

AC76-1000

AAEC-LIB/Trans-607

AAEC-LIB/Trans-607

THE SOURCE REGIME FOR IRRADIATION PLANT
OPERATED WITH FUEL ELEMENTS

by

W. SUCKOW

(Isotopenpraxis, 5(11) November 1969, pp.413-9)

Translated from the German by
Dr. U. Engelbert

November 1976

AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION RESEARCH ESTABLISHMENT

THE SOURCE REGIME FOR IRRADIATION PLANT OPERATED
WITH FUEL ELEMENTS

by

W. SUCKOW

(Isotopenpraxis, 5(11) November 1969, pp.413-419)

Translated from the German by Dr. U. Engelbert

November 1976

AUSTRALIAN ATOMIC ENERGY COMMISSION

LIB/TRANS SERIES

Translations in this series were prepared as working documents for the use of research scientists at the Australian Atomic Energy Commission.

In order that they might be made available with the least possible delay, no attempt has been made to edit them, nor have all typing errors necessarily been identified and corrected.

Copies of translations in this series are made available to interested organizations and individuals only on the express understanding that they may be imperfect and do not aim to meet the standards of a published document. The Commission will not be held responsible for any inaccuracies in the translated text or for any errors resulting therefrom.

If any further reproduction of this translation is made by the recipient thereof, this note must be reproduced together with the text of the translation.

Translation

Isotopen Praxis 5 11/69 Page 413-419

The Source Regime for Irradiation Plant Operated with Fuel Elements

By W. Suckow (WEB WTZ Medical and Laboratory Technology, Branch Rossendorf).

Abstract. The rapid and irregular decay of the gamma radiation from reactor fuel elements requires the establishment of an optimal source regime in order to utilise reactor fuel elements as radiation sources on a technological basis. Critical values have been derived which enable the determination of optimal conditions. In this context all technologically interesting types of source regimes have been examined. Methods to achieve a high gamma yield and a satisfactory dose consistency with time have been developed and important values for these two aspects have been derived. The conditions for optimal radiation source regimes are described in the final conclusions.

1. Introduction

To date irradiators for industrial purposes display almost without exception a high constancy of radiation intensity. This applies to electron accelerators if one neglects radiation instabilities of short duration which can be rectified by controls, but it also applies to radionuclidic irradiators, where the isotopic half life (^{60}Co , 5.2y; ^{137}Cs , 30y) of the radiation source compared with the normal irradiation times is so large that the latter can be considered time constant for technological purposes.

In contrast the decay process associated with the radiation from reactor fuel elements is relatively rapid. Since this type of radiation source emits gamma quanta of a great number of radionuclides with different decay constants, the decay process can not be characterised by a uniform half life period. In addition to this the decay system is influenced by the length of time during which the fuel elements operated in the reactor.

These unfavourable characteristics for technological irradiation processes make it mandatory to look for conditions which reduce the existing disadvantages as far as possible. It is obvious that the choice of a suitable operational regime for radiation sources plays a decisive role in this matter. Investigations into this topic have been conducted in various forms (1 to 6) and a theoretical treatment of irradiation cycles have been carried out specifically in the Soviet Union which is valid for general application.

In order to determine a suitable source regime for the GARI irradiator similar investigations were conducted in the German Democratic Republic by experiment and theoretical treatment (7). Resulting from these

investigations general statements related to the source regime under technological conditions can be made.

2. Assessment Criteria and Conditions of Comparison.

An optimal source regime is characterised by (1) a high degree of constancy in radiation intensity as well as (2) by a good gamma ray exploitation during the period of source operation. The latter characteristic while exercising a limited influence in conventional irradiators is of grave importance for plant employing reactor fuel elements.

Fuel elements can be used as gamma radiation sources either after total burn-up during their natural decay period or they may be exchanged between reactor and irradiation plant in a state of partial burn-up, where the gamma radiation is utilised between operational periods in the reactor. The adjacent section will deal with this situation in more detail.

Depending on the choice of these operational conditions varying efficiencies of gamma radiation result. A statement regarding the gamma radiation yield which is useful for comparisons can be obtained, if one relates the total gamma radiation energy emitted in an irradiator E_Y to the total fission energy E_R , delivered by the fuel elements in the reactor. The following equations for the assessment criterium "gamma-yield" results:-

$$N_Y = \frac{N_Y}{E_R} = \frac{\int_0^{t_B} N_Y(t) dt}{N_R \cdot t_B} \quad (1)$$

In this equation N_Y is the gamma radiation output, N_R the reactor output, t_A the decay time, T_A the period of utilisation to t_B the operational period of the reactor. The basic assumption is made that the reactor output is of a constant level. E_B in equation (1) has no dimension, and can be expressed for instance in percent. Because the output of an irradiator is often expressed in KW, the gamma radiation yield will be expressed in KWh/MWd, where the fission energy of the reactor appears in the denominator. It may be noted that the mass of generated fission products in gram can be used in lieu of MWd with an error of 4%. In order to assess the degree of constancy over time maximum and minimum radiation dose yields measured in the irradiator over a given source period are considered under equal condition of source, position and material.

The relationship

$$J = \frac{P(t)_{\max}}{P(t)_{\min}} \quad (2)$$

describes the factor of inconsistency over time. Its minimum value at complete time consistency is one.

The assessment characteristics E_B and J are sufficient to judge a source regime.

For the comparison of several source regimes a number of conditions must be fixed. Not only must a constant reactor power output be assumed but it must also be assumed that all fuel elements burn-up over an identical length of time.

The following relationship exist between the lowest envisaged operational power level of the reactor N_0 the achievable burn up energy E_{aus} and the related burn up period T_{aus}

$$N_0 = \frac{E_{aus}}{T_{aus}} \quad (3)$$

If a reactor is operated at a higher power level N than the minimum level N_0 the relative reactor output V is understood to be the ratio

$$V = \frac{N}{N_0} \quad (4)$$

The period T_p is defined as the time during which the source charge is installed in the irradiator. When cycling a source regime according to Section 3 and neglecting the transfer and handling time the decay time t_A becomes generally identical to the operational time t_B and for this case T_p may be expressed as $T_p = t_B = t_A$. Taking into account all possible variables of the cycling operation (exchange of elements between reactor and irradiator) the longest resulting operational time t_B becomes identical to T_{aus} . It follows that for an alternating source regime the maximum period of residence $T_{pmax} = T_{aus}$. The exploitation time of fuel elements in an irradiator may be different from the residence period and it is therefore specially characterised as T_A . The shortest residence period in a cycling system is described as T_{pmin} . The number of possible cycles is expressed as n . The following relationship exists between the described parameters:

$$N = \frac{T_{aus}}{T_{p.v}} \quad (5)$$

Maximum number of cycles

$$n_{max} = \frac{T_{aus}}{T_{pmin}} = \frac{T_{pmax}}{T_{pmin}} \quad (6)$$

Upper limit of output:

$$N_{max} = \frac{E_{max}}{T_{pmin}} = \frac{N_0 T_{pmax}}{T_{pmin}} = n_{max} N_0 \quad (7)$$

Limits of the relative reactor output:

$$1 < p < n_{max} \quad (8)$$

The following values were used in the investigations (7): $T_{aus} = 2a$; $N_o = 1 \text{ MW}$; $E_{aus} = 730 \text{ MWd}$; $T_{pmin} = 1 \text{ d}$; $T_A = 0.5-2a$. From these data followed: $v, n-1$ to 730; $N_{max} = 730 \text{ MW}$. Naturally the limit values T_{pmin} and N_{max} can only be achieved in special cases and in particular N_{max} is in practice limited because of heating aspects. However the expression of these limit values remains of interest for a theoretical treatment. The choice of the remaining parameters which was related to practical conditions does not restrict the general validity of the statements, since identical results are obtained if other values are chosen.

