

решения вопроса необходимо, однако, провести более строгое решение уравнения теплопроводности.

Интересно рассмотреть причины, вызывающие проникновение водорода в вырожденную зону. В качестве одной из таких причин можно назвать циркуляцию, возникающую при нарушении закона вращения. Более строгого исследования требуют вопросы, связанные с послед-

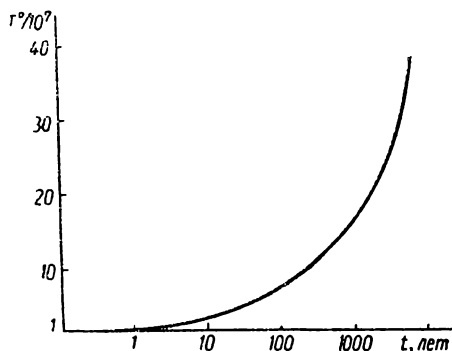


Рис. 3.

ствиями снятия вырождения на границе раздела и с внезапным включением новых источников энергии. Эти вопросы обсуждены в следующей работе.

## ON THE PROBLEM OF THERMAL EXPLOSION IN DEGENERATE GAS. II. HYDROGEN COMBUSTION IN A LAYER SOURCE

V. V. PORFIRYEV, Yu. N. REDKOBORODY

### Summary

The process of heating of degenerate gas at the presence of a layer source near the surface was analysed. The Mestel hypothesis is shown not to contradict the explosion of Nova.

## К ВОПРОСУ О ТЕПЛОМ ВЗРЫВЕ В ВЫРОЖДЕННОМ ГАЗЕ. III. ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКОЕ ЭКРАНИРОВАНИЕ КУЛОНОВСКОГО ПОЛЯ ЯДЕР ПРИ ТЕРМОЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЯХ

В. В. Порфирьев, Ю. Н. Редкобородый

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

В [1] рассмотрен вопрос о горении водорода при проникновении его в вырожденную зону белого карлика. При расчете использовались приближенные формулы для учета электростатического экранирования ядер, годные только для малых плотностей. В настоящей работе излагается более точная теория экранировки, применимая при любых плотностях.

### Введение

При расчете скорости ядерных реакций в среде высокой плотности необходимо учитывать изменение эффективного кулоновского взаимодействия реагирующих ядер вследствие электростатического экраниро-

вания электронами, которое приводит к ослаблению отталкивания ядер и тем самым облегчает прохождение через потенциальный барьер. Искажение кулоновского поля ядер обуславливает уменьшение как высоты, так и ширины потенциального барьера, в результате чего скорость реакции должна возрасти.

Исследованию этого эффекта посвящены работы [2—5]. Однако результаты, полученные авторами этих работ, относятся только к случаю плотностей не выше  $\rho = 10^3 \text{ г/см}^3$ . Кроме того, статистические методы, используемые в указанных работах для расчета экранированного потенциала (метод Томаса—Ферми в случае вырожденного газа электронов и метод Дебая—Хюккеля при отсутствии вырождения) не позволяют получить величину эффективного потенциала на малых расстояниях от ядра, где нарушается лежащее в основе этих методов условие квазиклассичности поступательного движения электронов. Эта же причина, по-видимому, ограничивает применимость указанных методов и при более высоких плотностях, когда средние расстояния между ядрами уже сами по себе становятся весьма малыми.

И наконец, при расчетах подобного рода обычно исходят из рассмотрения поля одиночного, изолированного ядра, пренебрегая влиянием на распределение экранирующего заряда (а следовательно, и на эффективный потенциал) второго из участвующих в реакции ядер.

При точном расчете эффективного потенциала электростатического взаимодействия двух ядер удобно использовать метод самосогласованного поля, предложенный в [6], который позволяет получить выражение для экранированного потенциала при любых расстояниях между ядрами, а также учесть влияние как одного, так и другого ядра на изменение эффективного потенциала.

