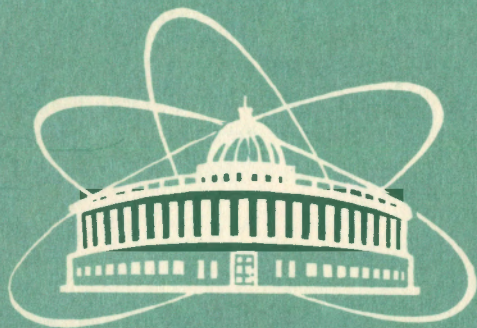




ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
JOINT INSTITUTE
FOR NUCLEAR
RESEARCH

N 5 [31] -88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ

**JINR
RAPID COMMUNICATIONS**

ДУБНА

1988

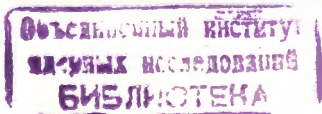
Объединенный институт ядерных исследований
JOINT INSTITUTE FOR NUCLEAR RESEARCH

№ 5 [31]-88

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ ОИЯИ
JINR RAPID COMMUNICATIONS

сборник
COLLECTION

Дубна 1988



ОГЛАВЛЕНИЕ CONTENTS

I.D.Mandzhavidze, A.N.Sissakian Phenomenology of Production Processes of an Asymptotically Large Number of Hadrons И.Д.Манджавидзе, А.Н.Сисакян Феноменология процессов рождения асимптотически большого числа адронов	5
S.N.Dmitriev, G.N.Flerov, V.A.Azarov, S.V.Shishkin, V.Ya.Lebedev, A.V.Krasnov, T.V.Shishkina, V.K.Pokrovsky, E.A.Sokol Search for the Spontaneously Fissioning Nuclide in Cheleken Hot Brines С.Н.Дмитриев, Г.Н.Флеров, В.А.Азаров, С.В.Шишкин, В.Я.Лебедев, А.В.Краснов, Т.В.Шишкина, В.К.Покровский, Е.А.Сокол О поиске спонтанно делящегося нуклида в термальных рассолах п/о Челекен.	13
V.G.Luppov, M.Mertig, Yu.K.Pilipenko Stabilization of Spin-Polarized Atomic Hydrogen at Low Temperature В.Г.Луппов, М.Мертиг, Ю.К.Пилипенко Стабилизация спин-поляризованного атомарного водорода при низкой температуре.	21
Нгуен Куэ Хьонг Неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках Nguyen Que Huong Nonelastic Resonant Raman Scattering on Donor Levels in Cubic Semiconductors	26
Нгуен Ай Вьет, Нгуен Куэ Хьонг, Нгуен Тоан Тханг Обменное взаимодействие экситона в полупроводниках с прямой запрещенной зоной и вырожденной валентной зоной Nguyen Ai Viet, Nguyen Que Huong, Nguyen Toan Thang Exchange Interaction of Exciton in Direct Band Gap Semiconductors with Degenerate Valence Bands	31

А.Ю.Дидык, В.Малиновский, В.М.Назаров, И.Л.Сашин, В.А.Скуратов,
К.Хаванчак, А.Хофман, В.А.Щеголев, Юн Дюн Ман

**Радиационное упрочнение циркония,
облученного тяжелыми ионами и нейтронами**

A.Yu.Didyk, V.Malinovsky, V.M.Nazarov, I.L.Sashin, V.A.Skuratov,
K.Khavanchak, A.Hofman, V.A.Shchegolev, Un Dun Man

The Radiation Hardening of Zirkonium After the Bombardment

by Heavy Ions and Neutrons 36

PHENOMENOLOGY OF PRODUCTION PROCESSES OF AN ASYMPTOTICALLY LARGE NUMBER OF HADRONS

I.D.Mandzhavidze, A.N.Sissakian

A classification is proposed for possible asymptotic production cross sections σ_n with respect to n which is independent of concrete models of strong interactions and a physical meaning of the classification is explained on the basis of the statistical physics picture.

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

Феноменология процессов рождения
асимптотически большого числа адронов

И.Д.Манджавидзе, А.Н.Сисакян

Предлагается классификация возможных асимптотических сечений рождения n адронов σ_n , не зависящая от конкретных моделей сильных взаимодействий, и на основе статфизической картины поясняется физический смысл рассматриваемой классификации.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

1. Let us describe the multiple production of hadrons when their number n is very large

$$n \gg \bar{n}(s). \quad (1)$$

Here $\bar{n}(s)$ is the mean multiplicity defining the natural scale of values n at a given energy. Interest in this region (1) stems from the expectation to get further information that would refine our knowledge of strong interactions.

Since there is no quantitative theory, it would be well to develop a general picture of physical phenomena in the region (1) which is independent of model notions formed by investigations in the region $n \sim \bar{n}$. We shall construct this phenomenological picture on the basis of the statistical mechanics by representing a final state of the process as a (microcanonical) ensemble. For this purpose we introduce the density matrix $\rho(\beta, z)$, such that the production cross section of n particles is

$$\sigma_n(s) = \frac{1}{2\pi i} \oint \frac{dz}{z^{n+1}} \frac{1}{2\pi i} \frac{1}{\sqrt{s}} \int_{\text{Re } \beta > 0} \frac{d\beta}{2\pi} \beta^2 I_1(\beta\sqrt{s}) \rho, \quad (2)$$

where I_1 is the Bessel function of an imaginary argument (for a detailed derivation of formula (2) see, for instance, ref.^{/1/}).

At large n integration in (2) can be performed by the saddle point method. First, we should find the solutions of the equations (state)

$$\sqrt{s} = \frac{\partial}{\partial \beta} \ln \rho(\beta, z), \quad (3)$$

$$n = z \frac{\partial}{\partial z} \ln \rho(\beta, z). \quad (4)$$

Under this definition of integrals in (2), $1/\beta$ means the gas temperature of particle production and z means activity (i.e., $(1/\beta) \ln z$ is the chemical potential).

Now we take advantage of the fact that the asymptotics σ_n with respect to n is defined by the leftmost singularity $\rho(\beta, z)$ in z and weakly depends on the nature of the singularity. On the basis of the statistical mechanics we assume $\rho(\beta, z)$ to be a regular function of z inside the circle $|z| = 1^{1/2}$. If z_c is the leftmost singularity, then from general considerations one would expect one the following possibilities to be realised:

- a) $z_c = 1$
 - b) $z_c = \infty$
 - c) $1 < z_c < \infty$
- (5)

thus providing a classification of possible asymptotics we search for. Now let us elucidate what physical conditions the quantity z_c depends on.

2. First, it is to be noted that the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z is treated as an indication of a phase transition^{/2,3/}. For instance, let β be such that particles are combined into clusters*. Then, the number of clusters of ℓ particles is $\sim e^{-\beta \sigma \ell^{d-1/d}}$, where $\sigma \ell^{d-1/d}$ is the cluster surface energy ($\ell^{d-1/d}$ is the cluster surface area). Then

* More precisely, the decay of clusters produces particles.

$$\rho(\beta, z) \sim \exp \left\{ \sum_{\ell=1}^{\infty} z^{\ell} e^{-\beta \alpha \ell^{d-1/d}} \right\} \quad (6)$$

will be singular at $z = 1$. This singularity indicates a first order phase transition (condensation).

In calculating the relevant σ_n we consider the following analog model. Let us cover the volume, into which particles are produced, by the net and let the presence of a particle in the node be denoted by (-1) and the absence by (+1).

Now we take advantage of the fact that this model of lattice gas is well described by the Ising model. Switching on a magnetic field $\mathcal{H}$ we can control the number of down spins, i.e., the number of produced particles. This means that activity $z = e^{-2\beta \mathcal{H}}$ and $\mathcal{H}$ acts as a chemical potential.

Then, the density matrix ρ in the continuous limit is determined by the functional integral^{4/}

$$\rho(\beta, z) = \int \mathcal{D}\mu e^{-S_{\lambda}(\mu)}, \quad (7)$$

where the action

$$S_{\lambda}(\mu) = \int d\mathbf{x} \left[\frac{1}{2} (\nabla \mu)^2 - \epsilon \mu^2 + d \mu^2 - \lambda \mu \right] \quad (8)$$

and

$$\epsilon \sim (1 - \beta_c / \beta); \quad \lambda \sim \mathcal{H}. \quad (9)$$

Here $1/\beta_c$ is the phase transition temperature. Assume that $\beta > \beta_c$, i.e., the average spin $\langle \mu \rangle \neq 0$. To simplify the calculations we assume that $\beta/\beta_c \gg 1$ (this ensures small fluctuations in the vicinity of the chosen $\langle \mu \rangle$).

Singularity in $\mathcal{H}$ arises due to the following reason. At $\mathcal{H} = 0$ the potential

$$v = -\epsilon \mu^2 + d \mu^2; \quad \epsilon, a > 0 \quad (10)$$

has two minima at $\mu_{\pm} = \pm \sqrt{(\epsilon/2a)}$. Switching on $\mathcal{H} < 0$ we destroy the degeneracy. The left minimum at $\mu = -\sqrt{(\epsilon/2a)}$ appears to be lower than the right one. Then, the system in the right minimum (it is described by up spins, which means the absence of produced particles) turns out to be unstable: a tunneling into a lower (stable) minimum is possible.

The above instability is associated with the branching point in the complex plane $\mathcal{H}$ at $\mathcal{H} = 0$ and the discontinuity provides ^{/6/}

$$\text{Im } \rho(\beta, z) \approx \frac{a_1(\beta)}{\mathcal{H}^2} e^{-\frac{a_2(\beta)}{\mathcal{H}^2}}, \quad (11)$$

where a_1 and a_2 are independent of Ω .

Using (11) we find that the solution (4) has the form

$$\bar{z} \approx \exp \left\{ \frac{8\beta^2 a_2}{n} \right\}^{1/3}, \quad (12)$$

which corresponds to the following asymptotics

$$\rho_n(\beta) \propto e^{-3(\beta^2 a_2)^{1/3} n^{2/3}}, \quad (13)$$

i.e., we see that the singularity at $z = 1$ is associated with the following class of asymptotics: $\sigma_n > 0(e^{-n})$.

It is to be noted that $\rho_n(\beta)$ is determined by the contribution of only $\text{Im } \rho$ and metastable states, whose decay is described by $\text{Re } \rho$, are insignificant.