It is also important to always include an identical yield time T_A when comparing source regimes. It follows that T_A must be chosen to be at least equal to the maximum residence time T_{pmax} . For values of $v > 1$ the sum of residence periods becomes smaller than T_{pmax} according to (5). Therefore determinations of the gamma yields within the periods (for the time $n \times T_p$) and outside the periods (for the time $T_A - nT_p$) must be made. Their sum is the indicator of comparison.

Finally the theoretical limit values for gamma yields must be mentioned at this point. The lower limit becomes nil for $t_B \rightarrow \infty$ as well as for $t_A \rightarrow 0$. The upper limit is reached if the total burn-up energy is liberated as an explosion ($t_B \rightarrow 0$) and its subsequent utilisation occurs over a very long period of time ($t_A \rightarrow \infty$). Data relating to the gamma emission energy per fission range between 4.8 and 8.4 MeV (8-11). If one assumes 7 MeV the percentage of gamma energy in the total energy of 200 MeV per fission becomes 3.5% and the theoretical maximum of gamma yield - considering the discussed inaccuracies - is as follows:-

$$E_B = 0.035 \times 2.4 \times 10^4 \frac{\text{KWh}}{\text{MWd}} = 840 \frac{\text{KWh}}{\text{MWd}} \quad (9)$$

3. Variations of the Source Regime

The form of highest validity in a source regime is the irradiation cycle. All possible variations of the source regime up to the once only activation of a nuclide (for example ^{50}Co) can be interpreted as special cases of the irradiation cycle. A detailed theoretical treatment of this question is given in (1 to 3). As a matter of principle the case under discussion is limited to reactor fuel elements incorporating widely used designs and to source regimes which can be technologically achieved with such fuel elements. The following variations need to be discussed:-

The alternating cycle where complete core charges or parts thereof are exchanged several times between reactor and irradiator until the fuel elements are considered burned up. For this variation at least two sets of fuel element charges are required.

The partial cycle where approximately the same number of burned up fuel elements representing only a part of the reactor fuel charge are transferred at approximately equal intervals from the reactor to the irradiator and remain there and the total cycle where a complete burned up core charge is transferred at the same time from the reactor to the irradiator. This cycle represents the limit condition for the alternating cycle in relation to the number of periods and for the partial cycle in relation to the number and size of partial charges.

For the determination of E_B according to (1) and of J according to (2) a knowledge of the gamma radiation output as a function of time is required. Among other forms this knowledge can be expressed as the energy source strength S in MeV/s. In order to describe the function $S(t)$ for the alternating cycle one considers initially a single radionuclide with the decay constant λ which is formed directly by nuclear fission. Starting with the saturation energy source strength S_∞ the following energy source strength exists at a randomly selected time point within the n^{th} decay period after n variably long operational periods t_{Bn} and $n-1$ variably long decay periods (t_{An-1}):-

$$S(t) = S_\infty \left[(1 - e^{-\lambda t_{Bn}}) e^{-\lambda t_{An-1}} + e^{-\lambda t_{Bn}} (1 - e^{-\lambda t_{An-1}}) + \dots + e^{-\lambda t_{Bn}} e^{-\lambda t_{An-1}} \right] \quad (10)$$

If one produces the sums firstly of the exponents and then of the lines in (10) $S(t_{Bn} \times t_{An-1} \times t_A)$ becomes

$$S(t) = S_\infty \sum_{i=1}^n (1 - e^{-\lambda t_{Bn}})^i e^{-\lambda (t_{An-1} + t_A)} \quad (11)$$

In the alternating cycle operational times and decay times are generally kept constant. With $t_{B1} \dots t_{Bn} = t_B$ and $t_{A1} \dots t_{An-1} = t_A$ equation (11)

Footnote:- If the upper and lower limits of i are of equal size the term must only be put in once; if the lower limit of i exceeds the upper limit by 1 the exponent is to be set as zero and thus the exponential function is to be set as 1.

resolves into

$$S(t) = S_0 \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{t}{T_p} \right)^k e^{-\lambda_k t} \quad (12)$$

If, when alternating with two sets of fuel element charges, the transfer time could be neglected in relation to the operation and decay times

$t_A = t_B = T_F$ where T_F is the duration of the period of residence. For this situation (12) becomes simplified into

$$S(t) = S_0 (1 - e^{-\lambda T_F}) \sum_{k=0}^{\infty} \left(\frac{t}{T_F} \right)^k e^{-\lambda_k t} \quad (13)$$

If one considers the mixture of all gamma emitters produced during fission the simple exponential functions in accordance with (10 to 13) are no longer valid. Their super impositions lead to functions which are not very accessible. Numerical evaluations by machines published in [12] to [15] for instance allow the illustration of the decay event of the energy source strength after a single operational period for selected operation times. Some of these functions representing the relative process of $F(t_B \times t_A)$ and of $S(t_A)/S_{1d}$, where S_{1d} describes the energy source strength after the first decay day, are illustrated in Fig. 1.

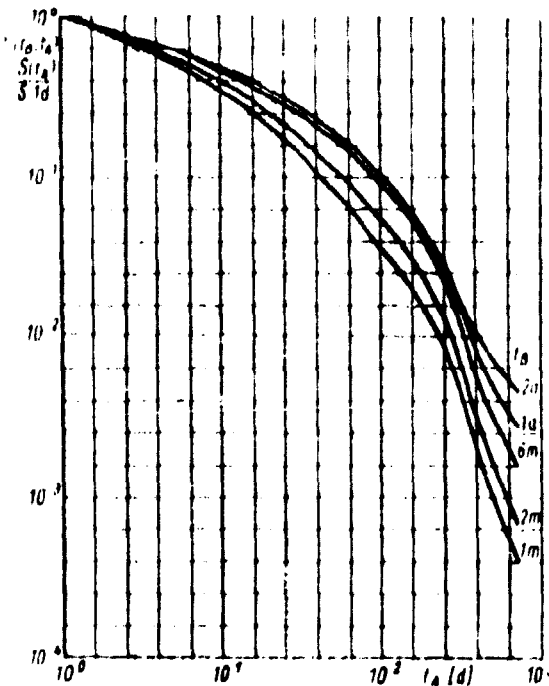


Fig.1 Energy source strength as function of the decay time for different operational periods.