### **Диэлектрическая проницаемость в приближении самосогласованного поля**

Приближение самосогласованного поля, используемое в физике твердого тела для вычисления свойств электронного газа, состоит в том, что электрон рассматривается как свободная частица, движущаяся в поле, описываемом некоторым усредненным потенциалом. Таким образом, можно ввести одночастичный гамильтониан для отдельного электрона [7]:

$$H = H_0 + V(\vec{r}, t),$$

где  $H_0 = \frac{p^2}{2m}$ ,  $V(\vec{r}, t)$  — самосогласованный потенциал, описывающий взаимодействие электрона со всеми прочими частицами системы. Если  $|m\rangle$  — решение одночастичного уравнения Хартри—Фока [7], то при помощи собственных функций  $|\vec{k}\rangle$  оператора  $H_0$  это решение можно представить в виде

$$|m\rangle = \sum_{\vec{k}} |\vec{k}\rangle \langle \vec{k} | m \rangle. \quad (1)$$

Введем матрицу плотности в энергетическом представлении:

$$\langle \vec{k}' | \rho | \vec{k} \rangle \equiv \sum_m \langle \vec{k}' | m \rangle P_m \langle m | \vec{k} \rangle, \quad (2)$$

где  $P_m$  — средняя по ансамблю вероятность того, что состояние  $|m\rangle$  занято. Равновесная матрица плотности  $\rho_0$  для невозмущенной ( $V=0$ ) системы обладает следующим свойством:

$$\rho_0 |\vec{k}\rangle = P_{\vec{k}}^{-} \cdot |\vec{k}\rangle,$$

где

$$P_{\vec{k}}^{-} = \frac{\bar{n}_{\vec{k}}^{-}}{N} = \frac{(2\pi)^3}{N} f_0(\epsilon_{\vec{k}}^{-}); \quad (3)$$

$\bar{n}_{\vec{k}}^{-}$  — среднее число заполнения состояния  $|\vec{k}\rangle$ ;  $N$  — полное число электронов в системе;  $f_0(\epsilon_{\vec{k}}^{-})$  — равновесная функция распределения (здесь и ниже используется система единиц с  $\hbar \equiv 1$ )

Уравнение движения для возмущенной матрицы плотности  $\rho = \rho_0 + \delta\rho$  имеет вид [7]:

$$i \frac{\partial \rho}{\partial t} = [\mathbf{H}, \rho]. \quad (4)$$

Линеаризуя уравнение [4] и пренебрегая членами порядка  $\mathbf{V}\delta\rho$ , получим:

$$i\delta\dot{\rho} \approx [\mathbf{H}_0, \delta\rho] + [\mathbf{V}, \rho_0]. \quad (5)$$

Следовательно,

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \langle \vec{k} | \delta\rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle &= \langle \vec{k} | [\mathbf{H}_0, \delta\rho] | \vec{k} + \vec{q} \rangle + \langle \vec{k} | [\mathbf{V}, \rho_0] | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \\ &= \left( \frac{\vec{k}^2}{2m_e} - \frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} \right) \langle \vec{k} | \delta\rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle + (P_{\vec{k}+\vec{q}}^{-} - P_{\vec{k}}^{-}) \cdot V_{\vec{q}}(t), \end{aligned} \quad (6)$$

где

$$V_{\vec{q}}(t) = \langle \vec{k} | V(\vec{r}, t) | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \int d^3x V(\vec{r}, t) \cdot e^{i\vec{q}\cdot\vec{r}}$$

фурье-компонента потенциала  $V(\vec{r}, t)$ .

Потенциал  $V$  состоит из потенциала внешнего поля  $V^0$  и экранирующего потенциала  $V^s$ , связанного с индуцированным изменением электронной плотности  $\delta n$ , т. е.  $V^0$  может быть, например, потенциалом налетающего ядра, а  $V^s$  — потенциалом экранирующих зарядов в электронном газе, индуцированным потенциалом  $V^0$ :

$$V_{\vec{q}} = V_{\vec{q}}^0 + V_{\vec{q}}^s.$$

Индукцированное изменение электронной плотности

$$\begin{aligned} \delta n(\vec{r}) &= N \sum_m \langle m | \delta P_m | m \rangle = N \sum_m \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} |\vec{k}'\rangle \langle \vec{k}' | m \rangle \delta P_m \langle m | \vec{k} \rangle \langle \vec{k} | = \\ &= \sum_{\vec{k}, \vec{k}'} |\vec{k}'\rangle \langle \vec{k} | \langle \vec{k}' | N \delta\rho | \vec{k} \rangle = \sum_{\vec{q}} e^{-i\vec{q}\cdot\vec{r}} \cdot \delta n_{\vec{q}}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\delta n_{\vec{q}} = \sum_{\vec{k}} \langle \vec{k} | N \delta\rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle. \quad (8)$$