The contribution considered above describes the decay of an unstable (with respect to particle production) state. This decay produces clusters and if the size of a cluster is larger than a critical one, cluster's size infinitely increases with time. During this motion the cluster walls "accelerate", i.e., the larger the number of particles forming a cluster, the smaller energy is needed to add one particle into a cluster^{/5,6/}. Just this phenomenon is observed in the decrease of $\bar{z}$ with increasing n , see (12).

3. Let us continue the discussion of (7) at $\beta < \beta_c$. In this case the potential (10) has the only minimum at $z = 0$. By switching on the external field there arises a mean field $\bar{\mu} = \bar{\mu}(\mathcal{H})$ that in the first approximation can be found from

$$z | \epsilon | \mu + 4a\mu^3 = \lambda. \quad (14)$$

At large $\mathcal{H}$, which corresponds to asymptotics in n , eq. (14) has the solution

$$\bar{\mu} \approx (\lambda/4a)^{1/3}. \quad (15)$$

Estimation of the integral (7) in the vicinity of this minimum provides

$$\rho(\beta, z) \sim e^{\gamma(\ln z)^{4/3}}; \quad \gamma = \gamma(\beta) > 0. \quad (16)$$

We see that in the case under consideration the singularity is at $z = z_c = \infty$.

Equation (4) has the solution

$$\bar{z} \sim \exp\left(\frac{3n}{4\gamma}\right)^3 \quad (17)$$

that increases (in contrast with the one considered in sec. 2) with n . With (17) one can easily find that

$$\rho_n(\beta) \sim e^{-\bar{\gamma} n^4}, \quad \bar{\gamma} = \bar{\gamma}(\beta) > 0, \quad (18)$$

i.e., decreases faster than e^{-n} .

4. We should like to emphasize that the above considered analog model does not account for the nature of the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z . Therefore, we should clarify our arguments. However, it follows from general considerations that the singularity $\rho(\beta, z)$ at finite z testifies to a phenomenon similar to the phase transition. This means that the particle production should be considered as a result of the decay of "clusters". This process can be described by refining formula (6) as follows: Let the probability of the i th "cluster" ($i = 1, 2, \dots$) of mass m_i to decay into n_i particles be $\omega_{n_i}(m_i)$. Then, neglecting the interaction between "clusters" (see also ref. ^{1/7/}) we have

$$\rho(\beta, z) = \exp\left\{\int_{m_0}^{\infty} \frac{dm}{m} \sigma(m) e^{-\beta m} t(z, m)\right\}, \quad (19)$$

where $\sigma(m)$ is proportional to the average number of mass clusters and

$$t(z, m) \equiv \sum_{n=1}^{\infty} z^n \omega_n(m), \quad t(1, m) = 1. \quad (20)$$

The "Boltzmann" factor $e^{-\beta m}$ in (19) arises due to the energy-momentum conservation laws. Assuming in (19) ($m = (1/\beta) \ln t$) to be the total energy of a "cluster" and replacing the integral by the sum, we can arrive at a formula analogous to (6). The phase transition, described

in sec. 2, in terms of formula (19) corresponds to the integral divergence in the upper limit at $z = 1$.

As an example, let us consider the case when $t(z, m)$ is singular at $z = z_c$, $1 < z_c < \infty$. For instance, let

$$t(z, m) = \left(\frac{z_c - 1}{z_c - z} \right)^\nu, \quad \nu > 0. \quad (21)$$

Taking into account that an average number of particles produced in the decay of a "cluster" of mass m

$$\bar{n}(m) = \frac{\partial}{\partial z} \ln t(z, m) \Big|_{z=1} \quad (22)$$

we can express z_c through $\bar{n}(m)$. For formula (21) we get that

$$z_c(m) = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(m)}. \quad (23)$$

It is to be noted that irrespective of the type of singularity only the assumption about $t(z, m)$ tending to infinity at $z = z_c$ defines by (22) the position of a singularity on the right from unity. Moreover, with increasing m the singularity moves to the left. Then, according to the momentum energy conservation laws the production of a particle in the decay of one "cluster" will dominate in the asymptotics in n . Indeed, the production of particles in the decay of two "clusters" $\sim t^2(z, s/4)$ and this contribution in the z plane are associated with the singularity

$$z_c^{(2)} = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(s/4)} > z_c^{(1)} = 1 + \frac{\nu}{\bar{n}(s)}.$$

Assuming that correlations between particles produced in the decay of one "cluster" differ from those between particles produced in the decay of various "clusters" the afore-said implies the presence of a "phase transition" which is reflected in the change of the nature of correlations with increasing n . However, this transition is smooth without sharp changes. Therefore, it is better called the "structure phase transition".

Thus, after a structure phase transition

$$\rho(\beta, z) \approx \int \frac{dm}{m} \sigma(m) e^{-\beta m} t(z, m). \quad (24)$$

Hence, one can easily see that

$$\sigma_n(s) \propto e^{-\nu^n/\bar{n}(s)}, \quad (25)$$

i.e., corresponds to the KNO scaling.

Using the above mechanism of phase transition, one can easily find the range of values of n , where the estimate (25) is valid. The correction to (25) due to the production of two clusters is $\sim \exp(-\nu^n/\bar{n}(1/4))$. Hence, if

$$n \geq \frac{1}{\nu} \frac{\bar{n}(s) \bar{n}(s/4)}{\bar{n}(s) - \bar{n}(s/4)}, \quad (26)$$

the estimate (25) is valid. Assuming that the differences $\bar{n}(s) - \bar{n}(s/4) \sim 1$ the structure phase transition begins at $n \sim \bar{n}^2(s)$ (if the production of two clusters has no additional smallness).

Using (21) one can find the ratio of dispersion D to $\bar{n}$ with regard to the production of two clusters

$$\frac{D^2(s)}{\bar{n}^2(s)} \sim 1 - a \frac{\bar{n}(s/4)}{\bar{n}(s)}, \quad (27)$$

where the positive constant a takes into account a relative weight of the production of two clusters. We see that the ratio of dispersion to average multiplicity increases with energy.

5. Now we shall formulate the main results of the paper.

a) According to our classification the asymptotics

$$\sigma_n > 0(e^{-n}) \quad (28)$$

is associated with the first order phase transition (condensation). Since the ground state of the effective potential of the interaction of hadrons is hardly expected to be unstable, the asymptotics (28) is improbable; one would expect that

$$\sigma_n \leq 0(e^{-n}). \quad (29)$$

b) The asymptotics

$$\sigma_n = 0(e^{-n}) \quad (30)$$

of necessity has the form of the KNO scaling. A similar asymptotics is predicted by the inverse binomial distribution^{/8/}, in the distribu-

tion^{/8/} in the distribution over multiplicity of partons in the QCD jet, in the cascade processes^{/9/} and provides the best agreement with experiment^{/10/}. A structure phase transition at $n \sim \bar{n}^2(s)$ is typical of the asymptotics (30), which naturally accounts for the observed violation of the KNO scaling and increase in $(D/\bar{n})$ with energy^{/11/}.

c) For the asymptotics

$$\sigma_n < 0(e^{-n}), \quad (31)$$

which is typical of the multiperipheral modes^{/12/}, a slight violation (at least at modern accelerator energies) of the KNO scaling appears to be a pure chance since the scale-invariant structure is the privilege of phase transitions.

In conclusion, we should like to emphasize that the asymptotics (30) and (31) have roots in various physical phenomena and only the experimental information in the region $n \gg \bar{n}$ (up to $n \sim \bar{n}^2$) may elucidate which of them is realized in practice.

Acknowledgement

The authors are grateful to Professors V.G.Kadyshevsky, V.A.Matveev, L.A.Slepchenko and A.N.Tavkhelidze for interest in this work and discussions.

References

1. Бьюклинг Е., Кайянти К. Кинематика ядерных реакций. М.: Мир, 1975.
2. Yang C.N., Lee T.O. - Phys. Rev., 1952, 87, p.404.
3. Уленбек Дж., Форд Дж. Лекции по статистической механике. М.: Мир, 1965.
4. Langer J.S. - Ann. of Phys., 1967, 41, p.108.
5. Coleman S. - Phys. Rev., 1977, D15, p.2929.
6. Katz H.J. - Phys. Rev., 1978, D17, p.1056.
7. Манджавидзе И.Д. - ЯФ, 1979, 30, с.1089.
8. Carruthers P., Shih C.C. Preprint 2A-UR-86-2706.
9. Furmansky W., Petronzio K., Veneziano G. - Nucl. Phys., 1975, B98, p.472, 493.
10. Alner G.J. et al. - UA5 Coll. Phys. Lett., 1985, 16B, p.109.
11. Alner G.L. et al. - UA5 Coll. Phys. Lett., 1986, 167B, p.476.
12. Тер-Мартirosyan K.A. - ЯФ, 1986, 44, с.1257.

Received on July 5, 1988.

SEARCH FOR THE SPONTANEOUSLY FISSIONING NUCLIDE IN CHELEKEN HOT BRINES

S.N.Dmitriev, G.N.Flerov, V.A.Azarov, S.V.Shishkin, V.Ya.Lebedev,
A.V.Krasnov, T.V.Shishkina, V.K.Pokrovsky, E.A.Sokol

By using the methods of chemical enrichment (coprecipitation, cementation, sorption, extraction etc.) the isolation of trace elements from the hot brines of the Cheleken peninsula was carried out. Some 10-15 m³ of brine were processed in a single experiment. The concentration factor for the trace elements reached the value 10³-10⁵. The samples obtained were studied using a ³He-counter neutron-multiplicity detector. No spontaneously fissioning nuclide (SFN) was revealed in the samples at a detection limit of 10⁻¹³ g/g. The possible explanations of that are discussed. On the basis of the special study of the chemical forms of the trace elements, the possible analogs of superheavy elements in hot brines, and from the analysis of the results of the present and previous searches for the SFN in Cheleken hot brines an assumption has been advanced that the SFN is present in the brines in compounds with organic admixtures, such as gold and mercury. Perspectives of further work aimed at detecting the SFN in Cheleken hot brines are discussed.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions, JINR.

О поиске спонтанно делящегося нуклида в термальных рассолах п/о Челекен

С.Н.Дмитриев и др.

