

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



С 34/a1

ис-595

18/км-75

P4 - 8853

3003/2-75

63497

Ф.Г. Жереги, А.С. Ильинов,  
В.В. Тонеев, Ю.Н. Шубин

**LEVEL: ПРОГРАММА РАСЧЕТА ПЛОТНОСТИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
АТОМНЫХ ЯДЕР**

**1975**

Ф.Г.Жереги,<sup>1</sup> А.С.Ильинов,<sup>2</sup>  
В.В.Тонеев, Ю.Н.Шубин<sup>3</sup>

**LEVEL: ПРОГРАММА РАСЧЕТА ПЛОТНОСТИ  
ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ  
АТОМНЫХ ЯДЕР**

---

<sup>1</sup> Институт прикладной физики АН Молдавской ССР,  
Кишинев.

<sup>2</sup> Институт ядерных исследований АН СССР, Москва.

<sup>3</sup> Физико-энергетический институт, Обнинск.



## Введение

Статистический подход широко используется при исследовании самых разнообразных свойств ядерных реакций. Проведение соответствующих расчётов требует знания плотности возбужденных состояний ядер в широком диапазоне энергий возбуждения.

Анализ экспериментальных данных<sup>/1-3/</sup> показал, что простое аналитическое выражение для плотности состояний, полученное Бете в модели ферми-газа<sup>/4/</sup>, не может описать наблюдаемую зависимость плотности уровней от массового числа и энергии возбуждения без специальной процедуры подгонки параметров. Отмеченный недостаток аналитического выражения является следствием пренебрежения дискретной оболочечной структурой спектра одночастичных состояний и влиянием остаточных взаимодействий.

В работах Розенцвейга<sup>/5/</sup> было отмечено сильное влияние на плотность состояний оболочечных эффектов в одночастичном спектре уровней невзаимодействующих частиц. Эффекты остаточных взаимодействий корреляционного типа были рассмотрены в работах<sup>/6/</sup>. Однако результаты этих работ носили качественный характер, так как они были получены для идеализированных спектров уровней, что затрудняло их применение для описания свойств реальных ядер.

В работе<sup>/7/</sup> был предложен метод расчёта термодинамических характеристик возбужденных ядер в рамках

модели сверхтекучего ядра, учитывающий структуру конкретного одночастичного спектра. В настоящее время этот метод широко используется разными авторами для исследования влияния оболочечной структуры на различные характеристики ядер в широкой области энергий возбуждения.

В данной работе изложены основные соотношения теории плотности уровней и дано описание программы расчёта термодинамических характеристик ядра для заданного одночастичного спектра. Программа написана на основе метода, развитого в работе /7/. Полный ФОРТРАНный текст программы приведен в Приложении.

### Основные соотношения

Общее выражение для плотности возбужденных состояний ядра можно получить с помощью метода Дарвина-Фаулера /1-4/. Тогда для системы, состоящей из  $N$  нуклонов и имеющей энергию возбуждения  $E$ , плотность состояний будет иметь вид

$$\rho(E, N) = (2\pi i)^{-2} \int_{\gamma_1 - i\infty}^{\gamma_1 + i\infty} d\beta \int_{\gamma_2 - i\infty}^{\gamma_2 + i\infty} da e^{\beta E - \alpha N} Q(\beta, a). \quad (1)$$

В этом выражении статистическая сумма  $Q(\beta, a) \equiv e^{-\beta \Omega(a, \beta)}$  связана с термодинамическим потенциалом системы  $\Omega$ ;  $\beta = t^{-1}$ ,  $a = \lambda t^{-1}$ ,  $t$  - термодинамическая температура и  $\lambda$  - химический потенциал.

Применим для вычисления интегралов в уравнении (1) метод седловой точки. Тогда

$$\rho(E, N) = (2\pi)^{-1} D^{-1/2}(\alpha_0, \beta_0) e^{S(\alpha_0, \beta_0)}, \quad (2)$$

где детерминант

$$D \equiv \begin{vmatrix} D_{11} & D_{12} \\ D_{21} & D_{22} \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \frac{\partial^2 \Omega}{\partial a^2} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial a \partial \beta} \\ \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta \partial a} & \frac{\partial^2 \Omega}{\partial \beta^2} \end{vmatrix}, \quad \begin{matrix} a = \alpha_0 \\ \beta = \beta_0 \end{matrix}$$

а энтропия  $S(\alpha_0, \beta_0)$  определяется как значение логарифма подынтегральной функции. Детерминант  $D$  и энтропия  $S$  вычисляются при значениях переменных  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , которые получаются из решения системы уравнений для седловой точки,

$$\frac{\partial S}{\partial a} = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial \beta} = 0. \quad (3)$$

Выражения (1,2) не содержат каких-либо представлений о физических свойствах системы. Модельные представления о системе приходится привлекать при вычислении термодинамического потенциала.

а) модель невзаимодействующих ферми-частиц (модель ферми-газа)

В этом случае имеем

$$-\beta \Omega = 2 \sum_k \ln [1 + \exp(a - \beta \epsilon_k)], \quad (4)$$

где  $\epsilon_k$  - энергия одночастичных состояний. Тогда система уравнений (3), определяющих седловую точку, будет иметь вид:

$$E = 2 \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\mathbf{k}},$$

$$N = 2 \sum_{\mathbf{k}} \bar{n}_{\mathbf{k}}.$$
(5)

Здесь  $\bar{n}_{\mathbf{k}}$  - средние числа заполнения одночастичных состояний

$$\bar{n}_{\mathbf{k}} = [1 + \exp(\beta \epsilon_{\mathbf{k}} - a)]^{-1}.$$
(6)

Компоненты детерминанта  $D$  определяются уравнениями:

$$D_{11} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \text{Sech}^2 \frac{1}{2} (\beta \epsilon_{\mathbf{k}} - a),$$

$$D_{12} = D_{21} = -\frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} \text{Sech}^2 \frac{1}{2} (\beta \epsilon_{\mathbf{k}} - a),$$
(7)

$$D_{22} = \frac{1}{2} \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}}^2 \text{Sech}^2 \frac{1}{2} (\beta \epsilon_{\mathbf{k}} - a).$$

Для энтропии имеем:

$$S = 2 \sum_{\mathbf{k}} \{ (\beta \epsilon_{\mathbf{k}} - a) \bar{n}_{\mathbf{k}} + \ln[1 + \exp(a - \beta \epsilon_{\mathbf{k}})] \}.$$
(8)

б) модель сверхтекучего ядра

В этом случае статистическая сумма в уравнении (1) выражается через гамильтониан системы  $\hat{H}$  и оператор числа частиц  $\hat{N}$ :

$$Q(\beta, a) \equiv e^{-\beta \Omega(\alpha, \beta)} = \text{Sp}(e^{-\beta \hat{H} + a \hat{N}}).$$
(9)

Детерминант может быть записан как

$$D = \begin{vmatrix} \langle \hat{H}^2 \rangle - \langle \hat{H} \rangle^2 & \langle \hat{H} \rangle \langle \hat{N} \rangle - \langle \hat{H} \hat{N} \rangle \\ \langle \hat{H} \rangle \langle \hat{N} \rangle - \langle \hat{H} \hat{N} \rangle & \langle \hat{N}^2 \rangle - \langle \hat{N} \rangle^2 \end{vmatrix},$$
(10)