Свойства электронного газа удобно выразить через продольную диэлектрическую проницаемость  $\epsilon(\omega, \vec{q})$ , которую можно определить следующим образом [7]:

$$E_q^- + 4\pi P_q^- = \epsilon(\omega, \vec{q}) \cdot E_q^- = D_q^-, \quad (9)$$

где  $E_q^-$ ,  $D_q^-$ ,  $P_q^-$  — фурье-компоненты соответственно продольного электрического поля, индукции и поляризации;  $\omega$  — частота, связанная с  $V_q^-$ . Поскольку

$$P_q^- = -\frac{E_q^s}{4\pi},$$

где  $E_q^s$  соответствует экранирующему потенциалу  $V_q^s$ , то (9) дает

$$V_q^- - V_q^s = V_q^0 = \epsilon(\omega, \vec{q}) \cdot V_q^-.$$

Таким образом, диэлектрическая проницаемость равна отношению внешнего потенциала к эффективному

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = \frac{V_q^0}{V_q^-}. \quad (10)$$

Так как

$$\text{div } \vec{P} = e\delta n, \quad -iqP_q^- = e\delta n_q^-, \quad eE_q^- = -iqV_q^-,$$

то

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = 1 + 4\pi \frac{P_q^-}{E_q^-} = 1 - 4\pi \frac{e^2 \delta n_q^-}{q^2 \cdot V_q^-}. \quad (11)$$

Рассматривая  $V_q^-(t)$  в уравнении (6) как зависящую от времени силу, определяющую поведение системы, получим

$$\langle \vec{k} | \delta \rho | \vec{k} + \vec{q} \rangle = \lim_{s \rightarrow +0} \frac{P_{\vec{k}+\vec{q}}^- - P_{\vec{k}}^-}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{k^2}{2m_e} + \omega + is} V_q^-,$$

откуда, используя (3) и (8), найдем:

$$\delta n_q^- = \lim_{s \rightarrow +0} \sum_{\vec{k}} \frac{\bar{n}_{\vec{k}+\vec{q}}^- - \bar{n}_{\vec{k}}^-}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{k^2}{2m_e} + \omega + is} V_q^-.$$

Подставляя это в (11), приходим к общему выражению для диэлектрической проницаемости в приближении самосогласованного поля:

$$\epsilon(\omega, \vec{q}) = 1 - \lim_{s \rightarrow +0} \frac{4\pi e^2}{q^2} \sum_{\vec{k}} \frac{\bar{n}_{\vec{k}+\vec{q}}^- - \bar{n}_{\vec{k}}^-}{\frac{(\vec{k} + \vec{q})^2}{2m_e} - \frac{k^2}{2m_e} + \omega + is}. \quad (12)$$

## Экранированный потенциал статического поля

Для вычисления экранированного потенциала воспользуемся соотношением (10) и выведенным выражением (12) для  $\epsilon(\omega, \vec{q})$ . Очевидно, заряды ядер можно считать неподвижными, а распределение экранирующего заряда — стационарным при

$$v_e \gg v, \quad (13)$$

где  $v_e, v$  — средние скорости электронов и ядер соответственно.

При термоядерной реакции основной вклад вносят ядра со скоростью [8]:

$$v_m = \sqrt[3]{\beta \frac{k_B T}{\mu}},$$

где  $\beta = \frac{2\pi Z_1 Z_2 e^2}{\hbar}$ ,  $\mu$  — приведенная масса реагирующих ядер. Если газ электронов не вырожден, то

$$v_e = \sqrt{\frac{3k_B T}{m_e}}$$

и условие (13) примет вид:

$$\frac{v_m}{v_e} = \left( \frac{\beta^2 \cdot m_e^3}{27 \mu^2 \cdot k_B} \right)^{1/6} \cdot \frac{1}{T^{1/6}} \ll 1. \quad (14)$$

При заметном вырождении электронного газа

$$v_e \sim v_F \gg \sqrt{\frac{3k_B T}{m_e}},$$

где  $v_F$  — скорость электрона с энергией Ферми  $\epsilon_F$ , и неравенство (14) выполняется еще лучше. Для протон-протонного и углеродного циклов и температур от  $T=10^6$  К и выше условие стационарности распределения экранирующего заряда (14) выполняется достаточно хорошо, т. е. можно ограничиться случаем статического поля и принять  $\omega=0$  в выражении (12) для  $\epsilon(\omega, \vec{q})$ . Поскольку мнимая часть  $\epsilon(0, \vec{q})$  равна нулю, то можно положить  $s=0$  и опустить знак предела.