For identical operational and decay times the energy source strength of the isotopic mixture related to the alternating cycle can be described on the basis of (12) by

$$S(t_{\text{aus}}) = S_{1,0} \sum_{k=0}^{n-1} F(t_{\text{aus}} - t_k) \quad (14)$$

If eventually $t_B = t_A = T_p$ then

$$S(t_{\text{aus}}) = S_{1,0} \sum_{k=0}^{n-1} F(T_p - 2k T_p) \quad (15)$$

The process of $S(t)$ was calculated for a burn up time $T_{\text{aus}} = 2a$ and for a residence time $T_p = 2m$ according to (15). The process is illustrated in Fig. 2 incorporating data of dose yield $P(t_A)/P_{1d}$ where P_{1d} is the value which would be obtained 1 day after a continuous operational period of 2 years. Only one alternating fuel charge is drawn into the figure. The second charge fits into the spaces and takes an identical shape. It can be seen that the energy source strength increases with an increasing number of cycles. In this case it assumes a quasi stationary character after five cycles for each charge.

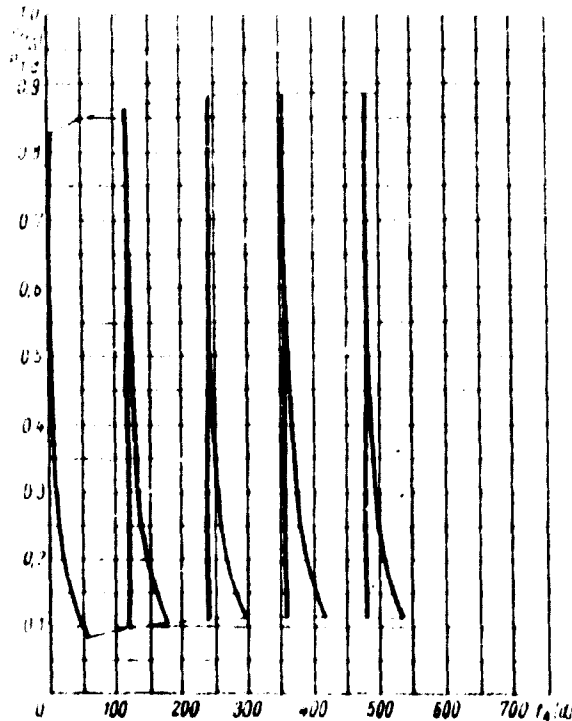


Fig. 2. Dose yield as a function of the decay time in an alternating cycle with $T_{\text{aus}} = 2a$, $T_p = 2m$ for one alternating fuel charge.

The mean value of the dose yield $P(t_A)/P_{1d}$ illustrated in Fig. 2 is 0.246. This amount will be compared with corresponding values in the partial and total cycles at a later stage.

The partial cycle will now be discussed. It is assumed that in a uniform reactor operations regime (Power level and operational periods are constant) K groups of fuel elements are exchanged after a burn up period of T_{aus} in identical time intervals. It is also assumed that these elements contributed to equal parts (η) to the total power level of the reactor. For this set of circumstances

$$\eta = \frac{1}{K} \times \frac{T_p}{T_{aus}} \quad (16)$$

where T_p is the exchange interval of the groups. If because of the total burn up of the elements t_B is set equal to T_{aus} , the functions $F(t_B, t_A)$ according to Fig. 1 can be used in this case also to determine the energy source strength $S(f)$ and the dose yield $P(t_A)/P_{ld}$ respectively. The energy source strength generated by the last unloaded K -th group at time t_A is

$$S(t_{aus}, t_A) = S_0 \eta F(t_{aus}, t_A) \quad (17)$$

At the same point of time the energy source strength portion of a group unloaded j intervals previously amounts to

$$S(t_{aus}, t_A) = S_0 \eta F(t_{aus}, (T_p - t_A)) \quad (18)$$

The total energy source strength of all K groups amounts to

$$S(t_{aus}, t_A) = S_0 \eta \sum_{j=0}^{K-1} F(t_{aus}, (T_p - t_A)) \quad (19)$$

The term $P(t_A)/P_{ld}$ is illustrated in Fig. 3 for a burn up time $T_{aus} = 2a$ and for exchange intervals $T_p = 2m, 6m$ and $2a$. According to (16) the group numbers of $K = 12; 4$ and 1 result and the numbers for the power output contribution $\eta = 1; 0.25$ and 0.0834 . The mean value of the dose yield $P(t_A)/P_{ld}$ is identical for all curves and amounts to 0.054 . It does not change for other interval numbers providing T_{aus} remains unchanged. Because $P(t_A)/P_{ld}$ is directly proportional to the capacity of an irradiator the comparison of values for the partial and alternating cycles illustrates that the latter achieves a considerably higher gamma yield and consequently a much higher plant efficiency. Although the gamma yield in the partial cycle can not be influenced by the source regime, Fig. 3 shows that by the choice of a large group number the time inconsistency in this cycle can be better controlled than in the alternating cycle.

The total cycle has already been discussed previously as the limit case of the partial cycle with $K = 1$ and $\eta = 1$. In this cycle $P(t_A)/P_{ld}$ is also 0.054 (if $T_{aus} = 2a$) and there the time inconsistency is at its maximum. Thus this cycle appears to be the most disadvantageous variation of the source regimes discussed here.

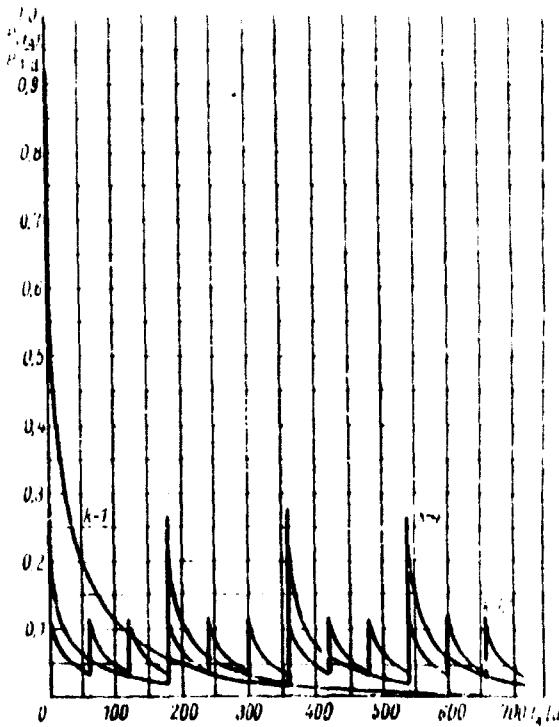


Fig. 3. Dose yield as a function of the decay time in the partial cycle with $T_{aus} = 2a$; $T_p = 2\pi$: 6m and 2a.