а седловая точка определяется уравнениями

$$E = \langle \hat{H} \rangle, \quad N = \langle \hat{N} \rangle.$$
(11)

Средние значения операторов находятся из соотношений типа

$$\langle \hat{H} \rangle = \text{Sp}(e^{-\beta \hat{H} + a \hat{N}} \hat{H}) / \text{Sp}(e^{-\beta \hat{H} + a \hat{N}}).$$
(12)

Гамильтониан, описывающий систему спаренных фермионов, и оператор числа частиц имеют вид <sup>/10/</sup>:

$$\hat{H} = \sum_{\mathbf{k}, s} \epsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}s}^+ a_{\mathbf{k}s} - \sum_{\mathbf{k}, \mathbf{k}'} G_{\mathbf{k}\mathbf{k}'} a_{\mathbf{k}'}^+ a_{\mathbf{k}}^+ - a_{\mathbf{k}} - a_{\mathbf{k}'},$$
(13)

$$\hat{N} = \sum_{\mathbf{k}, s} a_{\mathbf{k}s}^+ a_{\mathbf{k}s}.$$
(14)

Здесь  $a_{ks}^+$  и  $a_{ks}$  - операторы рождения и уничтожения частицы со знаком проекции спина  $s = \pm$ ,  $G_{kk'}$  - матричный элемент парного взаимодействия.

Если матричный элемент парного взаимодействия выбрать следующим образом:

$$G_{kk'} = \begin{cases} 0, & \text{если } k, k' < f \text{ или } k, k' > f' \\ G, & \text{если } f \leq k, \quad f' \geq k', \end{cases} \quad (15)$$

то термодинамические функции определяются системой уравнений:

$$\frac{2}{G} = \sum_{k=f}^{f'} \frac{\text{th}(\beta E_k / 2)}{E_k},$$

$$N = 2 \left\{ \sum_{k=1}^{f-1} \bar{n}_k + \sum_{k'=f'+1}^{\infty} \bar{n}_{k'} \right\} + \sum_{k=f}^{f'} \left( 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right) \text{th} \frac{\beta E_k}{2}, \quad (16)$$

$$E = 2 \left\{ \sum_{k=1}^{f-1} \epsilon_k \bar{n}_k + \sum_{k=f'+1}^{\infty} \epsilon_k \bar{n}_k \right\} + \sum_{k=f}^{f'} \epsilon_k \left( 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right) \text{th} \frac{\beta E_k}{2} - \frac{\Delta^2}{G}.$$

При этом для энтропии получим

$$S = 2 \left[ \sum_{k=1}^{f-1} + \sum_{k=f'+1}^{\infty} \right] \{ \beta(\epsilon_k - \lambda) \bar{n}_k + \ln[1 + \exp \beta(\lambda - \epsilon_k)] \} + \\ + 2 \sum_{k=f}^{f'} \{ \beta E_k (1 + \exp \beta E_k)^{-1} + \ln[1 + \exp(-\beta E_k)] \}, \quad (17)$$

где

$$E_k = \sqrt{(\epsilon_k - \lambda)^2 + \Delta^2}. \quad (18)$$

Для основного состояния ядра ( $t = 0$ ) имеем:

$$\frac{2}{G} = \sum_{k=f}^{f'} \frac{1}{E_k},$$

$$N = (2f - 1) + \sum_{k=f}^{f'} \left( 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right), \quad (19)$$

$$E_0 = 2 \sum_{k=1}^{f-1} \epsilon_k + \sum_{k=f}^{f'} \epsilon_k \left( 1 - \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right) - \frac{\Delta^2}{G}.$$

Критическая температура  $t_c$ , т.е. температура, выше которой исчезают эффекты парных корреляций, находится из решения уравнений

$$\frac{2}{G} = \sum_{k=f}^{f'} \frac{\text{th} \beta(\epsilon_k - \lambda)/2}{\epsilon_k - \lambda},$$

$$N = 2 \sum_{k=1}^{\infty} \bar{n}_k.$$

(20)

При температурах  $t > t_c$  поведение термодинамических функций совпадает с их поведением в модели невзаимодействующих частиц.

Компоненты детерминанта (10) могут быть представлены в следующем виде:

$$\begin{aligned} D_{11} &= \frac{1}{2} \left[ \sum_{k=1}^{f-1} + \sum_{k=f'+1}^{\infty} \right] \epsilon_k^2 \text{Sech}^2 \frac{\beta}{2} (\epsilon_k - \lambda) + 2 \sum_{k=f}^{f'} [f_k(1-f_k) + \omega_k^2], \\ D_{12} = D_{21} &= -\frac{1}{2} \left[ \sum_{k=1}^{f-1} + \sum_{k=f'+1}^{\infty} \right] \epsilon_k \text{Sech}^2 \frac{\beta}{2} (\epsilon_k - \lambda) + \\ &+ \sum_{k=f}^{f'} \{ -(\epsilon_k - Gf_k) 2[f_k(1-f_k) + \omega_k^2] + 2\Delta(1-2f_k) \omega_k \}, \\ D_{22} &= \frac{1}{2} \left[ \sum_{k=1}^{f-1} + \sum_{k=f'+1}^{\infty} \right] \text{Sech}^2 \frac{\beta}{2} (\epsilon_k - \lambda) + 2 \sum_{k=f}^{f'} \{ (\epsilon_k^2 - 2G\epsilon_k f_k) \times \\ &\times [f_k(1-f_k) + \omega_k^2] \} + \Delta^2 \sum_{k=f}^{f'} \{ 1 - 2[f_k(1-f_k) + \omega_k^2] - \\ &- 4 \sum_{k=f}^{f'} \Delta(\epsilon_k - Gf_k) \omega_k \}. \end{aligned} \quad (21)$$

Здесь

$$f_k = u_k^2 \bar{n}_k + v_k^2 (1 - \bar{n}_k),$$

$$\omega_k = u_k v_k (1 - 2\bar{n}_k),$$

$$\bar{n}_k = [1 + \exp(-\beta E_k)]^{-1},$$

$$\left. \begin{aligned} u_k^2 \\ v_k^2 \end{aligned} \right\} = \frac{1}{2} \left( 1 \pm \frac{\epsilon_k - \lambda}{E_k} \right).$$

(22)

Вид предэкспоненциального множителя (10,21) отличается от использованного в работах /6,9/, в которых переход от гамильтониана (13) к гамильтониану невзаимодействующих квазичастиц (и, следовательно, термодинамическому потенциалу невзаимодействующих квазичастиц  $\Omega_0$ ) совершался уже под знаком интеграла (1) до использования метода перевала. Поскольку модельный гамильтониан теории сверхпроводимости сам зависит от переменных интегрирования  $a$  и  $\beta$ , то при вычислении плотности состояний в этом случае возникает ложная дополнительная зависимость, приводящая к разрыву в предэкспоненциальном множителе в точке фазового перехода. Использованная здесь процедура лишена этих трудностей /11/.