Пусть ядро с зарядом  $Z_1 e$  расположено в начале координат, а ядро с зарядом  $Z_2 e$  — в точке  $\vec{r}$ . Тогда потенциал внешнего поля в некоторой точке  $\vec{\xi}$

$$V^0(\vec{\xi}) = \frac{Z_1 e}{|\vec{\xi}|} + \frac{Z_2 e}{|\vec{\xi} - \vec{r}|} = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} e^{i\vec{q} \cdot \vec{\xi}} + \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{\xi} - \vec{r})}.$$

Предполагая реакцию среды линейной [7], экранированный потенциал можно получить с помощью (10), т. е. путем деления фурье-компонент потенциала внешнего поля на  $\epsilon(0, \vec{q})$ :

$$V(\vec{\xi}) = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2 \epsilon(0, \vec{q})} e^{i\vec{q} \cdot \vec{\xi}} + \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2 \epsilon(0, \vec{q})} e^{i\vec{q} \cdot (\vec{\xi} - \vec{r})}. \quad (15)$$

Эффективный потенциал взаимодействия ядер  $Z_1 e$  и  $Z_2 e$  равен, очевидно, потенциалу, создаваемому зарядом  $Z_1 e$  и экранирующими зарядами в

точке нахождения заряда  $Z_2e$ . Следовательно, из (15) надо вычесть собственное поле заряда  $Z_2e$ :

$$\frac{Z_2 e}{|\vec{\xi} - \vec{r}|} = \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}$$

и затем перейти к пределу при  $\vec{\xi} \rightarrow \vec{r}$ . Таким образом, получаем:

$$V_{\text{эфф}}(\vec{r}) = \frac{Z_1 e}{(2\pi)^3} \int \frac{d^3 q 4\pi}{q^2 \epsilon(0, \vec{q})} e^{iq\vec{r}} + \lim_{\vec{\xi} \rightarrow \vec{r}} \frac{Z_2 e}{(2\pi)^3} \int d^3 q \frac{4\pi}{q^2} \left( \frac{1}{\epsilon(0, \vec{q})} - 1 \right) e^{iq(\vec{\xi} - \vec{r})}, \quad (16)$$

где  $\epsilon(0, \vec{q})$  определяется выражением (12) при  $\omega = s = 0$ :

$$\epsilon(0, \vec{q}) = 1 - \frac{4\pi e^2}{q^2} \cdot \frac{2}{(2\pi)^3} \int d^3 k \frac{\frac{\vec{n}\vec{k} + \vec{q} - \vec{n}\vec{k}}{(\vec{k} + \vec{q})^2} - \frac{\vec{k}^2}{2m_e}}{2m_e} \quad (17)$$

(интеграл понимается в смысле главного значения).

Второе слагаемое в (16) появляется вследствие деформации полей заряда  $Z_2e$  облака экранирующих зарядов вокруг заряда  $Z_1e$ .

Поскольку электроны подчиняются статистике Ферми, то в общем случае [9]:

$$\bar{n}_{\vec{k}} = \frac{1}{\exp \left\{ \frac{\vec{k}^2}{2m_e k_B T} - \frac{\mu}{k_B T} \right\} + 1}, \quad (18)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана;  $\mu$  — химический потенциал газа электронов.

Рассмотрим отдельно два наиболее интересных предельных случая: полностью вырожденный и полностью невырожденный электронный газ.

### 1. Полностью вырожденный газ электронов ( $T=0$ )

В этом случае распределение Ферми имеет вид:

$$\bar{n}_{\vec{k}} = \begin{cases} 1 & \text{при } |\vec{k}| < k_F \\ 0 & \text{при } |\vec{k}| > k_F, \end{cases}$$

где  $k_F$  — импульс на границе Ферми.

Выполняя в (17) интегрирование по сфере Ферми, получим для диэлектрической проницаемости полностью вырожденного нерелятивистского газа электронов:

$$\epsilon(0, q) = 1 + \frac{k_s^2}{2q^2} \left[ 1 + \frac{k_F}{q} \left( 1 - \frac{q^2}{4k_F^2} \right) \ln \left| \frac{q + 2k_F}{q - 2k_F} \right| \right], \quad (19)$$

где

$$k_s \left( \frac{6\pi n e^2}{\epsilon_F} \right)^{1/2} = 2 \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/6} \cdot (e^2 \cdot m_e \cdot n^{1/3})^{1/2}.$$