4. The Gamma Yield. When calculating the gamma yield the functions $S(t)$ need to be integrated in the range of the utilisation time T_A according to (14), (15) and (19) and must then be related to the reactor energy E_R establishing the dimension of kWh/MWd. In the alternating cycle a fuel element charge produces energy in the irradiator only during the second, fourth etc. periods while the same charge operates in the reactor during the first, third etc. periods. The energy extracted from a fuel charge during the n -th cycle (a cycle always consists of two periods of duration T_p) is

$$E_n = \int_0^{T_p} S(t) dt + \int_{T_p}^{2T_p} S(t) dt + \dots + \int_{(n-1)T_p}^{nT_p} S(t) dt \quad (20), \text{ the sum of which is } E_n = \sum_{i=1}^n \int_{(i-1)T_p}^{iT_p} S(t) dt \quad (21)$$

Altogether the yield in gamma energy from all n cycles until the burn up point of the charge is

The value according to (23) when related to the burn up energy E_{aus} leads to the gamma yield E_B according to (1). For a given utilisation time $T_A S(t)$ and thus E_{yges} and thus E_B change according to the choice of T_P and the relative reactor power level v . For $T_A = 2a E_B$ is illustrated as a function of T_P in Figs. 4 - 6 where v acts as a parameter. Fig. 4 contains the actual comparative values of E_B , while Figs. 5 and 6 illustrate the portions within and outside the periods, a point of importance explained in Section 2. The fact that the periods extend to the burn up point by definition explains why outside the periods no contribution is made to E_B for the condition $p = 1$. Because the same burn up energy E_{aus} was applied in Figs. 4 to 6 the maximum period length and the relative reactor output have to be inversely proportional. It is evident that the total gamma yield increases, the larger v and the smaller T_P becomes.

The maximum period length for each parameter value v is always related to the absolute (total) cycle which was described in above as the limit value of the alternating cycle. This emphasises again the point that the absolute (total) cycle and similarly the partial cycle generate the smallest gamma yields within an identical system.

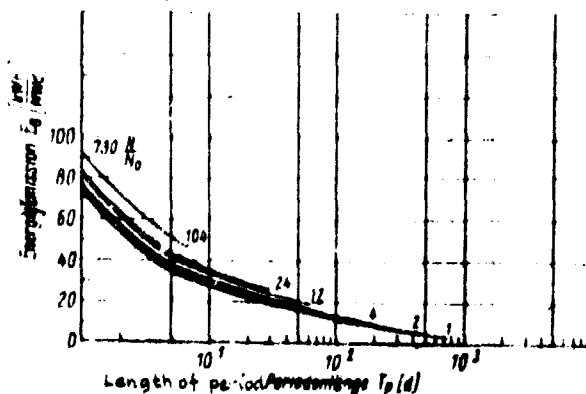


Fig. 4. Total gamma yield as a function of period length. Parameter relative reactor output; $T_A = 2a$

Fig. 5. Gamma yield within the periods as a function of the length of period. Parameter : relative reactor output. $T_A = 2a$

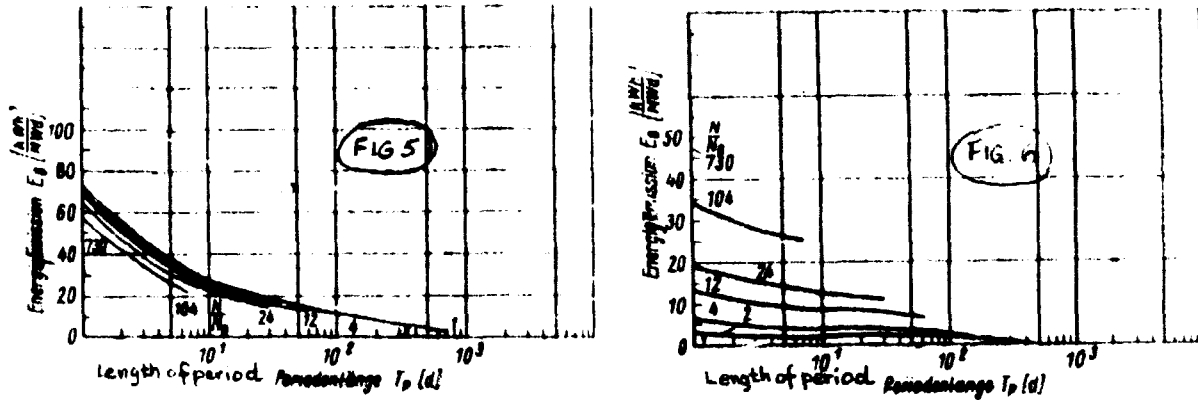


Fig. 6. Gamma yield outside the periods as a function of the length of period. Parameter : relative reactor output. $T_A = 2a$

It is of further interest to know how the gamma yield changes when the utilisation time T_A is being varied. This can easily be demonstrated on the basis of the total cycle where the decay time t_A is set as equal to the utilisation time T_A . Fig. 7 shows the gamma yield as a function of the decay time and the utilisation time respectively in reference to the value of $T_A = 2a$, where the operational time t_B acts as a parameter. It is evident that in the second utilisation year at best 6% of the gamma yield is extracted. Therefore the exploitation of fuel elements beyond 2 years in the absolute cycle is senseless. If the exploitation was made for only half year the loss of E_B that could be expected would be 19% for the worst case.

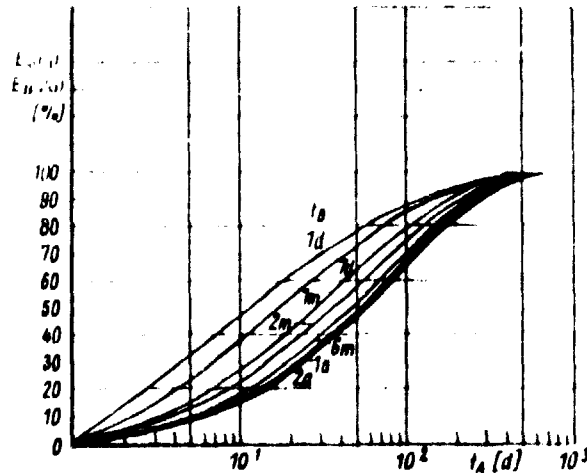


Fig. 7. Percentage of gamma energy emission during the decay time t_A in relationship to the total emission in 2 years in a total cycle. Parameter. Operational time t_B .

The same tendencies appear also in the alternating cycle. For the period length $T_p = 7d$ the influence of T_A is demonstrated in Fig. 8.