Для нечётной системы в уравнениях (20), определяющих корреляционную функцию в химпотенциал, необходимо учесть эффект блокировки /10/ и энергию возбуждения нечётной системы сдвинуть на соответствующую разность энергий конденсации чётной и нечётной систем, т.е.

$$\rho_{\text{чет}}(E) = \rho_{\text{нечет}}(E - \delta),$$

где

$$\delta = E_{\text{конд}}^{\text{чет}} - E_{\text{конд}}^{\text{нечет}}$$

в) система, состоящая из нейтронов и протонов

Все предыдущие соотношения были написаны для системы, состоящей из частиц одного сорта. Для ядра, имеющего в своем составе  $N_n$  нейтронов и  $N_p$  протонов, термодинамические характеристики вычисляются через соответствующие величины для отдельных компонент:

$$\begin{aligned} \Omega &= \Omega_n + \Omega_p, \\ N &= N_n + N_p, \\ E &= E_n + E_p, \\ S &= S_n + S_p, \\ \rho &= e^S / [(2\pi)^{3/2} \sqrt{D}], \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$D = D_{22}^p D_n + D_{22}^n D_p.$$

Энергия возбуждения ядра определяется соотношением

$$U = E_n - E_{n0} + E_p - E_{p0} \quad (24)$$

г) зависимость термодинамических характеристик от полного момента количества движения ядра

В приближении малых моментов имеем:

$$\begin{aligned} S &= S_n + S_p - M^2 / 2\sigma^2, \\ U &= E_n - E_{n0} + E_p - E_{p0} + M^2 / 2F_{||}, \end{aligned} \quad (25)$$

где

$$F_{||} = \beta \sigma^2 = \beta \sum_{n,p} \left\{ \sum_{k=1}^f + \sum_{k=f'+1}^{\infty} |m_k^2 \bar{n}_k (1 - \bar{n}_k)| + \sum_{k=f}^{f'} \frac{m_k^2}{2 \operatorname{ch}^2 \frac{\beta E_k}{2}} \right\}.$$

В последнем соотношении момент инерции ядра относительно оси симметрии  $F_{||}$  и параметр спиновой зависимости плотности уровней  $\sigma^2$  выражены через проекции моментов нуклонов в одночастичных состояниях  $m_k$ .

Зависимость плотности уровней от углового момента  $J$  дается выражением

$$\begin{aligned} \rho(U, J) &= \rho(U, M=J) - \rho(U, M=J+1) \approx \\ &\approx \frac{2J+1}{2\sqrt{2\pi}\sigma^3} \rho(U) e^{-\frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2}}. \end{aligned} \quad (26)$$



Программа расчета термодинамических  
характеристик ядра

Распечатка программы, написанной на языке ФОРТРАН, дана в Приложении.

Управляющая программа LEVEL прежде всего вводит пробитую на перфокартах информацию, определяющую характеристики ядра и спектра его одночастичных состояний.

Первая перфокарта, вводимая оператором ,

READ 1, NUCL, MAX, NF, NF1, G

1 FORMAT (8I3, 2F8.6)

содержит следующие характеристики:

NUCL( 2)	- число нейтронов (или протонов) в ядре;
MAX( 2)	- номер одночастичного уровня, до которого производится суммирование в выражениях (16-22);
NF( 2)	- номер нижнего уровня, начиная с которого в одночастичном спектре "работает" остаточное взаимодействие (NF = f в выражениях (16-22));
NF1( 2)	- номер верхнего уровня, до которого в одночастичном спектре "работает" остаточное взаимодействие (NF1 = f' в выражениях (16-22));
G( 2)	- константа спаривания.

Цифра в скобках указывает размерность вводимых массивов. Если индекс массива принимает значение, равное 1, то характеристики описывают нейтронную часть системы, если индекс равен 2 - протонную.

В следующих перфокартах, вводимых в цикле оператором

READ 2, SC(I, 1, J), SC(I, 2, J)

2 FORMAT (F8.4, F4.1)

пробиты энергия одночастичного уровня  $\epsilon_k$  и значение проекции его спина  $m_k$ . Число вводимых уровней должно быть меньше 200. При J = 1 вводится нейтронный спектр, при J = 2 - протонный.

Последняя вводимая оператором

READ 3, TO, TF, TD, L

3 FORMAT (3F7.4, I3)

перфокарта определяет значение начальной  $t_0$  и конечной  $t_f$  температур ядра, шаг по температуре  $\Delta t$  и значение полного углового момента ядра M. Величины  $t_0$ ,  $t_f$  и  $\Delta t$  следует задавать таким образом,

чтобы число шагов  $\frac{t_f - t_0}{\Delta t}$  было меньше 100.

Далее расчёты выполняются следующим образом.

1. Из решения системы уравнений (19) для основного состояния находятся значения щели  $\Delta_0$  и химического потенциала  $\lambda_0$ , после чего вычисляется энергия основного состояния  $E_0$  для каждой из компонент системы.

2. Из решения системы уравнений (20) определяем значения критической температуры  $t_c$  для нейтронной и протонной компонент. Если  $f + f' < 0$ , то расчет выполняется для случая невзаимодействующих частиц ( $t_c = 0$ ).

3. Для фиксированного значения температуры  $t = t_0 + \Delta t$  из решения системы уравнений (16) находятся значения щели  $\Delta$  и химического потенциала  $\lambda$  и вычисляются значения энергии E и энтропии S для нейтронной и протонной частей системы.

Решение всех систем уравнений производится с помощью метода наименьших квадратов программой FUMILI, входящей в библиотеку программ ЭВМ БЭСМ-6 ОИЯИ. Во вспомогательной программе ARITHM, которая вызывается подпрограммой FUMILI, вычисляются все функции (16,19,20) и их производные.

Подпрограммы DETER, ENER, ENTR, SIGMA вычисляют детерминант D, энергию E, энтропию S и параметр спиновой зависимости  $\sigma$  для данных значе-

ний температуры  $t$ , ширины  $\Delta$  и химического потенциала  $\lambda$  для нейтронной и протонной компонент системы.

Термодинамические характеристики всего ядра вычисляются на основе уравнений (23-26) в управляющей программе LEVEL. Результаты расчёта этих характеристик, а также величин

$$a' = S / 4U, \quad a'' = U/t, \quad a''' = S/2t$$

выводятся на печать в виде таблицы и графиков, используя в последнем случае подпрограммы GRAPH из библиотеки БЭСМ-6.

Данная программа вместе со вспомогательными программами мониторингной системы "Дубна" занимает около 40000<sub>8</sub> ячеек оперативной памяти БЭСМ-6. Для расчёта характеристик одного ядра требуется меньше 1 минуты машинного времени БЭСМ-6.