Методами химического концентрирования (соосаждение, цементация, сорбция, экстракция и др.) проведено выделение микроэлементов из термальных рассолов п/о Челекен. В единичном опыте перерабатывалось 10-15 м³ рассола, при этом концентрирование микроэлементов достигало 10³-10⁵. Полученные образцы изучались на нейтронном детекторе с ³He-счетчиками. С чувствительностью 10⁻¹³ г/г спонтанно делящегося нуклида (СДН) в образцах не обнаружено. Обсуждаются возможные причины этого. На основе изучения форм состояния микроэлементов — возможных аналогов сверхтяжелых элементов — и анализа результатов настоящей и ранее выполненных работ по поиску СДН в термальных рассолах п/о Челекен высказано предположение о нахож-

дении СДН в рассоле (подобно золоту и ртути) в виде соединений с органическими примесями. Обсуждаются перспективы дальнейших работ по поиску СДН в челекенский гидротермах.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ.

Prospects for searches for superheavy elements (SHE) in nature, the critical analysis of the results obtained and the possible ways of developing studies in this direction have been considered by Flerev in some review articles^{/1-3/}. Those reviews cover work at studying the samples of Allende and Efremovka primitive meteorites (C3) in which a spontaneously fissioning nuclide (SFN) was looked for by recording neutron multiplicities by detectors with ^3He -filled counters^{/2/}, as well as by detecting spontaneous fission fragments by solid-state detectors^{/4/} and by big proportional counters^{/5/}. The ^3He -filled counters and solid-state detectors were employed to investigate original Allende samples (22.5 kg and 0.85 kg in weight, respectively). The fractions of heavy elements extracted from a 4 kg Allende meteorite in gaseous state were investigated using proportional counters. The so determined content of the SFN varies in the range from 0.01 to 0.05 decays/day·kg. Such a low concentration of the SFN, together with the lack of large quantities of the given class of meteorite present almost insurmountable difficulties for its separation and identification.

Despite of the low probability for SHE existence in nature, a continuation of these studies seems to be necessary. The spontaneous fission activity observed in the meteorites cannot be explained either by the instrumental background or by spontaneously fissioning technogenic contaminants. The activity can be due to a SHE or to an unknown spontaneously fissioning isotope of a known element. The separation and identification of the spontaneously fissioning nuclide still remains a topical problem.

It looks promising to study some species of the mantle origin or those coupled to the mantle as it is known that the elemental composition of the ultrabasic substance of the mantle is, on the average, similar to that of stony meteorites.

As a result of the proposed high volatility of SHE's and/or their compounds^{/6, 7/} they can possibly migrate to the upper layers of the Earth's crust (together with degassing products from the upper mantle) along the zones of abyssal fractures, and be mixed with the thermal waters of these fractures and carried off to the surface with them.

The present paper deals with the analysis of the results of the studies aimed at searching for SHE's in the hot brines of the Cheleken

Peninsula (South-East of the Caspian Sea). A number of geophysical and geochemical characteristics of the occurrence of these thermal waters (e.g., the presence of abyssal fractures, high seismic activity, etc.) as well as the high concentration of high-volatility microelements, indicated the possible penetration into these waters of degassing products from the upper mantle and, perhaps, SHE's^{/2/}.

Searches for SHE's in Cheleken hot brines were started at the Laboratory of Nuclear Reactions of JINR in the early 1970's. Based on the whole set of experimental data the authors^{/8/} arrived at the conclusion that a new spontaneously fissioning nuclide possibly belonging to SHE's has been detected in the hot brines. The nuclide content of the hot brine was estimated to be 10^{-16} g/g. This value was obtained assuming the half-life of the spontaneously fissioning nuclide to be 10^9 years* and an enrichment factor of 100 during separation from the brine (in ref.^{/8/} sorption by anion-exchange resin was used). In 1978-79 (see refs.^{/9,10/}) attempts were made to isolate the new nuclide in quantities sufficient for its identification (the Z and N assignment) by physical methods. For this purpose different methods of chemical concentration were used, e.g. sorption by ion-exchange resins, coprecipitation with hydroxides, cementation on aluminium, and others. Unfortunately one could not succeed in improving the earlier results^{/8/}. An analysis of the obtained results^{/9,10/} shows that a high separation degree for the SFN was achieved in a number of experiments, particularly in the case of the precipitation of iron hydroxides^{/9/} and hydrated manganese dioxide^{/10/}. However, the initial volume of the brine processed in these experiments was equal to 1.3 m^3 , which was clearly insufficient for obtaining samples with the absolute SFN content (10^{12} atoms per gram) required for its assignment.

The present paper describes the studies carried out in 1981-86 to continue searches for the SFN in Cheleken hot brines. Chemical concentration was performed by different methods, namely, coprecipitation, cementation, sorption, extraction, etc.). As earlier, the SFN behavior in the experiments was assessed by controlling the behavior of the possible homologs of SHE's, such as Cd, Tl, Pb and (in model experiments) ^{203}Hg , ^{195}Au and ^{211}At . The techniques used were developed on the basis of the available data on the forms of states of these microelements in brine^{/11-13/}. The combination of different techniques has permitted the separation of the microele-

* This assumption will be exploited further in estimating the relative and absolute SFN content of the samples.

Table 1

Results of concentrating microelements

Concentration method (sample weight)	Degree of concentration					
	Au*	Hg*	Cd	Tl	Me sample	Me brine
1. Coprecipitation with hydroxides Fe(III), Mn(IV), Fe(III) + Cu(II) (pH 6-9; $E_h = 0.15-1.0$ V) (3-22 kg)	—	—	$10^2 - 5 \times 10^3$	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$	$10^2 - 10^3$
2. Coprecipitation with sulfides (5 kg)	—	—	2×10^3	3×10^3	2×10^3	3×10^3
3. Cementation (Al) (2 kg)	—	—	—	—	2×10^4	—
4. Brine evaporation First salts Mes — 6 kg	—	—	3×10^3	—	3×10^3	—
Salt-water: Me	—	—	—	2×10^3	—	—
5. VP-IAP, VPB, EDE-10P, ANS (6 kg each)	3×10^3	3×10^3	—	—	10^3	10^3
PVS-T (1 kg)	10^4	10^4	—	—	10^4	—
MeS (0.4 kg) elution from 5 kg of PVS-T	—	—	—	—	10^6	—
KU-1 (precipitate of hydroxides from 150 kg of KU-1 (5 kg))	—	—	—	—	—	—
6. Extraction by TBP (10 kg)	10^2	10^3	—	10^6	—	10^3
7. Ultrafiltration	—	—	—	—	—	—
8. Hydroxide precipitation after preliminary destruction of organic contaminants (10 kg)	—	—	—	10^8	10^3	—

* Results of model experiment.

ments with a concentration factor of 10^3 - 10^4 and 10^5 in the some experiments (table 1). The possibility of detecting the SFN as colloids (pseudocolloids) and compounds with organic contaminants was considered in experiments involving ultrafiltration, extraction by tributylphosphate (TBP) and coprecipitation of hydroxides from the brines after their long chlorination at a temperature of 95°C .

The analysis of the resultant samples for the SFN content was carried out using a neutron multiplicity detector having an intrinsic background of 1 spontaneous fission event per day. The efficiency of spontaneous fission detection by recording neutron multiplicity can be taken for discussion roughly equal to 0.3. The measurement duration was usually about 10 days which provided the absolute sensitivity of detecting the SFN of 10^{-9} g (about 1 event per day), i.e. the relative sensitivity was equal to 10^{-13} g/g for 10 kg samples.

In performing the experiments we proceeded from the SFN concentration in 1 m³ of Cheleken brine of 0.5-2 decays per day ^{/8-10/}, i.e. $(1.3-5) \times 10^{-16}$ g/g. The samples measured in a single experiment were equivalent to 10-15 m³ of brine with respect to the concentration of one or several microelements — the possible SHE's homologs. The concentrates of the whole series of the possible homologs of elements ranging from Au to At were obtained and measured using a neutron multiplicity detector. The expected spontaneous fission activity was 5-30 decays or 1.5-9 events per day. However, no SFN has been detected at the indicated sensitivity in any of the samples obtained. The results of the measurements of a number of samples using the neutron multislicity detector are listed in table 2.

The comparative analysis of the literature data ^{/6,7,14-17/} on the proposed chemical SHE properties and of the results of the earlier experiments aimed at extracting the SFN from Cheleken brines demonstrates that the chemical properties of SHE's are unlikely to differ very much from those of their homologs. Therefore it is unlikely that the chemical properties of the SFN have not allowed to extract it from the brine in any of the experiments listed in table 1. Apparently, the actual SFN content of the brine was so small that the brine volume processed in each separate experiment was insufficient for obtaining samples with the absolute SFN content of 10^{-9} g. The results of the measurements using neutron multiplicity detectors do not permit the determination of the lower limit of the SFN concentration whereas its upper limit is estimated to be 0.2 decays/day.m³, i.e. about 5×10^{-17} g/g. Hence the question arises as to whether the given SFN concentration was observed in brine in the earlier, initial experiments carried out in 1973-1978 or its concentration in the brine should be admitted to decrease since that time.

Table 2

Results of sample measurements using
a neutron-multiplicity detector

Sample	Measurement duration, hrs	Number of events with neutron multiplicities	
		2	3
1. Fe hydroxides (III) (pH 9, 22 kg)	204	12	—
2. Sulfides (pH 2-6)	164	9	—
3. Al cementation (2 kg)	284	18	—
4. Elution from 10 kg Al (HCL) (sulfides)	173	10	—
5. Elution from 10 kg Al (HCL + CL_2) (sulfides)	232	8	1
6. Sorption by VP-IAP (6 kg)	102	5	—
7. Extraction by TBP (10 kg)	116	6	—
8. Elution from 150 kg of KU-1 (hydroxides, 5 kg)	164	8	—
9. Elution from 3 kg of PVS-T (sulfides + hydroxides) 400 g	140	8	—
10. Sulfides (crystallization)	170	9	—
11. Fe(II) hydroxides from brine after destruction of colloids and organic contaminants	120	7	—
12. Ultrafiltration (500 g)	175	9	—
13. Background measurement	250	12	—

The latter assumption has certain grounds since the geological situation in the region of brine deposits has changed drastically during the recent years. The seismic activity of the region has decreased, the dynamical level of hot brines has lowered by 100 meters and their self-extrusion ceased in 1977.