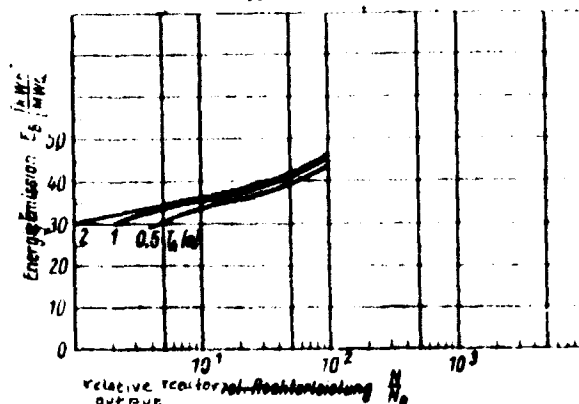


Fig. 8. Total gamma yield as a function of the relative reactor output for $T_p = 7d$. Parameter : Utilisation time T_A .

From the above presentation the following methods to achieve a high gamma yield can be derived:-

- . Implementation of an alternating operational regime
- . Maintenance of short length of periods coupled with a correspondingly larger number of periods.
- . Aim at a high reactor output and a correspondingly short burn up time
- . Exploitation of the first days of decay
- . Extension of the utilisation time to at least one year

The characteristic absolute values for gamma yield can be listed as follows:-

- . Theoretical maximum value = $E_B = 840$ kWh/MWd
- . Technologically achievable maximum value under special conditions
($T_p = 1d$; $T_{aus} = 30d$; $n = 30$; $T_A = 2a$) $E_B = 83.0$ kWh/MWd.
- . Value that can be achieved in research reactors operating under normal conditions ($T_p = 30d$; $T_{aus} = 1a$; $n = 12$; $T_A = 2a$) $E_B = 16.9$ kWh/MWd.
- . Value that can be achieved in a total and partial cycle at $T_{aus} = 2a$;
 $v = 1$; $T_A = 2a$; $E_B = 3.0$ kWh/MWd.

5. Change of Dose with Time (time inconsistency)

The relationships given in (14), (15) and (19) produce the values required for the calculation of J according to (2). J is plotted as a function of the period length T_p for the three types of cycles, named AZ, PZ and TZ in Fig. 9 for a burn up time $T_{aus} = 2$ years

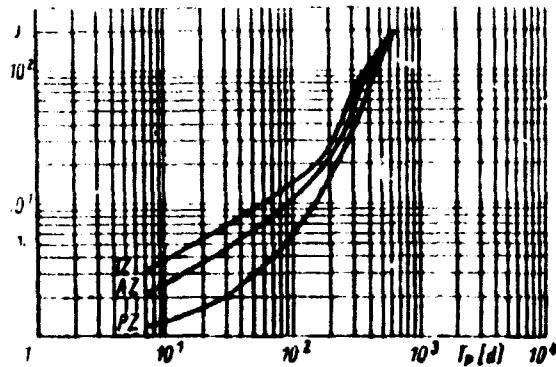


Fig. 9. Time inconsistency as a function of period length. Parameter: Type of cycles, TZ = total cycle; AZ = alternating cycle; PZ = partial cycle.

The following conditions apply in this case to the alternating and to the partial cycles:- $p = 1$ and $\lambda t_B = n$ $T_p = T_{aus}$. In the beginning of a cycling campaign J changes a little from one period to another but moves rapidly towards a constant value. Values for this saturation "steady state" of J have been utilised in Fig. 8. In a similar way as the gamma yield the time inconsistency is dependant upon the period length as well as upon the reactor energy output, if the burn out conditions are fixed. The exception is the total cycle which is only dependant upon the period length. Fig. 10 illustrates these conditions for a period length of 30 days.

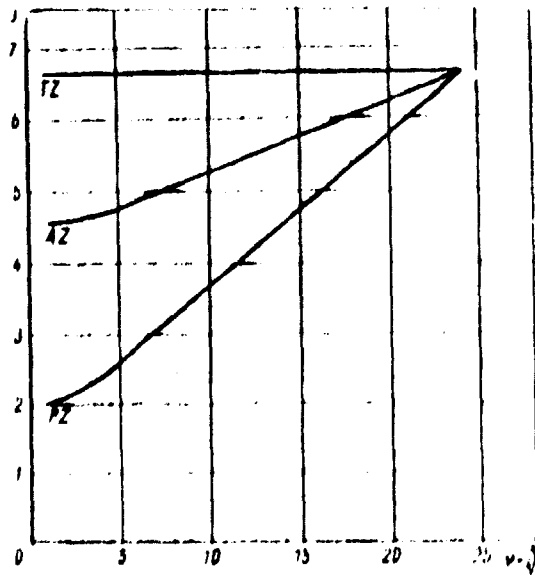


Fig. 10. Time inconsistency as a function of the relative reactor energy output for $T_p = 30d$. Parameter: type of cycle, TZ = total cycle; AZ = alternating cycle; PZ = partial cycle.

In all nominated cases the time inconsistency becomes smaller if one refrains from utilisation during the first days of decay.

The following methods to achieve a low factor of time inconsistency and therefore achieve a good uniformity can be derived from the discussed points

- . Implementation of a partial operational regime
- . Maintenance of short period lengths coupled with a correspondingly large number of periods.
- . Aim for a low reactor energy output coupled with a correspondingly long burn up time.
- . Abandonment of use during the first days of decay

The characteristic absolute values related to time inconsistency are listed as follows:-

theoretical minimum value (continuous cycle):- $J = 1.0$; under special conditions ($T_p = 1d$; $T_{aus} = 2a$, $v = 1$) the technologically feasible minimum value in a partial cycle: $J = 1.1$; the corresponding value for the alternating cycle:- $J = 2.0$; the achievable value for research reactors operating under normal conditions ($T_p = 30d$; $T_{aus} = 1a$) with alternating cycle:- $J = 4.5$; the maximum value for all types of cycling at $T_{aus} = 2a$; $T_p = 2a$ and $v = 1$:- $J = 213$.

6. Optimal variations under Technological Conditions.

When comparing the required methods for a high gamma yield and a small variation of dose with time (time inconsistency) it becomes obvious that most prerequisites contradict each other. Only the requirement for a large number of periods is common to both. The practical optimum needs to be achieved by a compromise, under full consideration of technological aspects.

The commonly encountered difference in the operation of research and power reactors produces a natural distinction into two categories. The optimal operational regime for each category needs to be determined separately.