#### Литература

1. T.Ericson. Adv. Phys., 9, 425 (1960).
2. A.Gilbert, A.G.W.Cameron. Can.J.Phys., 43, 1446 (1965).
3. А.В.Малышев. Плотность уровней и структура атомных ядер. М., Атомиздат, 1969.
4. H.Bethe. Rev.Mod.Phys., 9, 69 (1937).
5. N.Rosenzweig. Phys.Rev., 105, 950; 108, 817 (1957); Nuovo Cim., 43B, 227 (1966); P.B.Kahn, N.Rosenzweig. Phys.Lett., 22, 307 (1966); Phys.Rev., 187, 1193 (1969). J.Math.Phys., 10, 707 (1969).
6. D.W.Lang. Nucl.Phys., 42, 353 (1963); M.Sano, S.Yamasaki. Progr.Theor.Phys., 29, 397 (1963). Ю.Т.Гринь, В.М.Стругинский. ЯФ, 1, 420 (1965).
7. А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин. ЯФ, 8, 1135 (1968).
8. А.В.Игнатюк, В.С.Ставинский, Ю.Н.Шубин. Nucl. Data for Reactors, V.II, p.885, Vienna, 1970.

9. T.R.Huizenga, L.C.Moretto. Ann. Rev.Nucl. Sci., 22, 427 (1972); V.S.Ramamurthy et al. Phys.Rev.Lett., 25, 386 (1970); R.Vandembosch, U.Mosel. Phys.Rev.Lett., 28, 1728 (1972); L.G.Moretto. Nucl.Phys., A182, 641 (1972).
10. В.Г.Соловьев. Структура сложных ядер. М., Наука, 1971.
11. А.В.Игнатюк, Ю.Н.Шубин. Изв. АН СССР, сер.физ., 37, 1947 (1973).

Рукопись поступила в издательский отдел  
6 мая 1975 года.

```

PROGRAM LEVEL
COMMON /X/X(200)
COMMON/A,A(100)/PL/PL(100)/EXDA/EXDA(1500)/NEO/M,MS
*/INF/NUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2,2),B(2),TC(2),J,J1
DIMENSION FMT(100,2),ST(100,2),DET(100,2),STR(100,2),DM(100,2)
DIMENSION JX(2),EN0(2),DECOM(2)
DIMENSION DELTA(2), AMBDA(2),TCRIT(2),R01(100)
DIMENSION TRA(100),UV(100),PA1(100),PA2(100),PA3(100)
N = 2
1 FORMAT (D13,2F8.6)
READ 1, NUCL,MAX,NF,NF1,C
2 FORMAT (F8.4,F4.1)
3 FORMAT (5F7.4,13)
DO 4 J=1,2
NTM=MAX(J)
DO 4 I=1,NTM
READ 2, SC(I,1,J),SC(I,2,J)
4 SC(I,2,J) = SC(I,2,J)/2.
READ 3, T0,TF,TD,L
SKX=0.0
NSTFP=(TF-T0)/TD
PRINT 36
PRINT 37,NUCL(1),MAX(1),NF(1),NF1(1),C(1)
PRINT 38,NUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),C(2)
PRINT 20,T0,TF,TD
PRINT 30,L
TC(1)=1.
TC(2)=1.
DO 11 J=1,2
DECOM(J)=0.
MV=(NUCL(J)-1)/2
IF(MV-NUCL(J)/2) 6,6,5
5 CALL CALTIMP(DECOM)
6 CONTINUE
IF(NF(J)-NF1(J)) 7,7,8
7 TC(J)=0.
A(3)=-1.
EN0(J)=ENER(A)
GO TO 11
8 CONTINUE
MI=MAX(J)
NS=3+MI
K=2
DO 10 J1=1,2
DO 9 I=1,MI
9 EXDA(K+I)=SC(I,1,J)
EXDA(K-I)=1.E-5
JX(J1)=K.MI+1
K=5-MI
10 CONTINUE
EXDA(JX(1))=1.
EXDA(JX(2))=2.
PL(1)=.01
PL(2)=.01
ITEMP=NUCL(J)/2
A(1)=1.
A(2)=SC(ITEMP,1,J)
A(3)=-1.
CALL FUM1L(S,2,2,1,200,0.005,AKAPPA,ALAMBDA,-1,MC)
AMBDA(J)=A(2)
DELTA(J)=A(1)
END(J)=ENER(A)

```

```

LFVEL000
LFVEL001
LFVEL002
LFVEL003
LFVEL004
LFVEL005
LFVEL006
LFVEL007
LFVEL008
LFVEL009
LFVEL010
LFVEL011
LFVEL012
LFVEL013
LFVEL014
LFVEL015
LFVEL016
LFVEL017
LFVEL018
LFVEL019
LFVEL020
LFVEL021
LFVEL022
LFVEL023
LFVEL024
LFVEL025
LFVEL026
LFVEL027
LFVEL028
LFVEL029
LFVEL030
LFVEL031
LFVEL032
V 033
LFVEL034
LFVEL035
LFVEL036
LFVEL037
LFVEL038
LFVEL039
LFVEL040
LFVEL041
LFVEL042
LFVEL043
LFVEL044
LFVEL045
LFVEL046
LFVEL047
LFVEL048
LFVEL049
LFVEL050

```

```

11 CONTINUE
IF(TC(1)-TC(2)) 16,16,12
12 CONTINUE
DO 15 J=1,2
MI=MAX(J)
NS=3+MI
K=2
DO 14 J1=1,2
DO 13 I=1,MI
13 EXDA(K+I)=SC(I,1,J)
EXDA(K-I)=1.E-5
JX(J1)=K.MI+1
K=5-MI
14 CONTINUE
EXDA(JX(1))=3.
EXDA(JX(2))=4.
PL(1)=.01
PL(2)=.01
ITEMP=NUCL(J)/2
A(1)=1.
A(2)=SC(ITEMP,1,J)+.11
CALL FUM1L(S,2,2,1,200,0.005,AKAPPA,ALAMBDA,-1,MC)
TC(J)=1./A(1)
TCRIT(J)=TC(J)
15 CONTINUE
PRINT 31
PRINT 32, EN0(1),DELTA(1), AMBDA(1),TCRIT(1)
PRINT 33, EN0(2),DELTA(2), AMBDA(2),TCRIT(2)
16 CONTINUE
DO 25 J=1,2
MI=MAX(J)
NS=3+MI
K=2
DO 18 J1=1,2
DO 17 I=1,MI
17 EXDA(K+I)=SC(I,1,J)
EXDA(K-I)=1.E-5
JX(J1)=K.MI+1
K=5-MI
18 CONTINUE
EXDA(JX(1))=5.
EXDA(JX(2))=6.
K=1
T1 = T0-TD +T*TD
A(3)=1./T1
IF(T1-TC(J)) 20,21,21
20 CONTINUE
PL(1)=.01
PL(2)=.01
ITEMP=NUCL(J)/2
A(1)=1.
A(2)=SC(ITEMP,1,J)+.11
CALL FUM1L(S,2,2,1,200,0.005,AKAPPA,ALAMBDA,-1,MC)
GO TO 23
21 MI=MAX(J)
NS=3+MI
M=1
DO 22 I=1,MI
22 EXDA(2+I)=SC(I,1,J)
EXDA(1)=1.E-5
EXDA(2)=1.E-6
EXDA(3+MI)=7.
PL(1)=0.01