Соотношения (16) и (19) определяют форму экранированного потенциала в случае, когда выполнено условие полного вырождения электронного газа. Для больших расстояний между ядрами

$$r \gg \frac{1}{k_F} = (3\pi^2 n)^{-1/3},$$

в первом интеграле выражения (16) главную роль играют малые  $q$

$$q \ll k_F$$

и выражение (19) с хорошей точностью можно заменить на

$$\varepsilon(0, q) \cong 1 + \frac{k_s^2}{q^2}. \quad (20)$$

В случае малых расстояний

$$r \ll \frac{1}{k_F} = (3\pi^2 n)^{-1/3}$$

можно считать  $q \gg k_F$ , поэтому, отбрасывая в (19) члены порядка  $\frac{1}{q^6}$

и выше, имеем

$$\varepsilon(0, q) \cong 1 + \frac{4}{3} \cdot \frac{k_F^2 \cdot k_s^2}{q^4} = 1 + \frac{16\pi m_e n e^2}{q^4}. \quad (21)$$

Поскольку во втором слагаемом в (16) совершается предельный переход при  $|\vec{\xi} - \vec{r}| \rightarrow 0$ , то, очевидно, при любых расстояниях  $r$  между ядрами во втором интеграле в (16) можно пользоваться для  $\varepsilon(0, q)$  аппроксимацией (21).

Подставляя (20), (21) в (16) и выполняя интегрирование, получим асимптотические выражения для  $V_{\text{эфф}}(r)$ :

$$V_{\text{эфф}}(r) \cong \frac{Z_1 e}{r} e^{-k_s r} - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \gg (3\pi^2 n)^{-1/3}; \quad (22)$$

$$V_{\text{эфф}}(r) \cong \frac{Z_1 e}{r} e^{-\alpha r} \cdot \cos \alpha r - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \ll (3\pi^2 n)^{-1/3}, \quad (23)$$

где (в гауссовых единицах)

$$k_s = 2 \left( \frac{3}{\pi} \right)^{1/6} \sqrt{\frac{m_e n^{1/3} \cdot e^2}{\hbar^2}}; \quad \alpha = \sqrt{2} \left( \frac{\pi m_e n e^2}{\hbar^2} \right)^{1/4}.$$

## 2. Полностью невырожденный газ электронов

При отсутствии заметного вырождения электроны подчиняются статистике Больцмана, так что [9]

$$\bar{n}_k^{\vec{k}} = e^{\frac{\mu - \varepsilon_k}{k_B T}}, \quad (24)$$

где

$$\varepsilon_k^{\vec{k}} = \frac{k^2}{2m_e}.$$

Выполняя интегрирование по углам в (17), можно в этом случае привести выражение для  $\varepsilon(0, q)$  к виду:

$$\varepsilon(0, q) = 1 + \frac{16\pi^2 \cdot e^2 \cdot m_e \cdot e^{\frac{\mu}{k_B T}}}{q^3} \cdot \frac{2}{(2\pi)^2} \int_0^{\infty} k \cdot e^{-\frac{k^2}{2m_e k_B T}} \cdot \ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| dk, \quad (25)$$

что в совокупности с (16) описывает эффективный потенциал взаимодействия двух ядер в случае больцмановского газа электронов.

В этом случае большие расстояния определяются условием

$$r \gg (m_e k_B T)^{-1/2},$$

так что в первом интеграле в (16):

$$q \ll (m_e k_B T)^{1/2}.$$

Разлагая в (25) логарифм под интегралом по степеням  $\frac{q}{k}$ , получим

$$\ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| \cong \frac{q}{k}.$$

Тогда с учетом того, что [9]

$$e^{\frac{\mu}{k_B T}} = \frac{8\pi^3 n}{2(2\pi m_e k_B T)^{3/2}};$$

находим:

$$\varepsilon(0, q) \cong 1 + \frac{k_D^2}{q^2}, \quad (26)$$

где

$$k_D = \left( \frac{4\pi n e^2}{k_B T} \right)^{1/2}. \quad (27)$$

Для малых расстояний

$$r \ll (m_e k_B T)^{-1/2}$$

и, оставляя в разложении

$$\ln \left| \frac{q + 2k}{q - 2k} \right| = \frac{4k}{q} + \frac{2}{3} \cdot \frac{8k^3}{q^3} + \dots$$