However, in our view, it is more likely that earlier the SFN content of the brine did not exceed 0.2 decays per day in m^3 either. To substantiate this hypothesis we shall reanalyse the results of the first experiment^{/1, 9, 18/}. A brine volume of about 2000 m^3 was processed.

A total of 42 spontaneous fission events were recorded during 88 days of measuring 9 kg of ion-exchange resin by using a neutron multiplicity detector having an intrinsic background of < 0.03 events per day and a detection efficiency of 0.3. Later 170 kg of anion-exchange resin were treated successively with solution of HCl , HNO_3 , CH_3COOH and NaOH . From the mixture of the eluates hydroxides (6 kg) were precipitated in which spontaneous fission activity was approximately 6 events per day^{/18/}. The resin, 150 kg in weight, obtained in the same experiment was processed in work^{/9/}. A 3H HNO_3 solution (1500 l) was used for desorption. The eluate was evaporated and measured using the neutron detector. For a period of 15 days not any spontaneous fission event was detected that is no SFN has been eluted from the resin.

The results of those experiments can be interpreted under the assumption that the SFN, like Au and Hg, is present in the brine in the form of compounds with organic contaminants. Earlier^{/11,12/} we demonstrated that Au and Hg compounds containing organic admixtures are adsorbed with a distribution ratio of 10^3 by ion-exchange resin from Cheleken brines. Their desorption is possible only by eluting with concentrated HNO_3 (oxidation of an organic substance) by the solutions of organic acids (e.g. HCOOH , CH_3COOH) or alkali. All the above-said gives an explanation for the quantitative desorption of the SFN in processing 170 kg of ion-exchange resin and for the negative result of the experiments with 150 kg of the resin.

We note that the assumption that the SFN can exist in the form of compounds with organic contaminants does not contradict the results of the earlier experiments^{/8-10/}.

Assuming that the main form of the SFN in the brines is compounds with organic contaminants we can estimate with sufficient certainty its concentration factor as $\geq 10^3$ in anion-exchange resin. Then the 9 kg resin sample measured in the first experiment will be equivalent to 9 m³ of brine rather than to about 1 m³ accepted earlier^{/2/}. Consequently the SFN content of 1 m³ of brine is equal to or smaller than 0.2 decays per day, which agrees with the value indicated above.

Thus the comparative analysis of the earlier data and the results of the present study enables us to advance two assumptions which are of importance for the further development of this research. These are: (i) the spontaneously fissioning nuclide is present in Cheleken hot brines as organometallic compounds and (ii) its concentration in these brines corresponds to 0.2 decays/day·m³. These assumptions have good grounds to be accepted as a working hypothesis and used for an experimental verification.

References

1. Flerov G.N. JINR, E7-87-512, Dubna, 1987.
2. Flerov G.N., Ter-Akopian G.M. — Rep. Prog. Phys., 1983, No.46, p.81.
3. Flerov G.N. In: Proc. Int. Conf. on Nucl. Phys., Florence, 1983. P.Blasi and R.A.Ricci (Eds.) Tipografia Compositori, Bologna, 1984, v.2, p.365.
4. Tretyakova S.P., Jolos L.V., Ponomarenko V.A. JINR, P5-83-88, Dubna, 1983.
5. Zvara I. et al. — Yad. Fiz., 1977, v.26, p.455.
6. Keller O.L., Seaborg G.T. — Ann. Rev. Nucl. Sci., 1977, v.27, p.139.
7. Keller O.L. et al. — J. Phys. Chem., 1970, v.74, p.1127.
8. Flerov G.N. et al. — Z. Phys., 1979, N A392, p.43.
9. Chuburkov Yu.T., Popeko A.G., Skobelev N.K., JINR, P6-85-873, Dubna, 1985.
10. Adamek A. et al. JINR, P12-83-66, Dubna, 1983.
11. Flerov G.N., Dmitriyev S.N., Azarov V.A. et al. JINR, P12-88-279, Dubna, 1988.
12. Dmitriyev S.N. et al. JINR, P12-88-400, Dubna, 1988.
13. Dmitriyev S.N. et al. JINR, P12-88-401, Dubna, 1988.
14. Keller O.L. et al. — J. Phys. Chem., 1973, v.11, p.1806.
15. Herrmann G. — Nature, 1978, v.280, N 5123, p.543.
16. Pitzer K.S. — J. Chem. Phys., 1975, v.63, p.1032.
17. Lorgensen G.K., Haissinsky M. — Radiochem. Radioanal. Lett., 1969, v.1, p.81.
18. Korotkin Yu.S. et al. JINR, P12-82-529, Dubna, 1982.
19. Chuburkov Yu.T. et al. JINR, P13-1363, Dubna, 1973.

Received on July 4, 1988.

STABILIZATION OF SPIN-POLARIZED ATOMIC HYDROGEN AT LOW TEMPERATURE

V.G.Luppov, M.Mertig*, Yu.K.Pilipenko

A cryostat for stabilization of gaseous atomic hydrogen at low temperatures and in high magnetic fields was built up. Gas densities of $\approx 10^{13}$ atoms/cm³, which remain stable for more than one hour, were achieved in the first experiments.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Стабилизация спин-поляризованного атомарного водорода при низкой температуре •

Луппов В.Г., Мертиг М., Пилипенко Ю.К.

Создан криостат для стабилизации газообразного атомарного водорода при низких температурах в сильных магнитных полях. В первых экспериментах достигнута плотность $\approx 10^{13}$ атомов/см³, которая остается стабильной более одного часа.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Due to the weak interaction and the light mass of a hydrogen atom, electron-spin-polarized atomic hydrogen remains a gas even at absolute zero temperature^{/1/}. This property gives in principle the unique possibility of reaching a phase transition to a Bose-Einstein condensed state in a weakly interacting gas of bosons, i.e. the macroscopic population of the ground state at finite temperature. Many new interesting phenomena, for example, gaseous superfluidity, should be presented by this condensate, and this prospect has stimulated large experimental and theoretical activities in the field of stabilization of polarized atomic hydrogen^{/2/}. However, maximum densities of $\approx 10^{18}$ cm⁻³, reported to date, achieved in special compression experiments^{/2/} are at least one order of magnitude smaller than those required for the onset of Bose-Einstein condensation.

Hydrogen atoms interact via the singlet ($^1\Sigma_g^+$) or triplet ($^3\Sigma_u^+$) potential depending on the fact whether the electron spins are aligned antiparallel or parallel, respectively. Due to a large depth of ≈ 4.8 eV of the $^1\Sigma_g^+$ potential, unpolarized hydrogen atoms energetically

*Permanent address: Technische Universität Dresden, Sektion Physik, Mommsenstr. 13, 8027 Dresden, GDR

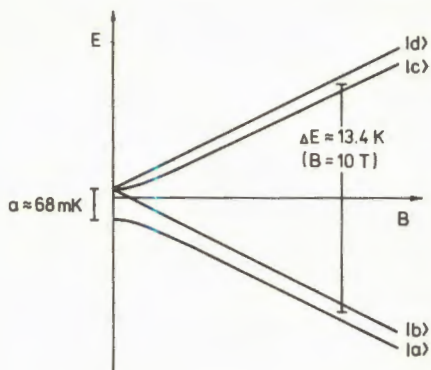


Fig. 1. Diagram of the energy levels of the hydrogen atom in the ground state in an external magnetic field.

prefer the state of the H_2 -molecule. However, the interaction via the $^3\Sigma_u^+$ potential is practically repulsive. This suppresses molecular recombination of two atoms with parallel electron spins. There-

fore, electron-spin-polarization is the main principle of high-density stabilization of atomic hydrogen.

Figure 1 shows the hyperfine diagram of the energy levels of a hydrogen atom in the ground state in an external magnetic field. The two lower ($|a\rangle$ and $|b\rangle$) and two upper ($|c\rangle$ and $|d\rangle$) levels are electron spin-down ($H^\downarrow$) and spin-up ($H^\uparrow$) states, respectively. In a field of 10 T the energy separation between different electron-spin states is ≈ 13.4 K. Therefore, at low temperatures ($T \lesssim 1$ K) and in high magnetic fields ($B \approx 10$ T) atomic hydrogen can be stabilized by separation of the $H^\uparrow$ and $H^\downarrow$ states and subsequent magnetic confinement of $H^\downarrow$ at the maximum of the field. Gas densities of $\approx 10^{16} \div 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ are achievable in this way^{/2/}.

Proceeding from the experimental progress in this field, it has been suggested to use low temperature stabilized spin-polarized atomic hydrogen for creating high intensity polarized sources and targets to carry out investigations in high energy and nuclear physics^{/3/}. To provide a high intensive polarized proton beam, a source applying low temperature atomic hydrogen stabilization technique is under design at JINR, Dubna. As the first stage, a cryostat for stabilization of spin-polarized atomic hydrogen was built^{/4/} (see Fig. 2). The atomic hydrogen produced in a 2.45 GHz dissociator cooled by liquid nitrogen flows through a teflon tube, which leads into a superconducting solenoid with a maximum field of 7 T and is cooled by contact with the walls of the tube. The $H^\uparrow$ and $H^\downarrow$ states are separated by the magnetic field gradient between the dissociator and the entrance of the stabilization cell (SC). $H^\uparrow$ atoms are repelled by the field, and $H^\downarrow$ ones are attracted and accelerated into the high field region, where the stabilization cell with a volume of $\approx 1.5 \text{ cm}^3$ is placed. The $H^\downarrow$ atoms are thermalized by wall collisions at the temperature of the

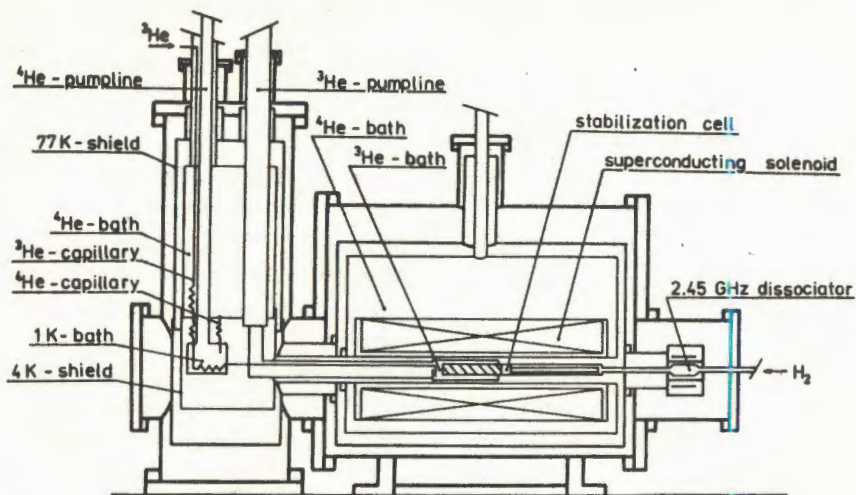


Fig. 2. Schematic diagram of the apparatus.