```

```

LFVEL051
LFVEL052
LFVEL053
LFVEL054
LFVEL055
LFVEL056
LFVEL057
LFVEL058
LFVEL059
LFVEL060
LFVEL061
LFVEL062
LFVEL063
LFVEL064
LFVEL065
LFVEL066
LFVEL067
LFVEL068
LFVEL069
LFVEL070
LFVEL071
LFVEL072
LFVEL073
LFVEL074
LFVEL075
LFVEL076
LFVEL077
LFVEL078
LFVEL079
LFVEL080
LFVEL081
LFVEL082
LFVEL083
LFVEL084
LFVEL085
LFVEL086
LFVEL087
LFVEL088
LFVEL089
LFVEL090
LFVEL091
LFVEL092
LFVEL093
LFVEL094
LFVEL095
LFVEL096
LFVEL097

```

```

      A(1)=-5.
CALL FUN1(L1,S,1,2,1,200,0.005,AKAPPA,ALAMBDA,-1,MC)
A(2)=A(1)
      A(1)=0.
N=2
CONTINUE
ENT(K,J)=ENTR(A)-ENR(J)
ST(K,J)=ENTR(A)
SIG(K,J)=SIGMA(A)
CALL DETER(A,DJ,NAL)
DET(K,J)=DJ
DM(K,J)=DAL
IF(K-NSTEP) 24,25,25
24 K=K+1
      CO TO 19
25 CONTINUE
PRINT 34
PRINT 35
DO 26 K=1,NSTEP
U=ENT(K,1)+ENT(K,2)-DECOM(1)-DECOM(2)
S=ST(K,1)+ST(K,2)
SIG2=SIG(K,1)+SIG(K,2)
OPRED=DM(K,1)+DET(K,2)+DM(K,2)+DET(K,1)
OPRED=ABS(OPRED)
RO = S-1.5*ALOG(0.2A318)-.5*ALOG(OPRED)
AL=L
PR=(2.*AL+.1)*0.5/(16.28318+0.5)*(SIG2+*(J/.2.))
FR=(AL*(AL+.1))/(2.*SIG2)
ROL=ALOG(PR)+RO-ER
TEK
      TEMP=T0-TD+T+TD
A1=S+.2/(4.*U)
A2=U/TEMP+.2
A3=S/(2.*TEMP)
TRA(K)=TEMP
      UV(K)=U
      PA1(K)=A1
      PA2(K)=A2
      PA3(K)=A3
RO1(K)=RO
26 PRINT 27,TEMP,U,S,SIG2,RO1,ROL,A1,A2,A3
27 FORMAT (5X,9(2X,E10,3))
PRINT 38
CALL GRAP1(NSTEP,TRA,RO1)
PRINT 39
CALL GRAP2(NSTEP,TRA,PA1,PA2,PA3)
28 FORMAT (//10X*PROTONS NUCL='13' MAX='13' NF='13' NF1='13' G
='F8,6//)
29 FORMAT (//10X*TEMPERATURE T0='F7.4' TF='F7.4' TD='F7.4//)
30 FORMAT (//10X*ANGULAR MOMENTUM L='13//)
31 FORMAT (//40X*CHARACTERISTICS OF GROUND STATE OF NUCLEUS//)
32 FORMAT (//10X*NEUTRONS ENO='F10.3' DELTA='F6.3' LAMBDA='F6.3'
*TCRIT='F6.3//)
33 FORMAT (//10X*PROTONS ENO='F10.3' DELTA='F6.3' LAMBDA='F6.3'
*TCRIT='F6.3//)
34 FORMAT (//40X*CHARACTERISTICS OF EXCITED NUCLEUS//)
35 FORMAT (//10X,1HT,11X,1HU,11X,1HS,9X,4HSIG2,10X,2HRO,
*10X,3HROL,10X,2HA1,10X,2HA2,10X,2MA3//)
36 FORMAT (//40X*PARAMETERS OF NUCLEUS//)
37 FORMAT (//10X*NEUTRONS NUCL='13' MAX='13' NF='13' NF1='13' G
='F8,6//)
38 FORMAT (//30X*PLOT OF NATURAL LOGARIPHM OF LEVEL DENSITY VERSUS TEMPERA-
*TEMPERATURE//)
39 FORMAT (//30X*PLOT OF LEVEL DENSITY PARAMETERS VERSUS TEMPERA-
*RE/30X,47H*AKAPPA 0,U AND Z DENOTE A1,A2 AND A3,RESPECTIVELY//)
END

```

```

1.FVEL098
1.FVEL099
1.FVEL108
1.FVEL109
1.FVEL110
1.FVEL111
1.FVEL112
1.FVEL113
1.FVEL114
1.FVEL115
1.FVEL116
1.FVEL117
1.FVEL118
1.FVEL119
1.FVEL120
1.FVEL121
1.FVEL122
1.FVEL123
1.FVEL124
1.FVEL125
1.FVEL126
1.FVEL127
1.FVEL128
1.FVEL129
1.FVEL130
1.FVEL131
1.FVEL132
1.FVEL133
1.FVEL134
1.FVEL135
1.FVEL136
1.FVEL137
1.FVEL138
1.FVEL139
1.FVEL140
1.FVEL141
1.FVEL142
1.FVEL143
1.FVEL144
1.FVEL145
1.FVEL146
1.FVEL147
1.FVEL148
1.FVEL149
1.FVEL150
1.FVEL151
1.FVEL152
1.FVEL153
1.FVEL154
1.FVEL155
1.FVEL156

```

```

SUBROUTINE ARITHM(Y)
COMMON/A/A(100)/PL/PL(100)/EXDA/EXDA(1500)/MEO/M,MS
*INF/MUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2,2),G(2),TC(2),J,TI
COMMON /DF/DF(2) /X/X(200)
NA=NUCL(J)
      AN=NA
      N1=NF(J)
      N2=NF1(J)
      F11 = N1-1
      N21 = N2+1
      N3 = MAX(J)
      Y=1.E-5
      DF(1)=0.
      DF(2)=0.
      IX = X(1+MAX(J))
      CO TO (1,3,5,10,15,20,37) IX
1 CONTINUE
DO 2 K=N1,N2
F=SQRT((X(K)-A(2))*2+A(1)-A(1))
Y=Y+1./F
      DF(1)=DF(1)+A(1)/F+.3
2 DF(2)=DF(2)+X(K)-A(2)/E+.3
      CO TO 4
3 CONTINUE
DO 4 K=N1,N2
F=SQRT((X(K)-A(2))*2+A(1)-A(1))
Y=Y+(1.-X(K)-A(2))/F
      DF(1)=DF(1)+X(K)-A(2)/E+.3
4 DF(2)=DF(2)+1./E+.3
      CO TO 45
5 CONTINUE
DO 9 K=N1,N2
F=(X(K)-A(2))+A(1)
IF(E-20.) 7,7,6
6 R=0.
      CO TO 8
7 R=1./((1.+EXP(F))
8 CONTINUE
Y=Y+TANH(E/2.)/(X(K)-A(2))
      DF(1)=0*(1.-R)*DF(1)
9 DF(2)=DF(2)+2.*0*(1.-R)+TANH(E/2.)/E)/(X(K)-A(2))
Y=Y-2./G(J)
      DF(1)=DF(1)+2.
      DF(2)=DF(2)+A(1)
RETURN
10 CONTINUE
DO 14 K=1,N2
F=(X(K)-A(2))+A(1)
IF(E-20.) 12,12,11
11 B=0.
      CO TO 13
12 B=1./((1.+EXP(F))
13 CONTINUE
Y = Y+B
      DF(1)=DF(1)+0*(1.-B)+X(K)-A(2)
14 DF(2)=DF(2)+P*(1.-B)
Y=2.*Y-AN
      DF(2)=2.*A(1)+DF(2)
      DF(1)=2.*DF(1)
      Y=Y-1.E-5
RETURN
15 CONTINUE
DO 19 K=N1,N2