Power reactors do not permit the alternating cycle. Thus the partial cycle and in special cases the total cycle is given for this application by practical consideration. Therefore a high gamma yield is excluded in this case from the beginning. The aim for longer burn up times (approx. 1 - 2 years) works in the same direction. In this case N_0 may be several hundred megawatt. In order to reduce interruptions to the power generation long fuel exchange periods are envisaged. Therefore a considerable time inconsistency may be experienced in an irradiation plant which is supplied by a single power generating reactor. For this category of reactor the gamma yield in the irradiator can only be improved in small measure (for instance by the

implementation of rapid exchange techniques), however a considerable improvement in the time inconsistency can be achieved if several reactors operate in a nuclear power plant complex and if their fuel charges can be transferred into a common irradiation plant to such a time scale that the residence period (period length) in the irradiator becomes uniform. For example a half yearly discharge of fuel elements from six reactors into an irradiation plant would produce a period length of $T_p = 1m$ which would enable a time inconsistency $J = 2.0$ to be achieved.

In general research reactors are not subject to a requirement for long periods of uninterrupted operation. When coupling this type of reactor with an irradiation plant period lengths should be kept as small as possible. Because periods under normal conditions are not short enough even for the partial cycle ($T_p < 7d$) to obviate technological measures required to compensate against time inconsistency the alternating cycle becomes the type of choice because of its considerably higher gamma yield. Period durations of 30 days appear to be practically feasible in this instance. Technological and economic considerations must determine the implementation of shorter periods.

In summary the conditions for the optimal source regime already stated in [16] are as follows:

For power generating reactors the partial cycle is to be applied where several similar reactors supply fuel in regular intervals to a common irradiation plant in such manner that the period length of residence remains as small as possible. The desirable period length $T_p \leq 30d$.

For research reactors the alternating cycle with two sets of fuel loads is the system of choice. Here burn up time and period length should be kept as small as possible, further utilisation should begin one day after the fuel stopped operating in the reactor. The desirable burn up time and period of residence are $T_{aus} \leq 1a$ and $T_p \leq 30d$.

Literature

- (1) J. S. Rhabucka, *J. Ch. Heur.*, Atom. Energ. 4 (1958), 533.
- (2) J. S. Rhabucka, *J. Ch. Heur.*, Atom. Energ. 7 (1959), 812.
- (3) J. Ch. Heur., F. J. Mucke, J. S. Rhabucka, *Doklady Sov. Akad. Nauk SSSR* 130 (1961), 831.
- (4) F. J. Karpis, *J. Ch. Heur.* u. a., Atom. Energ. 15 (1964), 304.
- (5) *R. London Conf. Nucl. Eng. and Engng.* Chicago, March 1964.
- (6) C. Cook, *J. K. AERE, C. M. 278* (1956).
- (7) D. Sackler, *ZfK* 152, Aug. 1958.
- (8) H. H. Zedel, *B. ZfK, F. J. Lang.* (1954), 2001, 01 (1956).
- (9) K. Hug, *Description of an Average Element*, Man. F. 102 (1956).
- (10) J. H. Schulz, *F. J. Lang. J. Conf. PEAE, Geneva 1958*, A. 1. 1. 1031.
- (11) H. Zedel, *GEISEL 2081*, WS (1956).
- (12) J. Mohr, *Nucl. Engng. No. 1, 28*, APPEN. 144 (1954).
- (13) J. Franke, K. Lee, *R. Heur. J. Conf. PEAE, Geneva 1958*, Vol. 1, 1. 119.
- (14) J. F. Piekman, H. H. Kuntz, *Nucl. Engng.* 8 (1958), 812.
- (15) H. Heur. *Die Attenuation of Gamma Rays and Neutrons in Matter*, Heur. F. S. A. C. Conf. V. 110, F. 1002, 1961.
- (16) H. Sackler, *Repts. Progress in Phys.* 1960, 33, 11.

- 111) V. P. Izrael', *Amer. Space*, **10** (1967), S. 528.
 112) J. F. Suckow, *Ann. Rep. Progr. Chem.*, **16** (1949), S. 269.
 113) J. H. Rose, *N. Recl. Angew. Chem.*, **72** (1969), S. 376.
 114) M. Böser, D. Rechen, R. Becker, *Nukleonik*, **10** (1967), No. 2, S. 61.
 115) V. F. Ignov, V. M. Ivanov, I. B. Episkova, H. H. Markova, *Ann. All-Sov. Conf. on Radiat. Phys.*, **10** (1966), No. 6, S. 76.
 116) J. P. Böser, F. Böhm, P. Wehner, P. Scherer, *Helv. phys. Acta*, **24** (1951), S. 193.
 117) J. H. Epstein, H. C. Helms, *Chemisovostoi atomna energ.*, *Leningrad, M.*, 1962.
 118) P. A. Eganov, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1967, S. 229.
 119) J. H. Epstein, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 120) J. F. Suckow, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 121) J. F. Suckow, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 122) J. F. Suckow, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 123) J. F. Suckow, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 124) A. H. Demidov, A. B. Ivanov, H. H. Markova, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 125) H. F. Egan, B. H. Markova, B. B. Rejzinskii, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 126) N. J. Jurek, G. V. Kozlov, M. Markov, *Atomostroitel'noe stroitel'stvo*, *Moskva, M.*, 1964.
 127) M. Okada, *Analyt. Chem.*, **21** (1963), S. 410.
 128) P. Koeppe, *Atompraxis*, **9** (1964), S. 233.
 129) J. Friedlander, J. M. Kennedy, J. M. Miller, *Nuclear and radiochemistry*, *Springer-Verlag, New York, London, Sydney*, 1964.
 130) D. Knight, F. B. Vasey, C. E. Cannon, E. Turkevich, *Radiochemical Studies*, *National Nuclear Energy Series, Div. IV, Vol. 9, 1*, 126, p. 1946.

Quellenregime für Bestrahlungsanlagen mit Reaktorbrandelementen

W. Suckow

(VEB WTZ Medizin- und Labortechnik, Außenstelle Rossendorf¹⁾)

Das relativ rasche und ungleichförmige Abklingen der γ -Strahlung von Reaktorbrandelementen erfordert die Ermittlung optimaler Quellenregime, um Reaktorbrandelemente als Strahlungsquellen technisch auszunutzen zu können. Es wurden Kenngrößen abgeleitet, mit deren Hilfe die Optimalbedingungen bestimmbar sind. Untersucht wurden hiermit alle technisch interessanten Arten des Quellenregimes. Abgeleitet wurden Maßnahmen zur Erzielung einer hohen γ -Ausbeute und einer guten Zeitkonstanz und markante Werte dieser beiden Größen. Als Schlussfolgerung sind die Bedingungen für optimale Quellenregime angegeben.

Keywords:

economics fuel elements gamma radiation radiation dose

1. Einleitung

Bestrahlungsanlagen, die bisher für industrielle Zwecke Anwendung gefunden haben, verfügen fast ausnahmslos über eine hohe Zeitkonstanz der Strahlenintensität. Das gilt sowohl für Elektronenbeschleuniger, wenn von kurzzeitigen, ausregelbaren Strahlschwankungen abgesehen wird, als auch für Nuklidbestrahlungsanordnungen, bei denen die Halbwertszeit (^{60}Co : 5,2 a; ^{137}Cs : 30a) so lang gegenüber normalen Bestrahlungszeiten ist, daß sie für technische Belange als zeitkonstant betrachtet werden können.