SC which is cooled by a horizontal, continuously working ^3He evaporation refrigerator with a minimum temperature of 350 mK and a cooling power of ≈ 20 mW at 500 mK. They are confined to the field centre by the magnetic field gradient. The walls of the SC are coated with a superfluid helium-4 film which spontaneously covers all available areas of the cell. The adsorption energy of H on the ^4He -surface is low ($\epsilon_s \approx 1 \text{ K}^{1/5}$) what allows a considerable decrease of the surface recombination of the H^+ in comparison to the uncoated surface of the cell. Moreover, for the same reason it is necessary to cover the low-temperature part of the hydrogen atom guide tube to the SC by a protective H_2 coating.

Gas densities of at least $10^{13} \text{ atoms/cm}^3$ have been achieved in our first experiments. This density is obtained by filling the SC with a flux of $\approx 10^{11} \text{ atoms/s}$ over a period of $\approx 100 \text{ s}$. In a magnetic field of 7 Tesla and at a temperature of 0.44 K no decrease of the detected density was observed for more than one hour after turning off the dissociator. This indicates that the magnetic confinement in our SC works very well.

The presence of the H^+ in the cell is detected by means of a special carbon bolometer placed in the SC. The bolometer is thermally connected to the cell wall by fine wires with small heat conductivity. These wires are simultaneously used as current-voltage leads. The basic idea of atom hydrogen detection is to determine the number of atoms in the cell volume by measuring the heat release due to the recombina-

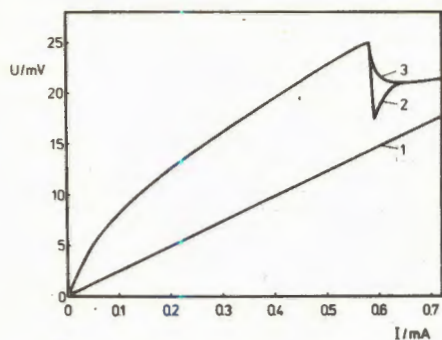


Fig. 3. Current-voltage curves of the detection bolometer under different conditions.

tion of atoms on the uncoated surface of the bolometer^{6/}. Typical, observed current-voltage curves of the bolometer under different conditions are shown in Fig. 3. Without a

⁴He film coating, the bolometer, which possesses a negative resistance derivation versus temperature, is overheated even by the applied measuring current, and its resistance is small (Curve 1). When ⁴He is condensed in the SC, the resistance of the bolometer covered with a superfluid helium film increases due to a more effective heat removal. In this case the current-voltage curve shows a peak when Ohmic heating evaporates the ⁴He from the surface of the bolometer more rapidly than it can be replenished along the wires (Curve 3). When atomic hydrogen is present in the cell, it recombines on the He — free bolometer surface within a few milliseconds leading to detectable overheating of the bolometer (each atom gives rise to an energy release of 4.48/2 eV). Therefore, a sharp drop of the current-voltage curve is observed at the point of helium evaporation (Curve 2). Unfortunately, this detection method is a destructive one because the stabilized gas is destroyed by measuring the density. Therefore, Curve 3 is repeated in the recording immediately after the density detection.

We can calibrate recombination energy release by supplying an electric pulse of known energy to the bolometer and recording the caused resistance drop. However, when the atoms recombine to H₂, only a fraction of the recombination energy is delivered to the bolometer (the other part is delivered to the copper walls of the SC). Therefore, only a lower bound for the number of recombinations or the H⁺ density can be determined in this way.

Moreover, the results of our first experiments show that at the present time a further increase of density is prevented by incomplete thermalization of the hydrogen atoms at low temperatures before entering the SC and, consequently, incomplete separation of the H⁺ and H⁺ states during filling the cell. Accordingly, we hope to increase the magnitude of density of the stored gas by its more effective cooling before entering the SC. Moreover, a capacitive pressure gauge is under test for density measurements without destruction of the stabilized hydrogen gas during detection.

References

1. Hecht C.E. — Physica, 1959, 25, p.1159.
2. For a review, see: Silvera I.F. and Walraven J.T.M. Progress in Low Temperature Physics X, Brewer D., Ed., North Holland Publ.Co., 1986, p.139.
3. Kleppner D., Greytak T.J. Proc. of the 5-th Int. High Energy Spin Symp., Brookhaven, 1982, p.546.
4. Luppov V.G., Mertig M., Pilipenko Yu.K., Shutov V.B., Gay G.I. Digest (F) of the Int. Conf. on Low Temper. Physics, Budapest, Hungary, 1987, p.7.
5. Morrow M., Jochemsen R., Berlinsky A.J., Hardy W.N. — Phys. Rev.Lett., 1981, 46, p.195.
6. Silvera I.F., Walraven J.T.M. — Phys.Rev.Lett., 1980, 44, p.164.

Received on May 5, 1988.

НЕУПРУГОЕ РЕЗОНАНСНОЕ КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ НА ДОНОРНЫХ УРОВНЯХ В КУБИЧЕСКИХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Нгуен Куэ Хьонг *

Изучается неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной. Получены аналитические выражения и угловые зависимости сечения комбинационного рассеяния.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

Nonelastic Resonant Raman Scattering on Donor Levels in Cubic Semiconductors

Nguyen Que Huong

Nonelastic resonant Raman scattering on donor levels in direct band gap cubic semiconductors is studied. The explicit expressions and angular dependence are derived for the scattering cross sections.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Viet-Nam

Комбинационное рассеяние на донорных уровнях было исследовано во многих теоретических и экспериментальных работах /1-18/. В области резонанса происходит смешивание между экситоном и фотоном с образованием поляритона, и имеет место рассеяние поляритона на электроне.

Упругое рассеяние поляритона на электроне было изучено в работе /18/. В настоящей работе мы рассмотрим неупругое резонансное комбинационное рассеяние на донорных уровнях в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной и с валентной зоной, четырехкратно-вырожденной в центре зоны Бриллюэна, в котором донорный электрон возбуждается от его начального 1S-состояния до 2S-состояния. Как и в работе /18/, оба 1S- и 2S-состояния учитываются одновременно. Сначала ограничимся приближением сферической симметрии (с трехзонным поляритоном), затем рассмотрим случай реального кубического полупроводника, где массы тяжелого и легкого

* Институт теоретической физики. Национальный центр научных исследований, Ханой, Вьетнам.

экситонов различны (пятизонный поляритон). Для каждого случая получены аналитические выражения и угловые зависимости сечения комбинационного рассеяния. Особое внимание уделяем двум полосам энергии падающего фотона вблизи экситонных уровней 1S и 2S.

Используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

Векторное состояние поляритона на α -ветви с импульсом $\vec{K}$, энергией $\Omega_\alpha(\vec{K})$ и поляризацией σ в резонансной области можно написать в виде:

$$P_\alpha^\sigma(\vec{K}) = u_\alpha^\sigma(\vec{K}) a_\sigma(\vec{K}) + \sum_\nu v_{\alpha\nu}^\sigma(\vec{K}) b_\nu(\vec{K}), \quad (1)$$

где $a_\sigma(\vec{K})$ и $b_\nu(\vec{K})$ — операторы уничтожения фотона и экситона с импульсом $\vec{K}$ и энергиями $\omega(\vec{K})$ и $E_\nu(\vec{K})$ соответственно. $u_\alpha^\sigma(\vec{K})$ и $v_{\alpha\nu}^\sigma(\vec{K})$ представляют собой коэффициенты преобразования Боголюбова, ν обозначает совокупность квантовых чисел экситонного состояния, $\nu = \{n l \sigma H\}$ или $\{n l \sigma L\}$, H и L соответствуют тяжелому и легкому экситонам.

В приближении сферической симметрии мы имеем два состояния экситона $E_{1S}(\vec{K})$ и $E_{2S}(\vec{K})$, три ветви поляритона определены дисперсионным уравнением:

$$\frac{\omega(\vec{K})}{\Omega_\alpha(\vec{K})} = 1 + \frac{4}{3} \frac{g_0^2(1S)}{\Omega_\alpha(\vec{K})[E_{1S}(\vec{K}) - \Omega_\alpha(\vec{K})]} + \frac{4}{3} \frac{g_0^2(2S)}{\Omega_\alpha(\vec{K})[E_{2S}(\vec{K}) - \Omega_\alpha(\vec{K})]}. \quad (2)$$

В случае реального кубического полупроводника валентная зона расщепляется на зоны тяжелых и легких дырок с различными эффективными массами M_H и M_L . Переход между фотоном и четырьмя экситонными состояниями 1S и 2S дает пятизонный поляритон с энергиями $\Omega_\alpha(\vec{K})$, определяющимися уравнением:

$$\begin{vmatrix} \omega(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & g_{1SL} & g_{1SH} & g_{2SL} & g_{2SH} \\ g_{1SL} & E_{1SL}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 & 0 & 0 \\ g_{1SH} & 0 & E_{1SH}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 & 0 \\ g_{2SL} & 0 & 0 & E_{2SL}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) & 0 \\ g_{2SH} & 0 & 0 & 0 & E_{2SH}(\vec{K}) - \Omega(\vec{K}) \end{vmatrix} = 0. \quad (3)$$

Легко вывести выражения коэффициентов преобразования Боголюбова в обоих случаях.