```

```

ARITH000
ARITH001
ARITH002
ARITH003
ARITH004
ARITH005
ARITH006
ARITH007
ARITH008
ARITH009
ARITH010
ARITH011
ARITH012
ARITH013
ARITH014
ARITH015
ARITH016
ARITH017
ARITH018
ARITH019
ARITH020
ARITH021
ARITH022
ARITH023
ARITH024
ARITH025
ARITH026
ARITH027
ARITH028
ARITH029
ARITH030
ARITH031
ARITH032
ARITH033
ARITH034
ARITH035
ARITH036
ARITH037
ARITH038
ARITH039
ARITH040
ARITH041
ARITH042
ARITH043
ARITH044
ARITH045
ARITH046
ARITH047
ARITH048

```

```

E=SQRT((X(K)-A(2))**2+A(1)*A(1))
T1=(.5+E)/T1
T2=TANH(T1)
IF(T1-2n, ) 16,17,17
16 T3=2./(EXP(1)+EXP(-1))**2 GO TO 18
17 T3=0.
18 CONTINUE
V=V+T2/F
T4=(T3-T2/(2.*T1))/E**2
DF(1)=DF(1)**4
DF(1)=DF(2)+T4*(X(K)-A(1))
19 CONTINUE
V=V-2./G(J)
DF(1)=DF(1)*A(1)/T1
DF(2)=-DF(2)/T1
RETURN
20 CONTINUE
S1=0.
DS1=0.
DS2=0.
IF(N11-1) 20,21,21
21 CONTINUE
DO 25 K=1,N11
E=(X(K)-A(2))/T1
IF(E-20.) 22,23,22
22 E=0.
GO TO 24
23 B=1./(1.+EXP(E))
24 V=V+B
25 DF(2)=DF(2)+B*(1.-B)
26 IF(N21-N3) 27,32,32
27 CONTINUE
DO 31 K=N21+1,N3
E=(X(K)-A(2))/T1
IF(E-20.) 28,29,28
28 E=0.
GO TO 30
29 E=1./(1.+EXP(E))
30 V=V+E
31 DF(2)=DF(2)+E*(1.-E)
32 CONTINUE
V=2.*V
DF(2)=2.*DF(2)/T1
DO 36 K=N1,N2
E=SQRT((X(K)-A(2))**2+A(1)*A(1))
T1=.5/T1+E
T2=TANH(T1)
S1=S1+1.-((X(K)-A(2))/E)*T2
IF(T1-2n, ) 33,34,34
33 T3=2./(EXP(1)+EXP(-1))**2 GO TO 35
34 T3=0.
35 CONTINUE
T4=X(K)-A(1)
DS1=DS1+T4*(T3-T2/(2.*T1))/E**2
36 DS2=DS2+T2/(2.*T1)*(T4/E)**2*(T3-T2/(2.*T1))
DS1=-A(1)/T1+DS1
DS2=DS2/T1
DF(1)=DS1
DF(2)=DF(2)+DS2
V=V+S1-AN-1.*E-5
RETURN
37 CONTINUE
DO 41 K=1,N3
E=(X(K)-A(1))/T1

```

```

ARITH049
ARITH050
ARITH051
ARITH052
ARITH053
ARITH054
ARITH055
ARITH056
ARITH057
ARITH058
ARITH059
ARITH060
ARITH061
ARITH062
ARITH063
ARITH064
ARITH065
ARITH066
ARITH067
ARITH068
ARITH069
ARITH070
ARITH071
ARITH072
ARITH073
ARITH074
ARITH075
ARITH076
ARITH077
ARITH078
ARITH079
ARITH080
ARITH081
ARITH082
ARITH083
ARITH084
ARITH085
ARITH086
ARITH087
ARITH088
ARITH089
ARITH090
ARITH091
ARITH092
ARITH093
ARITH094
ARITH095
ARITH096
ARITH097
ARITH098
ARITH099

```

```

IF(E-20.) 38,39,38
38 B=0.
GO TO 40
39 E=1./(1.+EXP(E))
40 V=V+E
41 DF(1)=DF(1)**(1.-B)
V=2.*V-AN
DF(1)=DF(1)/T1+2.
V=V-1.E-5
RETURN
42 KV=(NUCL(J)+1)/2
IF(KV-NUCL(J)/2) 44,44,43
43 V=V-1./SQRT((X(KV)-A(2))**2+A(1)*A(1))
44 CONTINUE
V=V-2./G(J)
RETURN
45 PV=(NUCL(J)+1)/2
IF(KV-NUCL(J)/2) 47,47,46
46 V=V*(X(KV)-A(2))/SQRT((X(KV)-A(2))**2+A(1)*A(1))
47 CONTINUE
V=V+2.*N1-AN
DF(1)=DF(1)+A(1)
DF(2)=DF(2)+A(1)+A(1)
RETURN
END
SUBROUTINE DFTR(A,N3,DAL)
COMMON
/INP,NUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2,2),G(2),TC(2),J,T1
DIMENSION A(*)
K1=NF(J)-1
K2=NF1(J)+1
K3=MAX(J)
S1=0.
S2=0.
S3=0.
S4=0.
S5=0.
S6=0.
IF(NF(J)-NF1(J)) 2,2,1
1 IF(A(1)) 2,2,7
2 CONTINUE
DO 6 K=1,K3
E1=A(K)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E1-2n, ) 4,4,3
3 E=0.
GO TO 5
4 B=1./(1.+EXP(E1))
5 S=B*(1.-B)
S1=S1+S*(A(2)-SC(K,1,J))**2
S2=S2+S
6 S3=S3+S*(SC(K,1,J)-A(2))
DAL=2.*S2
DJ=4.*(S1**2-S3+S3)
RETURN
7 IF(K1-1) 13,0,8
8 CONTINUE

```

```

ARITH100
ARITH101
ARITH102
ARITH103
ARITH104
ARITH105
ARITH106
ARITH107
ARITH108
ARITH109
ARITH110
ARITH111
ARITH112
ARITH113
ARITH114
ARITH115
ARITH116
ARITH117
ARITH118
NETER000
NETER001
NETER002
NETER003
NETER004
NETER005
NETER006
NETER007
NETER008
NETER009
NETER010
NETER011
NETER012
NETER013
NETER014
NETER015
NETER016
NETER017
NETER018
NETER019
NETER020
NETER021
NETER022
NETER023