Abweichend hiervon erfolgt der Abklingprozeß der Strahlung von Reaktorbrandelementen verhältnismäßig rasch. Da bei diesem Quellentyp eine Vielzahl von Radionukliden Gammaquanten mit unterschiedlicher Zerfallskonstante emittiert, läßt sich der Abklingverlauf nicht durch eine einheitliche Halbwertszeit charakterisieren. Hinzu kommt, daß die Abklingfunktion durch die Operationszeit der Brennelemente im Reaktor beeinflußt wird.

Diese für technische Bestrahlungsprozesse ungünstigen Eigenschaften zwingen dazu, Bedingungen zu suchen, welche die vorhandenen Nachteile so weit wie möglich einschränken. Offensichtlich spielt hierbei die Wahl eines geeigneten Betriebsregimes der Quellen eine entscheidende Rolle. Untersuchungen hierzu wurden verschiedentlich angestellt [1 bis 6], wobei besonders in der Sowjetunion eine theoretische Behandlung von Bestrahlungskreisläufen in allgemeingültiger Form erfolgte.

Zur Festlegung eines geeigneten Quellenregimes für die Anlage GARI wurden in der DDR ähnliche Untersuchungen

theoretisch und experimentell durchgeführt [7], aus denen sich generelle Aussagen über das Quellenregime unter technischen Bedingungen ableiten lassen.

2. Bewertungskenngrößen und Vergleichsbedingungen

Außer durch eine hohe Zeitkonstanz der Strahlungsleistung wird ein optimales Quellenregime durch eine gute Strahlenausbeute während der Nutzungszeit der Quellen gekennzeichnet. Dieser für übliche Bestrahlungsanlagen weniger ausschlaggebende Effekt hat für Anlagen mit Reaktorbrandelementen gravierende Bedeutung.

Brennelemente können entweder nach ihrem völligen Ausbrand während ihrer zwangsläufigen Abklingzeit als γ -Quellen verwendet werden oder sie werden teilansgebrannt mehrfach zwischen Reaktor und einer Bestrahlungsanlage ausgewechselt, wobei die γ -Strahlenausnutzung jeweils in den Operationspausen erfolgt. Hierauf wird im nächsten Abschnitt näher eingegangen.

Je nach Wahl dieser Operationsbedingungen ergeben sich unterschiedliche Ausbeuten der γ -Strahlung. Eine vergleichsfähige Aussage über die γ -Ausbeute ergibt sich, wenn die gesamte in der Bestrahlungsanlage abgegebene γ -Strahlungsenergie E_Y bezogen wird auf die Spaltenergie E_R , welche die Brennelemente insgesamt im Reaktor geliefert haben. Daraus folgt für die Bewertungskenngröße „ γ -Ausbeute“:

$$E_R = \frac{E_Y}{E_R} = \frac{\int_0^T N_Y(t) dt}{N_R \cdot T} \quad (1)$$

¹⁾ Anschrift: 804 Dresden, Postfach 19.

Hierbei sind N_p die γ -Strahlungsleistung, N_R die Reaktorleistung, t_A die Abklingzeit, T_A die Ausnutzungszeit und t_B die Operationszeit des Reaktors. Ausgegangen wird dabei von einer konstanten Reaktorleistung. E_R nach (1) ist dimensionslos, kann also beispielsweise prozentual angegeben werden. Da die Leistung von Bestrahlungsanlagen häufig in kW ausgedrückt wird, erhält die γ -Ausbeute in folgenden die Dimension kWh/MWd, wobei im Nenner die Spaltenergie des Reaktors auftritt. Bemerkt sei, daß anstelle von MWd bei einem Fehler von 4%, auch die Masse der gebildeten Spaltprodukte in Gramm eingesetzt werden kann.

Zur Bewertung der Zeitkonstanz werden die in der Bestrahlungsanlage auftretende maximale und minimale Dosisleistung innerhalb einer Quellenperiode unter gleichen Bedingungen (Quelle, Ort, Material) herangezogen. Durch die Beziehung

$$J = \frac{P(t)_{\max}}{P(t)_{\min}} \quad (2)$$

ist ein Zeitkonstanzfaktor definiert, dessen Minimalwert Eins bei volliger Zeitkonstanz erreicht wird.

Die Bewertungs Kenngrößen E_R und J reichen zur Beurteilung eines Quellenregimes aus.

Zum Vergleich verschiedener Quellenregime sind einige Bedingungen festzulegen. Neben einer jeweils konstanten Reaktorleistung wird davon ausgegangen, daß die einzelnen Brandelemente in gleichen Zeiträumen ausbrennen.

Zwischen der niedrigsten für den Betrieb vorgesehenen Reaktorleistung N_R , der erreichbaren Ausbrandenergie E_{aus} und der dabei auftretenden Ausbrandzeit T_{aus} besteht die Beziehung

$$N_R = \frac{E_{\text{aus}}}{T_{\text{aus}}} \quad (3)$$

Wird ein Reaktor mit höherer Leistung N betrieben als mit der Minimalleistung N_R , so wird unter der relativen Reaktorleistung ν das Verhältnis

$$\nu = \frac{N}{N_R} \quad (4)$$

verstanden.

Als Periodendauer T_p gilt die Zeit, in der sich eine Quellencharge in der Bestrahlungsanlage befindet. Beim alternierenden Quellenregime (siehe Abschn. 3) wird allgemein — bei Vernachlässigung der Umklingzeit — die Abklingzeit t_A gleich der Operationszeit t_B , so daß hierfür $T_p = t_B = t_A$ gesetzt werden kann. Unter Einbeziehung aller möglichen Zyklusvarianten (Wechsel der Elemente zwischen Reaktor und Anlage) ergibt sich als längste Operationszeit $t_B = T_{\text{aus}}$, woraus beim alternierenden Quellenregime für die maximale Periodendauer $T_{p\max} = T_{\text{aus}}$ folgt. Die Ausnutzungszeit der Elemente in der Bestrahlungsanlage kann von der Periodendauer abweichen. Die Ausnutzungszeit wird deshalb besonders mit T_A ausgewiesen.

Die kürzeste Periodendauer eines Zyklusystems erhält die Bezeichnung $T_{p\min}$.