только первый член, получим, согласно (25):

$$\varepsilon(0, q) = 1 + \frac{16\pi m_e n e^2}{q^4}. \quad (28)$$

Используя (26) и (28), с помощью (16) найдем асимптотические выражения для эффективного потенциала (в гауссовых единицах):

$$V_{\text{эфф}}(r) = \frac{Z_1 e}{r} e^{-k_D r} - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \gg \frac{\hbar}{(m_e k_B T)^{1/2}}; \quad (29)$$

$$V_{\text{эфф}}(r) = \frac{Z_1 e}{r} e^{-\alpha r} \cdot \cos \alpha r - 2\alpha Z_2 e \text{ при } r \ll \frac{\hbar}{(m_e k_B T)^{1/2}}, \quad (30)$$

где  $k_D$  определяется по (27);  $\alpha = \sqrt{2} \left( \frac{\pi m_e n e^2}{\hbar^2} \right)^{1/4}$ .

Во втором интеграле в (16) необходимо, как и в пункте 1, использовать при любых  $r$  выражение (28) для  $\varepsilon(0, q)$ .

Отличие полученных выражений от формы потенциала уединенного заряда с учетом экранирования объясняется учетом влияния второго заряда. Это обстоятельство может играть большую роль при расчете скорости ядерных реакций, поскольку оно увеличивает эффект экранировки.

Подобный расчет скорости ядерных реакций с учетом экранирования ядер свободными электронами опубликован в следующей статье.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Порфирьев В. В., Редкобородый Ю. Н. — В кн.: Вопросы астрофизики, «Наукова думка», 1968.
2. Keller G. — *Ap. J.*, **118**, 142, 1953.
3. Keller and Meyerott. — Argonne National Laboratory Report, 4771 and 1856, 1952.
4. Salpeter E. E. — *Austrial. J. Sci.*, **7**, 373, 1954.
5. Schatzmann E. — *J. Phys. et Radium*, **9**, 46, 1948; *Astrophys. J.*, **119**, 464, 1954.
6. Ehrenreich H., Cohen M. N. — *Phys. Rev.*, **115**, 786, 1959.
7. Киттель Ч. Квантовая теория твердых тел. «Наука», 1967.
8. Франк-Каменецкий Д. А. Физические процессы внутри звезд. Изд-во физ.-мат. лит., 1959.
9. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. «Наука», 1964.

## ON THE PROBLEM OF HEAT EXPLOSION IN DEGENERATE MATTER

### III. THE ELECTROSTATIC SCREENING OF NUCLEI COULOMB'S FIELD AT THERMONUCLEAR ENERGY GENERATION

V. V. PORFIRYEV, Yu. N. REDKOBORODY

#### Summary

The effect of the electron screening on thermonuclear fusion is considered. The energy yield is shown to increase. The effective potential of electrostatic interaction is derived by means of the self-consistent field method. The results are suitable for any distance between the nuclei. The influence of both nuclei on distribution of the screening space charge of electrons is taken into consideration.

## СИНТЕЗ ПАРАМЕТРОВ КРИВОЙ БЛЕСКА НЕПРАВИЛЬНОЙ ПЕРЕМЕННОЙ ЗВЕЗДЫ

Л. М. Шульман

(Главная астрономическая обсерватория АН УССР)

Анализ наблюдений блеска неправильных переменных звезд, выполненный в последние годы [1, 2], показал, что блеск неправильных и полуправильных переменных подчиняется определенным статистическим закономерностям, а именно: каждой переменной свойственна некоторая функция распределения и автокорреляционная функция кривой блеска. Так как время наблюдения звезд значительно меньше характерного времени звездной эволюции, то можно рассматривать кривую блеска как стационарную случайную кривую с не зависящей от времени функцией распределения  $W(I)$ , понимаемой как плотность вероятности того, что интенсивность излучения звезды находится в интервале  $(I, I+dI)$ , и автокорреляционной функцией

$$K(\tau) = \overline{(I(t+\tau) - \bar{I})(I(t) - \bar{I})}, \quad (1)$$

где черта означает усреднение по времени.

Функции  $W\Delta m$  и  $K_m(\tau)$  для ряда звезд определены из наблюдений Ф. И. Лукацкой с сотрудниками [2]. Эти функции сами по себе не позволяют однозначно установить природу и механизм переменности. Их польза и назначение в другом. Постулировав какой-либо механизм переменности, мы можем сравнивать его с наблюдениями не только по предсказываемым спектральным и цветовым характеристикам, но и по предсказываемым статистическим свойствам кривой блеска.