```

```

DO 12 K=1,K1
F1 = A(1)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF (E1-2n.) 1n,10,9
9 B=0.
GO TO 11
10 B=1./(1.+EXP(F1))
11 S=B*(1.-B)
S1=S1+S*(A(2)-SC(K,1,J))*2
S2=S2+S
12 S3 = S3-S*(SC(K,1,J)-A(2))
13 IF (K2-K1) 14,14,19
14 CONTINUE
DO 18 K=K2,K3
F1 = A(1)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF (E1-2n.) 17,16,15
15 B=0.
GO TO 17
16 B=1./(1.+EXP(F1))
17 S=B*(1.-B)
S1=S1+S*(A(2)-SC(K,1,J))*2
S2=S2+S
18 S3 = S3-S*(SC(K,1,J)-A(2))
S1=2.*S1
S2=2.*S2
S3=2.*S3
19 CONTINUE
K1=NF(J)
K2=NF1(J)
DO 23 K=K1,K2
F=SQRT((SC(K,1,J)-A(2))*2+A(1)*A(1))
F1=A(3)*E
IF (E1-2n.) 21,21,20
20 B=0.
GO TO 22
21 B=1./(1.+EXP(F1))
22 TEM=(SC(K,1,J)-A(2))/F
U=(1.+TEM)/2.
V=(1.-TEM)/2.
W=SQRT(U*V)*(1.-2.*B)
TEM=U*2.*F*(1.-F)
S4=S4+SC(K,1,J)*2+TEM*0.5*A(1)*2*(1.-2.*TEM)-
*2.*A(1)*U*SC(K,1,J)*2*(1.-2.*F)
+2.*G(J)*(A(1)*W*F*(1.-2.*F)-SC(K,1,J)*F*TEM)
S6=S6-SC(K,1,J)*TEM*A(1)*W*(1.-2.*F)*G(J)*F*TEM
23 S5=S5+TEM
S4=S4+2.
S5=S5*2.
S6=S6*2.
CAL=S2+S5
CAL=(S1+S4)*(2+S5)-(S3+S6)*(S3+S6)
RETURN
END

```

```

DETER024
DETER025
DETER026
DETER027
DETER028
DETER029
DETER030
DETER031
DETER032
DETER033
DETER034
DETER035
DETER036
DETER037
DETER038
DETER039
DETER040
DETER041
DETER042
DETER043
DETER044
DETER045
DETER046
DETER047
DETER048
DETER049
DETER050
DETER051
DETER052
DETER053
DETER054
DETER055
DETER056
DETER057
DETER058
DETER059
DETER060
DETER061
DETER062
DETER063
DETER064
DETER065

```

```

FUNCTION SIGMA(A)
COMMON
* /INF/NUP(L(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2,2),G(2),TC(2),J,TT
DIMENSION A(2)
K1=NF(J)-1
K2=NF1(J)+1
S1=0.
S2=0.
K3=MAX(J)
IF (NF(J),NF1(J)) 2,2,1
1 IF (A(1)) 2,2,6
2 CONTINUE
DO 5 K=1,K4
F1=A(3)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF (E1-2n.) 4,4,3
3 S=0.
GO TO 5
4 B=1./(1.+EXP(F1))
S=B*(1.-B)*SC(K,2,J)*2
5 S1=S1+S
SIGMA=2.*S1
RETURN
6 IF (K1-1) 11,7,7
7 CONTINUE
DO 10 K=1,K1
F1=A(3)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF (E1-2n.) 9,9,8
8 S=0.
GO TO 10
9 B=1./(1.+EXP(F1))
S=B*(1.-B)*SC(K,2,J)*2
10 S1=S1+S
11 IF (K2-K1) 12,12,16
12 CONTINUE
DO 15 K=K2,K3
E2=A(3)*(SC(K,1,J)-A(2))
IF (E2-2n.) 14,14,13
13 S=0.
GO TO 15
14 B=1./(1.+EXP(E2))
S=B*(1.-B)*SC(K,2,J)*2
15 S2=S2+S
16 CONTINUE
K1=NF(J)
K2=NF1(J)
S3=0.
DO 19 K=K1,K2
F=SQRT((SC(K,1,J)-A(2))*2+A(1)*A(1))
TEMP=S*A(3)*E
IF (TEMP-20.) 17,18,18
17 TEMP=.5*(EXP(-TEMP)+EXP(TEMP))
TS=SC(K,2,J)*2/(2.*TEMP*2)
GO TO 19
18 TS=0.
19 S3=S3+TS
SIGMA=2.*(S1+S2)+S3
RETURN
END

```

```

SIGMA000
SIGMA001
SIGMA002
SIGMA003
SIGMA004
SIGMA005
SIGMA006
SIGMA007
SIGMA008
SIGMA009
SIGMA010
SIGMA011
SIGMA012
SIGMA013
SIGMA014
SIGMA015
SIGMA016
SIGMA017
SIGMA018
SIGMA019
SIGMA020
SIGMA021
SIGMA022
SIGMA023
SIGMA024
SIGMA025
SIGMA026
SIGMA027
SIGMA028
SIGMA029
SIGMA030
SIGMA031
SIGMA032
SIGMA033
SIGMA034
SIGMA035
SIGMA036
SIGMA037
SIGMA038
SIGMA039
SIGMA040
SIGMA041
SIGMA042
SIGMA043
SIGMA044
SIGMA045

```

```

FUNCTION ENTP(A)
COMMON
  1/NF/NUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2),G(2),TC(2),J,TI
DIMENSION A(3)
IF(NF(J),NF1(J)) 2,2,1
1 IF(A(1)) 2,2,6
2 K1=MAX(J)
S1=0.
DO 5 K=1,K1
E1=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E1-2n.) 4,4,3
3 S=0.
GO TO 5
4 R=1./(1.+EXP(F1))
S=E1+B+ALOG(1.+EXP(F1))-E1
5 S1=S1+S
FITR=2.+S1
RETURN
6 CONTINUE
K1=NF(J)-1
K2=NF1(J)+1
S1=0.
S2=0.
K3=MAX(J)
IF(K1-1) 11,7,7
7 CONTINUE
DO 10 K=1,K1
F1=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E1-2n.) 9,9,8
8 S=0.
GO TO 10
9 R=1./(1.+EXP(F1))
S=E1+B+ALOG(1.+EXP(F1))-E1
10 S1=S1+S
11 IF(K2-K3) 12,12,16
12 CONTINUE
DO 15 K=K2,K3
F2=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E2-2n.) 14,14,13
13 S=0.
GO TO 15
14 R=1./(1.+EXP(F2))
S=E2+B+ALOG(1.+EXP(F2))-F2
15 S2=S2+S
16 CONTINUE
K1=NF(J)
K2=NF1(J)
S3=0.
DO 17 K=K1,K2
F=SQR(T+(SC(K,1,J)-A(2))**2+A(1)*A(1))
S3=S3+A(3)*E+EXP(-A(3)*E)/(1.+EXP(-A(3)*F1))+ALOG(1.+EXP(-A(3)*F))
FITR=2.*(S1**2+S3)
RETURN
END