Рассмотрим неупругое резонансное комбинационное рассеяние экситонного поляритона на нейтральном доноре с переходом электрона от 1S- до 2S-состояния

$$P_{\alpha}^{\sigma}(K) + D_X^0(N) \rightarrow P_{\alpha'}^{\sigma'}(K') + D_X^0(N'). \quad (4)$$

Матричный элемент этого процесса является линейной комбинацией матричных элементов элементарных процессов рассеяния экситона и фотона на доноре. В областях резонанса закон сохранения энергии для (4) разрешает только следующие процессы:

$$\begin{aligned} E_X(2S) + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(1S) + D_X^0(2S) \\ E_X(2S) + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(2S) + D_X^0(2S) \\ E_X(1S) + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow E_X(1S) + D_X^0(2S) \\ \text{PHOTON} + D_X^0(1S) &\rightarrow \text{PHOTON} + D_X^0(2S). \end{aligned} \quad (5)$$

Применяя метод вычисления работы^{18/}, мы получим для процесса рассеяния с переходом экситона из 2S-состояния в 1S-состояние следующий матричный элемент:

$$\begin{aligned} &\langle E_{X_{\nu'}}^{\sigma}(\vec{K}') D_X^0(N') | \mathcal{H}_{int} | E_X^{\sigma}(\vec{K}) D_X^0(N) \rangle = \\ &= D_{M'M}^{3/2}(\vec{K}' \rightarrow \vec{K}) D_{\mu s'}^{1/2}(\vec{K}) D_{\mu' s}^{1/2}(\vec{K}') \mathcal{P}(E_{X_{\nu}}^{\sigma} \rightarrow E_{X_{\nu'}}^{\sigma'}), \end{aligned} \quad (6)$$

где M, M' — проекции спина дырки на направление импульсов $\vec{K}$ и $\vec{K}'$ соответственно, s и s' — проекции спина донорного электрона на направление оси Oz , $D_{MM'}^J$ — элементы матриц вращения.

Матричный элемент процесса рассеяния с преобразованием экситона в фотон равен:

$$\begin{aligned} &\langle \gamma_{\sigma'}^{\nu}(\vec{K}') D_X^0(N') | \mathcal{H}_{int} | E_X^{\nu} D_X^0(N) \rangle = \\ &= \sum_{m', t} D_{Mm}^{3/2}(\vec{K}' \rightarrow \vec{K}) D_{\mu s'}^{1/2}(\vec{K}) D_{t' s}^{1/2}(\vec{K}') \eta_{t' m} \mathcal{P}(E_{X_{\nu}}^{\sigma} \rightarrow \gamma_{\sigma'}^{\nu}), \end{aligned} \quad (7)$$

где $\mathcal{P}(E_{X2S} \rightarrow E_{X1S})$, $\mathcal{P}(E_{X2S} \rightarrow \gamma)$, $\mathcal{P}(E_{X1S} \rightarrow \gamma)$ — некоторые выражения, не зависящие от угла рассеяния.

Сечение рассеяния поляритона с поляризацией σ на a -ветви с образованием поляритона на a' -ветви с поляризацией σ' равно:

$$\sigma_{aa'}^{\sigma\sigma'} = \frac{t_a t_{a'}}{4\pi V_{ga} V_{ga'}} K_a'^2 W_{aa'}^{\sigma\sigma'}(\theta), \quad (8)$$

$V_{ga}, V_{ga'}$ — групповые скорости падающего и рассеянного поляритона, $W_{aa'}$ — вероятность рассеяния, которая для трехзонного поляритона имеет вид:

$$W_{aa'}^{++}(\theta) = C(\vec{K}, a, +, N) C(\vec{K}', a', +, N') \{ (1 + \cos\theta)(2 - \cos\theta) \times \\ \times W_1^{aa'}(K) + \frac{7 - 3\cos^2\theta}{2} W_2^{aa'}(K) \} \frac{(1 + \cos\theta)}{4} \quad (9)$$

и для пятизонного поляритона равна:

$$W_{aa'}^{++}(\theta) = C(\vec{K}, a, +, N) C(\vec{K}', a', +, N') \left\{ \frac{(1 + \cos\theta)^2}{4} W_{51} + \right. \\ \left. + \frac{3}{4} \sin^2\theta (W_{52} + W_{53}) + W_{54} \right\} \frac{(\cos\theta + 1)}{2}, \quad (10)$$

где θ — угол между импульсами начального и конечного поляритонов, $C(\vec{K}, a, \sigma, N)$ и $C(\vec{K}', a', \sigma', N')$ — их коэффициенты нормировки, $W_1, W_2, W_{51}, W_{52}, W_{53}, W_{54}$ — некоторые выражения, не зависящие от угла рассеяния.

Подробные результаты будут опубликованы в другой статье.

Автор выражает глубокую благодарность академику Нгуену Ван Хьеу за постановку задачи, а также Нгуену Ай Вьету и Нгуену Тоан Тхангу за помощь и поддержку.

Л и т е р а т у р а

1. Ulbrich R.G., Weisbuch C. Topics in Applied Physics, 1982, 51, 207.
2. Ulbrich R.G., Nguyen Van Hieu, Weisbuch C. — Phys.Rev.Lett., 1981, 46, 53.
3. Elliott R.J., Loudon R. — Phys.Lett., 1963, 3, 189.
4. Nguyen Van Hieu. — Ann.Phys., 1980, 127, 179.
5. Henry G.H., Hopfield J.J., Luther L.C. — Phys.Rev.Lett., 1966, 17, 178.
6. Klein M.V. In Light Scattering in Solid, Ed. M.Cadona, Springer, Berlin, 1975, p.148.
7. Yu P.Y. — Phys.Rev., 1979, B20, 5286.

8. Yu P.Y., Falicov L.M. — Phys.Rev., 1981, B24, 1144.
9. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — phys.stat.sol.(b), 1980, 99, 635.
10. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — J.Physique, 1980, 41, 1067.
11. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — Phys.Rev., 1982, B25, 4075.
12. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu, Nguyen Toan Thang, Nguyen Ai Viet. — phys.stat.sol.(b), 1982, 109, 463.
13. Fishman G. Sol.Stat.Com., 1978, 27, 1097.
14. Fishman G. — Ann.Phys., 1980, 5, 5.
15. Hoang Ngoc Cam, Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet. — Ann.Phys., 1985, 164, 173.
16. Nguyen Ba An, Nguyen Van Hieu. Preprint ICTP, 1986, IC/86/85.
17. Bendow B., Birman J.L. — Phys.Rev., 1970, B1, 1678.
18. Нгуен Ван Хьеу, Нгуен Ай Вьет. Краткие сообщения ОИЯИ, 1[27] -88, 1988, с.18.

Рукопись поступила 13 апреля 1988 года.

ОБМЕННОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭКСИТОНА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ С ПРЯМОЙ ЗАПРЕЩЕННОЙ ЗОНОЙ И ВЫРОЖДЕННОЙ ВАЛЕНТНОЙ ЗОНОЙ

Нгуен Ай Вьет*, Нгуен Куэ Хьонг*, Нгуен Тоан Тханг*

Изучается тонкая структура экситонов в кубических полупроводниках с прямой запрещенной зоной. Выведены общие выражения обменной энергии для любых экситонных состояний.

Работа выполнена в Институте теоретической физики, Ханой, СРВ.

Exchange Interaction of Exciton in Direct Band Gap Semiconductors with Degenerate Valence Bands

Nguyen Ai Viet, Nguyen Que Huong, Nguyen Toan Thang

Fine structure of excitons in direct band gap cubic semiconductors is studied. The general formulae for exchange energy of any excitonic states were given.

The investigation has been performed at the Institute of Theoretical Physics, Hanoi, Viet-Nam.

Проблема структуры экситонного спектра была рассмотрена во многих работах^{/1-9/}. В^{/1/} она решается методом возмущения, при помощи которого получаются общие выражения для энергетических уровней и волновых функций в любом порядке теории возмущения. Это позволяет провести дальнейшее изучение тонкой структуры экситона, а также эффектов тонкой структуры в оптических процессах с участием экситона.

При изучении тонкой структуры экситона необходимо учитывать электронно-дырочное обменное взаимодействие, которое было рассмотрено в некоторых теоретических и экспериментальных работах^{/2-8/}. В частности, Фишман^{/8/} получил обменную энергию для 1S-экситона, считая волновую функцию экситона как произведение электронной и дырочной функций.

В настоящей работе мы обобщаем результаты предыдущих авторов и выводим общее выражение обменной энергии для любых экситонных состояний.

*Институт теоретической физики, Национальный центр научных исследований, Ханой, Вьетнам.

Используем систему единиц, в которой $\hbar = c = 1$.

Полный гамильтониан дырочно-электронной системы состоит из кинетической энергии H_{kin} и потенциальной энергии H_{int}

$$H_{\text{int}} = H_c + H_{\text{exch}}, \quad (1)$$

где H_c — прямое кулоновское дырочно-электронное взаимодействие, H_{exch} — их обменное взаимодействие. Уравнение Шредингера с гамильтонианом $H_0 = H_{\text{kin}} + H_c$ решено в ^{1/1}, в результате получены энергетические уровни и соответственные волновые функции. Здесь мы изучим эффект обменного взаимодействия на структуру экситонного спектра.

Матричный элемент обменной энергии имеет вид:

$$\begin{aligned} \epsilon_{N'N} = & \frac{1}{V} \int d\vec{r}_1 d\vec{r}_2 \phi_N(\vec{r}_1 - \vec{r}_2) S_{\sigma}(\vec{r}_1) P_M(\vec{r}_2) \frac{e^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} \times \\ & \times P_M(\vec{r}_1) S_{\sigma'}(\vec{r}_2) \phi_N(\vec{r}_1 - \vec{r}_2), \end{aligned} \quad (2)$$

где $\vec{r}_1, \vec{r}_2$ — координаты электрона и дырки, σ и σ' — спин электрона ($\sigma, \sigma' = \uparrow, \downarrow$), M и M' — проекции момента дырки ($M, M' = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$), $N = \{n, \ell, m\}$. $\phi_N(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$ — водородоподобная функция экситона, которая разделяется на радиальную и сферическую функции:

$$\phi_N(\vec{r}) = R_{n\ell}(r) Y_{\ell m}(\theta, \phi), \quad (3)$$

$S_{\sigma}(\vec{r})$ и $P_M(\vec{r})$ соответственно представляют собой векторные состояния электрона и дырки, которые можно написать в виде:

$$S_{\sigma}(\vec{r}) = f_S(r) \left| \frac{1}{2}, \sigma \right\rangle, \quad (4)$$

$$P_M(r) = f_P(r) \left| \frac{3}{2}, M \right\rangle,$$

где $f_S(r)$ и $f_P(r)$ — радиальные функции, а $\left| \frac{1}{2}, \sigma \right\rangle$ и $\left| \frac{3}{2}, M \right\rangle$ — спиновые функции электрона и дырки соответственно.

