одночастичного состояния. Далее нетрудно видеть [9], что $\tau=\hbar/\Gamma$ есть время релаксации, поэтому вблизи критической точки время установления равновесия убывает, что, возможно, и обуславливает увеличение изотропности.

Интересно отметить, что существует простая связь между шириной $\Gamma(\vec{p},\omega;\vec{R},T)$ и корреляционной функцией плотности

$$F^{>}(12)=\langle\rho(1)\,\rho(2)-\rho^2\rangle,\quad F^{<}(12)=\langle\rho(2)\,\rho(1)-\rho^2\rangle.$$

Пренебрегая трехчастичной корреляцией, прямо из определения (2) получаем

$$\Sigma^{\lessgtr}(\vec{p},\omega)=\int G^{\lessgtr}(\vec{p}',\omega')\,F^{\lessgtr}(\vec{p}'-\vec{p},\omega'-\omega)\,[\,V(\vec{p}'-\vec{p})\,]\,\frac{d\vec{p}'}{(2\pi)^3}\,\frac{d\omega'}{2\pi},$$

с учетом

$$F^{\gtrless}(\vec{p},\omega)=V^{-1}\sum_n|\langle 0|\rho(\vec{p})|n\rangle|^2\,2\pi\cdot\delta(\omega\mp\omega_{no})$$

и [9] $\int\frac{d\omega}{2\pi}[\,iG^{>}(\vec{p},\omega)-iG^{<}(\vec{p},\omega)]=1$, из $\langle 0|\rho|n\rangle\sim\omega_c^{-1/2}$ в случае $\omega_c\to 0$

$$\int\Gamma\,\frac{d\omega}{2\pi}=\int F(\vec{q},0)\,[\,V(\vec{q})\,]\,\frac{d\vec{q}}{(2\pi)^3}. \tag{4}$$

В случае равновесия, пользуясь соотношением из [10], имеем

$$\int\Gamma\,d\omega\sim\int F(\vec{r})\,d\vec{r}\cdot\int[\,V(\vec{q})\,]^2d\vec{q}\sim(T-T_c)^{-1}. \tag{5}$$

Кинетическую эволюцию, приведшую к фрагментации, можно представить как монопольное колебание ядерной плотности и описать уравнением случайных фаз [11]. Столкновительный член тогда определяет ширину Γ_{RPA}, или, классически, $\gamma_{RPA}=h^{-1}B^{-1}\Gamma_{RPA}$ (B – массовый коэффициент) представляет коэффициент затухания монопольной моды. Полная энергия составляет $E_{tot}=E_{in}+E_{coll}$ и время затухания коллективной энергии Γ^{-1}_{RPA} дает масштаб времени релаксации. Подобно столкновительному члену в ∞-системе (3) ширина Γ_{RPA} растет с убыванием частоты монопольного колебания ω_M, а при $\omega_M\to 0$ справедлив любопытный результат [12]:

$$\lim_{\omega_M\to 0}\gamma_{RPA}=\gamma_W=m\rho\cdot\bar{v}R^4 \tag{6}$$

($\bar{v}$ – средняя скорость фермионов). Здесь γ_W обозначает коэффициент однотельного трения, которому соответствует трение ядерной среды при движении "стенки" по ней. Однотельная диссипация до сих пор исключительно изучалась в так называемых глубоконеупругих релаксациях в области < 20 МэВ/н над барьером и в делении, причем экспериментальное значение на порядок ниже γ_W. Возможно, что вблизи спинодальной области впервые достигается γ_W. Соответственно $\Gamma_{RPA}\sim\hbar(\bar{v}/R)$ могло обеспечить термализацию за $\tau_F\sim 0{,}5\cdot 10^{-22}$ с, что соответствует гидродинамическому пределу [7]. Отметим в заключение, что для осуществления фазового перехода потребуется наличие критической амплитуды флуктуации плотности, а рассматриваемый механизм затухания препятствует переходу, превращая упорядоченное движение в хаотическое.

ЛИТЕРАТУРА

1. Friedman B., Pandharipande V.R. - Nucl. Phys. A, 1981, v.361, p.502.
2. Röpke G. et al. - Phys. Lett. B, 1982, v.119, p.12.
3. Bondorf J.P. et al. - Nucl. Phys. A, 1985, v.443, p.321.
4. Westfall G.D. et al. - Contribut. to Hirschegg-workshop, 1990.
5. Köhler H.S., NIlsson B.S. - Nucl. Phys. A, 1984, v.417, p.541.
6. Suraud E. et al. - Phys. Lett. B, 1989, v.229, p.359.
7. Köhler H.S. - Nucl. Phys. A, 1982, v.378, p.159.
8. Келдыш Л.В. - ЖЭТФ, 1964, т.47, с.1515.
9. Danielewicz P. - Ann of Phys., 1984, v.152, p.239.
10. Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. - Статистическая физика, ч.II, 1978, М.: Наука.
11. Sustich A., Wambach J. - Phys. Lett. B, 1989, v.218, p.417.
12. Yannouleas C. - Nucl. Phys. A, 1988, v.489, p.91.

Рукопись поступила в издательский отдел
25 мая 1990 года.

Мюнхов Л. Р7-90-359

Предкритическое усиление интеграла столкновений в реакциях с тяжелыми ионами

Вблизи точки фазовой неустойчивости взаимодействие частиц с флуктуациями плотности становится определяющим диссипативным процессом. В конечной ядерной системе минимальное время релаксации определяется т.н. однотельным трением.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1990

Перевод автора

Münchov L. P7-90-359

Precritical Increase of the Collision Integral in Heavy Ion Reactions

Near the point of phase instability the interaction of particles with density fluctuations gets the most essential dissipative process. In the finite nuclear system the minimum relaxation time is given by the so called one-body friction.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1990