```

```

FNTR0000
FNTR0001
FNTR0002
FNTR0003
FNTR0004
FNTR0005
FNTR0006
FNTR0007
FNTR0008
FNTR0009
FNTR0010
FNTR0011
FNTR0012
FNTR0013
FNTR0014
FNTR0015
FNTR0016
FNTR0017
FNTR0018
FNTR0019
FNTR0020
FNTR0021
FNTR0022
FNTR0023
FNTR0024
FNTR0025
FNTR0026
FNTR0027
FNTR0028
FNTR0029
FNTR0030
FNTR0031
FNTR0032
FNTR0033
FNTR0034
FNTR0035
FNTR0036
FNTR0037
FNTR0038
FNTR0039
FNTR0040
FNTR0041

```

```

FUNCTION ENEP(A)
COMMON
  1/NF/NUCL(2),MAX(2),NF(2),NF1(2),SC(200,2),G(2),TC(2),J,TI
DIMENSION A(3)
S1=0.
S2=0.
S3=0.
IF(A(3)) 21,21,1
1 IF(NF(J),NF1(J)) 3,3,2
2 IF(A(1)) 3,3,8
3 K1=MAX(J)
DO 6 K=1,K1
F1=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E1-2n.) 5,5,4
4 S=0.
GO TO 6
5 S=SC(K,1,J)/(1.+EXP(F1))
6 S1=S1+S
7 ENER=2.+S1
RETURN
8 K1=NF(J)-1
K2=NF1(J)+1
K3=MAX(J)
IF(K1-1) 13,9,9
9 CONTINUE
DO 12 K=1,K1
E1=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E1-2n.) 11,11,10
10 S=0.
GO TO 12
11 S=SC(K,1,J)/(1.+EXP(F1))
12 S1=S1+S
13 IF(K2-K3) 14,14,18
14 CONTINUE
DO 17 K=K2,K3
E2=A(3)+(SC(K,1,J)-A(2))
IF(E2-2n.) 14,16,15
15 S=0.
GO TO 17
16 S=SC(K,1,J)/(1.+EXP(F2))
17 S2=S2+S
18 CONTINUE
K1=NF(J)
K2=NF1(J)
DO 19 K=K1,K2
F=SQR(T+(SC(K,1,J)-A(2))**2+A(1)*A(1))
TFM=TANH(.5*F+A(3))
19 S3=S3+SC(K,1,J)*(1.-SC(K,1,J)-A(2))/F+TFM
20 ENER=2.*(S1**2+S3)-(A(1)**2)/G(J)
RETURN
21 IF(NF(J),NF1(J)) 22,22,24
22 K1=(NUCL(J)-1)/2
DO 23 K=1,K1
S1=S1+SC(K,1,J)
IF(K1-NUCL(J)/2) 7,7,30
24 K1=NF(J)-1
K2=NF1(J)
IF(K1-1) 27,25,25
25 CONTINUE
DO 26 K=1,K1
S1=S1-SC(K,1,J)
26 CONTINUE
K1=NF(J)

```

```

FNTR0000
FNTR0001
FNTR0002
FNTR0003
FNTR0004
FNTR0005
FNTR0006
FNTR0007
FNTR0008
FNTR0009
FNTR0010
FNTR0011
FNTR0012
FNTR0013
FNTR0014
FNTR0015
FNTR0016
FNTR0017
FNTR0018
FNTR0019
FNTR0020
FNTR0021
FNTR0022
FNTR0023
FNTR0024
FNTR0025
FNTR0026
FNTR0027
FNTR0028
FNTR0029
FNTR0030
FNTR0031
FNTR0032
FNTR0033
FNTR0034
FNTR0035
FNTR0036
FNTR0037
FNTR0038
FNTR0039
FNTR0040
FNTR0041
FNTR0042
FNTR0043
FNTR0044
FNTR0045
FNTR0046
FNTR0047
FNTR0048
FNTR0049
FNTR0050
FNTR0051
FNTR0052
FNTR0053

```

```

DO 20 K=K1,M2
F=SQRT((SC(K,1,3)-A(3))*2+A(1)+A(1))
ENR0054
ENR0055
*8 S3=S3+SC(K,1,3)*(1-(SC(K,1,3)-A(2))/F)
ENR0056
ENR0057
KV=(NUCL(J)+1)/2
IF(KV-NUCL(J)/2) 20,20,29
ENR0058
*9 S3=S3+SC(KV,1,3)*(SC(KV,1,3)-A(2))/
ENR0059
ENR0060
*SQRT((SC(KV,1,3)-A(2))*2+A(1)+A(1))
ENR0061
ENR0062
GO TO 20
ENR0063
ENR0064
*0 ENR02.*=S1-SC(K1,1,3)
RETURN
END

SUBROUTINE GQLIMP(DEFON)
CALIMP00
COMMON/A,A(100)/PL/PL(100)/EXDA/EXDA(1500)/NFD/N,MS
CALIMP01
*INF/NUCL(2),MAX(2),HF(2),HF1(2),SC(200,2,2),G(2),TC(2),J,T1
CALIMP02
DIMENSION EP*(2),EIS(2),EPC(2,2),ECONP(2),ECONI(2),DEFON(2)
CALIMP03
DIMENSION HF*(2),NF1*(2),JX(2)
CALIMP04
NFZ(J)=HF(J)
NF1Z(J)=NF1(J)
CALIMP05
HF(J)=0.
NF1(J)=0.
TC(J)=0.
A(3)=-1.
CALIMP06
FIS(J)=FNER(A)
CALIMP07
NUCL(J)=NUCL(J)-1
CALIMP08
FIS(J)=FNER(A)
CALIMP09
NUCL(J)=NUCL(J)+1
CALIMP10
HF(J)=NFZ(J)
NF1(J)=NF1Z(J)
CALIMP11
DO 3 K1=1,2
CALIMP12
M1=MAX(J)
MS=J+M1
K=2
CALIMP13
DO 2 J1=1,2
CALIMP14
DO 1 I=1,M1
CALIMP15
EXDA(K+1)=SC(I,1,3)
CALIMP16
EXDA(K-1)=1.F-5
EXDA(K)=1.F-6
CALIMP17
JX(J1)=K+M1+1
CALIMP18
K=J+M1
CALIMP19
2 CONTINUE
CALIMP20
EXDA(JX(1))=1.
EXDA(JX(2))=2.
CALIMP21
PL(1)=.01
PL(2)=.01
ITEMP=NUCL(J)/2
CALIMP22
A(1)=1.
A(2)=SC(ITEMP,1,3)
A(3)=-1.
CALIMP23
CALL FUMILI(2,2,2,1,200,0.005,AKAPPA,ALAND,-1,NC)
CALIMP24
EPC(K1,3)=FNER(A)
CALIMP25
NUCL(J)=NUCL(J)-1
CALIMP26
3 CONTINUE
CALIMP27
NUCL(J)=NUCL(J)+2
CALIMP28
ECONI(J)=EIS(J)-EPC(1,3)
CALIMP29
ECONP(J)=EPS(J)-EPC(2,3)
CALIMP30
ECONI(J)=ECONP(J)-ECONI(J)
CALIMP31
TC(J)=1.
CALIMP32
RETURN
CALIMP33
END
CALIMP34

```