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} I_{n\ell k}(p) &= \int R_{n\ell}^2(r) j_k(pr) \frac{1}{r} r^2 dr, \\ g_t(k) &= \int_{\Omega} f_P(r) f_S(r) j_t(kr) r^2 dr, \end{aligned} \quad (5)$$

$$J_{nl}(k) = \int I_{nlk}(p) g_1^2(p) p^2 dp,$$

$$\eta_{\sigma', M} = (-1)^{1+\sigma'-M} \begin{pmatrix} 1 & \frac{1}{2} & \frac{3}{2} \\ -\sigma'+M' & \sigma' & -M \end{pmatrix},$$

где $j_k(p)$ — функция Бесселя, и проводя стандартные вычисления, мы получим следующее общее выражение для матричных элементов обменной энергии экситона:

$$\begin{aligned} \xi_{NN} = \frac{24}{V\pi} (-1)^{1-\sigma'+\ell-m'} (2\ell+1) \sum_{k,q} (1^k)^* (-1)^{k-q} (2k+1) J_{nl}(k) \eta_{\sigma', M}^* \eta_{\sigma M} \times \\ \times \begin{pmatrix} \ell & \ell & \ell \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \ell & \ell & k \\ -m' & m & -q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 1 & k \\ \sigma'-M & -\sigma+M & q \end{pmatrix}. \end{aligned} \quad (6)$$

В полупроводнике с прямой запрещенной зоной и валентной зоной, четырехкратно-вырожденной в центре Γ зоны Бриллюэна, без обменного взаимодействия неподвижный nS -экситон имеет только один уровень энергии, который расщепляется на два уровня энергии тяжелого и легкого экситонов, когда экситон движется. В^{1,9/} авторы получили волновые функции nS -экситона в любом порядке теории возмущения. Функция нулевого порядка имеет вид произведения электронных и дырочных функций $|S, \sigma > |\frac{3}{2}, M >$. Сферические и кубические поправки (с параметрами возмущения κ и θ) первого порядка смешивают состояния легкого и тяжелого экситонов. Здесь мы вычисляем обменную энергию на базисе волновых функций нулевого и первого порядков.

Составляем матрицу обменной энергии для nS -состояния. После диагонализации этой матрицы получим следующий результат: неподвижный nS -экситон расщепляется на два уровня со значениями обменной энергии $\xi_{ex} = 0$ ($J = 2$) и $\xi_{ex} = -\frac{4}{3}\lambda$ ($J = 1$), а два уровня E_H и E_L движущегося экситона расщепляются на пять уровней:

$$\begin{aligned} E_H, E_L, E_L - \frac{4}{3}\lambda, \frac{1}{2} \left\{ -\frac{4}{3}\lambda + E_H + E_L \pm \right. \\ \left. \pm \left[\left(\frac{4}{3}\lambda - E_H + E_L \right)^2 + \frac{4}{3}(E_H - E_L)\lambda \right]^{1/2} \right\} \end{aligned} \quad (7)$$

с соответственными функциями $|J, J_Z\rangle$:

$$|2, \pm 2\rangle, |2, 0\rangle, |1, 0\rangle, |2, \pm 1\rangle, |1, \pm 1\rangle,$$

где λ — некоторый обменный параметр.

С учетом поправок функций первого порядка все вырождения неподвижного и движущегося nS -экситонов расщепляются.

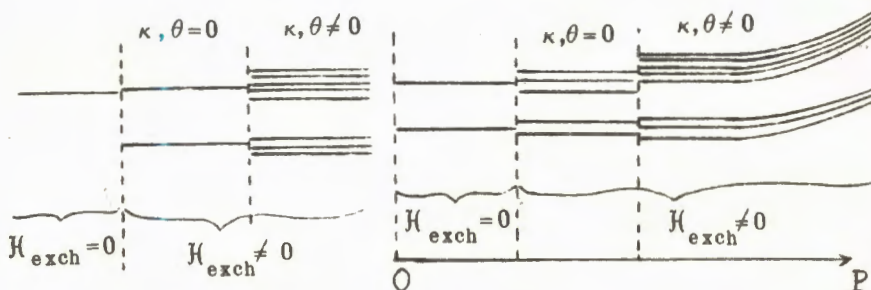


Рис. 1. Схема расщепления энергетических уровней nS -экситона: а) — неподвижный nS -экситон, б) — движущийся nS -экситон.

nP -экситон имеет 24 состояния, характеризующихся следующими квантовыми числами:

$$j = \frac{3}{2}, \quad M = \pm \frac{3}{2}, \pm \frac{1}{2}$$

$$\ell = 1, \quad m = 0, \pm 1$$

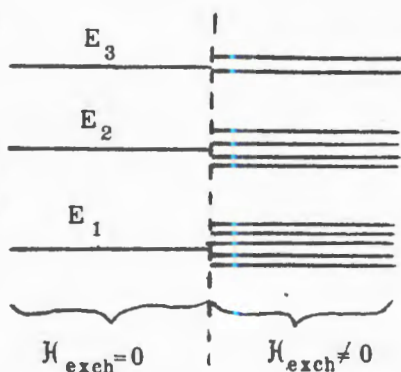
$$s = \frac{1}{2}, \quad \sigma = \pm \frac{1}{2}.$$

Без обменного взаимодействия неподвижный nP -экситон имеет три уровня энергии E_1 ($F = \frac{5}{2}$), E_2 ($F = \frac{3}{2}$) и E_3 ($F = \frac{1}{2}$), здесь $\vec{F} = \vec{j} + \vec{\ell}$. С учетом обменного взаимодействия после диагонализации матрицы $H_0 + H_{\text{exch}}$ видим, что nP -экситон расщепляется на 12 уровней с соответственными функциями, являющимися комбинациями функций $|J, J_Z(F, F_Z)\rangle$, где $\vec{J} = \vec{s} + \vec{F}$.

Итак, в этой работе мы получили схемы расщепления энергетических уровней экситона в состояниях $\{nS\}$ и $\{nP\}$ из-за обменного взаимодействия.

Рис. 2. Схема расщепления уровней энергии nP -экситона.

Авторы выражают благодарность академику Нгуену Ван Хьеу за постановку задачи и помощь при выполнении этой работы.



Л и т е р а т у р а

1. Hoang Ngoc Cam, Nguyen Van Hieu, Nguyen Ai Viet. — Ann.Phys., 1985, 164, 172.
2. Cho K. Exciton, Springer-Verlag, Berlin — Heidelberg — New York, 1979.
3. Skettrup T., Balslev I. — phys.stat.sol., 1970, 40, 93.
4. Cho K., Suga S., Dreybroat W., Willmann F. — Phys.Rev., 1975, B11, No.4, 1512.
5. Suffczynski M., Swierkowski L., Wardzynski W. — Phys.C, Solid State Phys., 1975, 8, L52.
6. Kiselev V.A., Zhilics A.G. — Sov.Phys. — Solid State, 1972, 13, No.8, 2008.
7. Suffczynski M., Swierkowski L. — Optics Com., 1976, 17, 184.
8. Fishman G. — Ann.Phys., (Paris), 1980, 5, 5.

Рукопись поступила 13 апреля 1988 года.

РАДИАЦИОННОЕ УПРОЧНЕНИЕ ЦИРКОНИЯ, ОБЛУЧЕННОГО ТЯЖЕЛЫМИ ИОНАМИ И НЕЙТРОНАМИ

А.Ю.Дидык, В.Малиновский, В.М.Назаров, И.Л.Сашин,
В.А.Скуратов, К.Хаванчак, А.Хофман, В.А.Щеголев,
Юн Дюн Ман

Исследовалось радиационное упрочнение циркония, облученного ионами неона ($E_i = 230$ МэВ) и нейтронами ($E_n > 0,1$ МэВ) в одинаковых условиях. Измерялась дозовая зависимость изменения предела текучести $\Delta\sigma_{0,2}$ от дозы облучения. Показано, что дозовая зависимость в том и в другом случае имеет идентичный вид, но при облучении нейтронами определенный эффект упрочнения достигается при дозе повреждения, в 10 раз меньшей, чем при облучении ионами неона.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных реакций и Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ.

The Radiation Hardening of Zirconium After the Bombardment by Heavy Ions and Neutrons

A.Yu.Didyk et al.

The radiation hardening of zirconium after the bombardment by Ne ions ($E_i = 230$ MeV) and by neutrons ($E_n > 0.1$ MeV) under the same conditions was investigated. The dose dependence of the yield stress change $\Delta\sigma_{0,2}$ was measured. It is shown that the dose dependences are identical in both cases, but a certain effect of the hardening after neutron bombardment is achieved at a dose 10 times smaller than in the case of Ne bombardment.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Reactions and Laboratory of Neutron Physics, JINR.

Сплавы циркония являются основным конструкционным материалом элементов активной зоны ядерных реакторов на тепловых нейтронах, благодаря высокой радиационной стойкости и малому сечению захвата нейтронов^{/1-3/}. Рассматривается также возможность применения сплавов на основе циркония в качестве материалов первой стенки термоядерного реактора^{/2-5/}. В связи с этим большое внимание уделяется исследованию механических свойств облученного циркония, в частности, изучению низкотемпературного радиационного упрочнения и охрупчивания^{/5-7/}.

Для понимания процессов, приводящих к формированию дефектной структуры, ответственной за изменение физико-механических свойств материалов, наряду с реакторными исследованиями большой интерес представляют результаты экспериментов с использованием пучков различных заряженных частиц. Сопоставление данных об изменении механических свойств чистых металлов, вызванных облучением легкими и тяжелыми ионами, и при нейтронном облучении, свидетельствует о качественном совпадении характера дозовых зависимостей радиационного упрочнения^{/9-10/}. Несоответствие в степени изменения свойств материалов, облученных разными частицами в одинаковых условиях до равных доз повреждения, стимулирует проведение дальнейших экспериментов в этом направлении с целью установления общих закономерностей радиационно-стимулированных изменений механических свойств твердых тел.

В настоящей работе изучалось радиационное упрочнение циркония, облученного ионами Ne с энергией 230 МэВ и нейтронами спектра деления ($\epsilon > 0,1$ МэВ).

Методика экспериментов

В экспериментах использовались образцы из циркониевой фольги толщиной $(22 \pm 0,25)$ мкм. Образцы имели стандартную форму с размерами рабочей части (15×3) мм. Чистота материала составляла 99,97%. Примесный состав (в вес.%) приведен в таблице.

Таблица

Cr — 0,0011	Mg — 0,0001	Pb — 0,0010	Sn — 0,0001
Ge — 0,0019	Ni — 0,0002	V — 0,0001	Zn — 0,007
Fe — 0,0050	Mn — 0,0001	Cu — 0,0005	Ti — 0,0005
Hf — 0,0027	Cd — 0,0001	Mo — 0,0020	Al — 0,0050
N — 0,0025	H — 0,0011	C — 0,0050	

Толщина образцов выбиралась из тех соображений, чтобы плотность создаваемых радиационных дефектов была приблизительно одинаковой по всей толщине образца. В нашем случае неоднородность распределения радиационных дефектов составляла не более 10%. В то же время при такой толщине образцов материал можно считать объемным, так как размер зерна в наших образцах составлял в среднем 7 мкм (рис. 1). Это достигалось путем отжига образцов в вакууме при давлении 10^{-3} Па в течение 20 мин с последующим медленным охлаждением до комнатной температуры. Температура и время отжига подбирались таким образом, чтобы произошла полная рекристаллизация

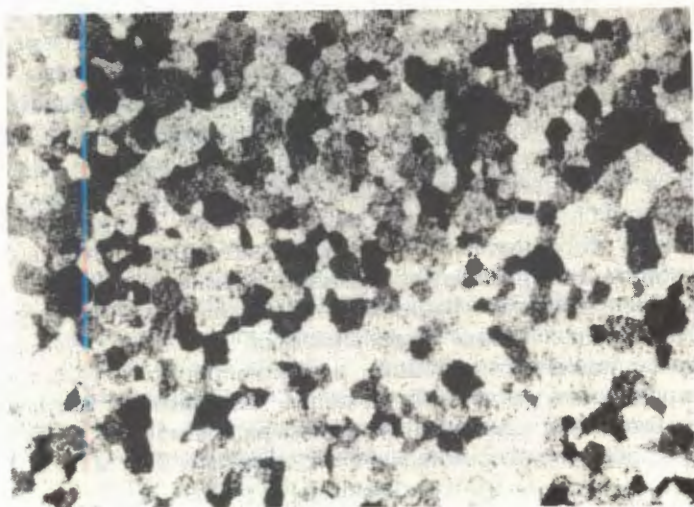


Рис. 1. Зеренная структура образцов Zr (увеличение $\times 500$).

холодно-деформированной фольги. Кроме того, были проведены измерения предела текучести на необлученных образцах толщиной 0,4 мм и 22 мкм с той же самой величиной зерна (7 мкм). В первом случае предел текучести составлял 204 МПа, во втором 202 МПа, т.е. разница была незначительной.

Облучение образцов проводилось выведенным на воздух пучком ионов Ne с энергией 230 МэВ. Во время облучения образец охлаждался потоком сжатого воздуха. В этих условиях температура образца не превышала 100°C . Образцы облучались до доз в интервале $5 \cdot 10^{14}$ — $6 \cdot 10^{15}$ ион/см² при средней интенсивности потока ионов 10^{11} 1/см² с.

Для сравнения эффектов радиационного упрочнения при облучении тяжелыми ионами и нейтронами образцы из одной серии облучались в импульсном реакторе ИБР-2 на канале установки РЕГАТА^{12/}. Условия облучения были следующие. Плотность потока нейтронов с энергией $E > 0,1$ МэВ составляла $1,4 \cdot 10^{16}$ 1/см² с (в импульсе $2,5 \cdot 10^{18}$). Частота следования импульсов — 5 Гц, длительность импульса — 220 мкс. Температура облучаемых образцов $(100 \pm 20)^{\circ}\text{C}$ (не превышала 100°C).

После облучения ионами и нейтронами образцы испытывались на растяжение со скоростью деформации $5,5 \cdot 10^{-5} \text{ с}^{-1}$ на испытательной машине INSTRON-1121. Из диаграмм напряжение — деформация находились условный предел текучести $\sigma_{0,2}$. Относительная погрешность определения величины $\sigma_{0,2}$ не превышала 2%.

Результаты и обсуждение

Дозовая зависимость предела текучести Zr, облученного ионами Ne и нейтронами, представлена на рис. 2. Видно, что облучение приводит к заметному изменению предела текучести в обоих случаях. Сечение образования радиационных дефектов ионами Ne рассчитывалось по программе, в которой потери энергии на ядерное и электронное торможение определялись по методу, предложенному в работах /13,14/. Аналогичная величина для нейтронов получена с использованием данных, приведенных в /15/.

Зависимости, приведенные на рис. 2, достаточно хорошо описываются выражением вида

$$\Delta\sigma_{0,2} = A(1 - e^{-BD})^{1/2},$$

где D — доза повреждения, выраженная величиной смещений на атом (с.н.а.), значения параметров: $A = 48$ МПа и $B = 1 \cdot 10^4$ (с.н.а.)⁻¹ (для нейтронного облучения), $A = 59$ МПа и $B = 5,3 \cdot 10^4$ (с.н.а.)⁻¹ (для ионного облучения).

В предыдущей работе /10/, в которой исследовалось радиационное упрочнение Ni, облученного ионами Ne в аналогичных условиях, отмечалось, что при одинаковой величине дозы повреждения больший прирост предела текучести наблюдается при нейтронном облучении. При этом данные по нейтронным

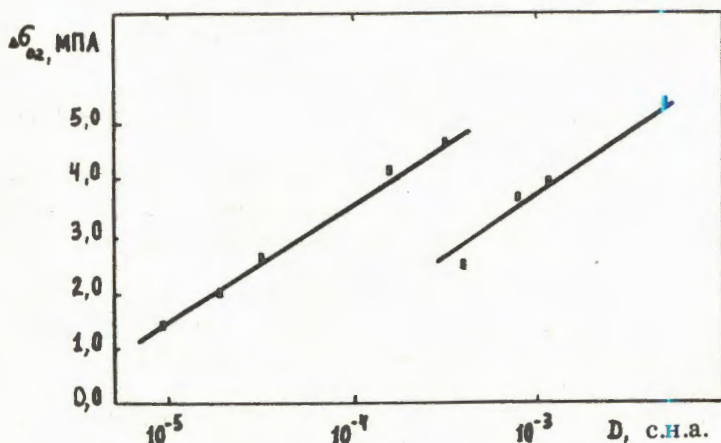


Рис. 2. Зависимость изменения предела текучести Zr, облученного нейтронами ($\square$) и ионами Ne ($\blacksquare$), от дозы радиационного повреждения.

облучениям брались из литературы. Такое сравнение не всегда надежно, так как даже небольшие различия в примесном составе изучаемых материалов, используемых в разных работах, могут повлиять на степень упрочнения. В настоящей работе использовался один и тот же материал, и условия облучения были практически идентичны. Поэтому сравнение степени влияния на упрочнение нейтронного и ионного облучения является значительно более определенным.

Как видно из рис. 2, одинаковый уровень радиационного упрочнения Zr, облученного нейтронами и ионами, наблюдается при уровнях повреждения, отличающихся более, чем на порядок; одной из причин такого расхождения может быть различие в энергетических спектрах первично-выбитых атомов (ПВА), генерируемых этими бомбардирующими частицами. Спектр ПВА при нейтронном облучении является более "жестким".

Определенную роль может также играть различие в скорости образования радиационных дефектов. Так, в случае ионного облучения скорость дефектообразования составляла $1,6 \cdot 10^{-7}$ с.н.а./с, в то время как для нейтронного облучения — $3,6 \cdot 10^{-10}$ с.н.а./с. Более высокая скорость образования дефектов может приводить к ускорению диффузионных процессов и, следовательно, к усилению радиационного отжига дефектов во время облучения. Не ясно также, как могла повлиять на результат импульсность нейтронного облучения.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за внимание к работе, а также персонал ускорителя У-400 и реактора ИБР-2 за хорошее обеспечение наших экспериментов.

Л и т е р а т у р а

1. Kajano H., Higashiguchi J., Jaima S. — J.Nucl.Science and Technology, 1978, vol.15, No.11, p.868.
2. Guiman M.W., Zee R.H. — J.Nucl.Mater., 1984, vol. 123, p.1017.
3. MacEwen S.R. et al. — J.Nucl.Mater., 1984, vol.123, p.1036.
4. Higashiguchi J., Kajana H. — J.Nucl.Science and Technology, 1978, vol.15, No.4, p.263.
5. Garlick A., Hindmarch P. UKAEA, 1980 (ND-R-468(W)).
6. Peterson K., Vesterlund G., Andersen T. Proc.4-th Int.Conf. of Zirconium in Nuclear Industry, 1979, 4, Philadelphia, (ASTM STP681).
7. Lee O., Zavert Jr. — J.Nucl.Mater., 1983, vol.116, p.297.
8. Ибрагимов-Ш.Ш., Реутов В.Ф., Фархутдинов К.Г. — АЭ, 1983, т.54, вып.5, с.339.
9. Jones R.H., Bradley E.R., Styris D.L. — J.Nucl.Mater., 1983, vol.116, p.297.

10. Хаванчак К. и др. ФММ, 1986, т.62, вып.2, с.390.
11. Hone L.W. AESL - 1484, 1962.
12. Назаров В.М. и др. Краткие сообщения ОИЯИ, 6-85, Дубна, 1985, с.42.
13. Бардош Д. Сообщения ОИЯИ, P17-86-336, Дубна, 1986.
14. Бардош Д., Гавриленко Г.П. Препринт ОИЯИ, P17-84-171, Дубна, 1984.
15. Ямницкий В.А. и др. Препринт ХФТИ, 81-31, Харьков, 1981.

Рукопись поступила 6 апреля 1988 года.