Die Anzahl der mehrfachen Zyklen wird durch n ausgedrückt. Zwischen den angegebenen Parametern besteht in die folgenden Beziehungen

Zyklenzahl

$$n = \frac{T_{\text{aus}}}{T_p} \quad (5)$$

Maximale Zyklenzahl:

$$n_{\max} = \frac{T_{\text{aus}}}{T_{p\min}} = \frac{T_{p\max}}{T_{p\min}} \quad (6)$$

Oberer Leistungsgrenze:

$$N_{\max} = \frac{E_{\text{aus}}}{T_{p\min}} = \frac{N_R \cdot T_{p\max}}{T_{p\min}} = n_{\max} \cdot N_R \quad (7)$$

Grenzen der relativen Reaktorleistung:

$$1 \leq \nu \leq n_{\max} \quad (8)$$

In den Untersuchungen [7] wurden folgende Werte verwendet: $T_{\text{aus}} = 2$ a, $N_R = 1$ MW, $E_{\text{aus}} = 730$ MWd, $T_{p\min} = 1$ d, $T_A = 0,5$ bis 2 a. Daraus leitet sich ab: $\nu = 1$ bis 730, $N_{\max} = 730$ MW. Selbstverständlich sind die Grenzwerte $T_{p\min}$ und N_{\max} nur in Spezialfällen realisierbar, und besonders N_{\max} wird in der Praxis durch wärmetechnische Aspekte begrenzt. Für die theoretische Behandlung bleibt jedoch der Ansatz dieser Grenzwerte von Interesse. Die Wahl der übrigen, den praktischen Bedingungen angepaßten Parameter beschränkt die allgemeine Aussagefähigkeit nicht, da auch bei Verwendung anderer Werte die gleichen Resultate erzielt werden.

Von Bedeutung ist noch, daß beim Vergleich der Quellenregime stets dieselbe Ausnutzungszeit T_A angesetzt werden muß. Demzufolge ist T_A mindestens gleich der längsten Periodendauer $T_{p\max}$ zu wählen. Bei Werten von $\nu > 1$ wird nach (5) die Summe der Periodenzeiten T_p kleiner als $T_{p\max}$, so daß eine Bestimmung der γ -Ausbeute innerhalb der Perioden (für die Zeit $n \cdot T_p$) und außerhalb der Perioden (für die Zeit $T - n \cdot T_p$) erfolgen muß, deren Summe den Vergleichswert liefert.

Schließlich sei an dieser Stelle auf die theoretischen Grenzwerte der γ -Ausbeute hingewiesen. Für die untere Grenze ergibt sich Null sowohl für $t_B \rightarrow \infty$ als auch für $t_A \rightarrow 0$. Die obere Grenze wird erreicht, wenn die gesamte Ausbrandenergie explosionsartig freigesetzt wird ($t_B = 0$) und die Ausnutzung anschließend über sehr lange Zeit erfolgt ($t_A = \infty$). Angaben über die γ -Energiedimension pro Spaltung schwanken zwischen 4,8 und 8,4 MeV [8 bis 11]. Wird mit 7,0 MeV gerechnet, so beträgt der Anteil der γ -Energie an der Gesamtenergie ν von 200 MeV pro Spaltung 3,5%, und der theoretische Höchstwert der γ -Ausbeute — unter Berücksichtigung der erwähnten Ungenauigkeit — ergibt sich zu

$$E_R = 0,035 \cdot 2,1 \cdot 10^9 \frac{\text{kWh}}{\text{MWd}} = 810 \frac{\text{kWh}}{\text{MWd}} \quad (9)$$

3. Varianten des Quellenregimes

Die allgemeingültigste Form des Quellenregimes ist der Bestrahlungskreislauf. Alle möglichen Varianten des Quellenregimes, bis hin zur einmaligen Aktivierung eines Nuklids (z. B. ^{60}Co), lassen sich als Sonderfälle des Bestrahlungskreislaufes interpretieren. Eine umfassende theoretische Behandlung dieser Problematik wird in [1 bis 3] gegeben.

Im vorliegenden Falle erfolgt voraussetzungsgemäß eine Beschränkung auf Reaktorbrandelemente üblicher Konstruktionsformen und damit auf Quellenregime, welche mit diesen Brandelementen technisch realisierbar sind. Zu diskutieren sind:

Der alternierende Zyklus, bei dem ganze Kerndichtungen oder Teile davon mehrfach zwischen Reaktor und Bestrahlung

anlage ausgetauscht werden, bis die Brennelemente als ausgebrannt gelten; hierzu sind mindestens zwei Chargen von Brennelementen erforderlich:

des partielle Zyklus, bei dem in etwa gleichen Zeitabständen etwa gleichviel ausgebrannte Elemente, die nur einen Teil der Kernladung darstellen, vom Reaktor zur Bestrahlungsanlage übergeführt werden und dort verbleiben;

des totale Zyklus, bei dem eine gesamte ausgebrannte Kernladung gleichzeitig vom Reaktor zur Bestrahlungsanlage umgesetzt wird. Dieser Zyklus bildet einen Grenzfall für den alternierenden Zyklus hinsichtlich der Periodenzahl und für den partiellen Zyklus hinsichtlich der Zahl und Größe der Teilchargen.

Zur Bestimmung von E_p nach (1) und von J nach (2) ist die Kenntnis der γ -Strahlungslastung als Funktion der Zeit erforderlich. Sie läßt sich unter anderem als Energiequellstärke S in MeV/s darstellen.

Zur Beschreibung der Funktion $S(t)$ für den alternierenden Zyklus gehen wir zunächst von einem einzelnen Radionuklid mit der Zerfallskonstante λ aus, das bei der Kernspaltung nur direkt gebildet wird. Mit der Sättigungsenergiequellstärke S_s ergibt sich nach n verschiedenen langen Operationsperioden t_{on} und $n-1$ verschieden langen Abklingperioden t_{off} zu einem beliebigen Zeitpunkt t_a innerhalb der n -ten Abklingperiode die Energiequellstärke

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_s \left(1 - e^{-\lambda t_{on}} \right) e^{-\lambda t_{off}} \left(1 - e^{-\lambda t_a} \right) + e^{-\lambda t_{off}} \left(1 - e^{-\lambda t_{on}} \right) e^{-\lambda t_a} + \dots + e^{-\lambda t_{off}} \left(1 - e^{-\lambda t_{on}} \right) e^{-\lambda t_a} \quad (10)$$

Werden in (10) zuerst die Exponenten und dann die Zeilen summiert, so wird

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_s \sum_{k=0}^{n-1} \left(1 - e^{-\lambda t_{on}} \right) e^{-\lambda k t_{off}} \left(1 - e^{-\lambda t_a} \right) \quad (11)$$

Gewöhnlich werden beim alternierenden Zyklus die Operationszeiten und die Abklingzeiten jeweils konstant gehalten. Mit $t_{on} = t_{on}$ und $t_{off} = t_{off}$ geht (11) über in

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_s \sum_{k=0}^{n-1} \left(1 - e^{-\lambda t_{on}} \right) e^{-\lambda k t_{off}} \left(1 - e^{-\lambda t_a} \right) \quad (12)$$

Wenn beim Alternieren mit zwei Brennstoffchargen die Einladezeit gegenüber Operations- und Abklingzeit vernachlässigt wird, so wird $t_{on} = t_{off} = T_p$, wobei T_p die Periodendauer ist. Hierdurch vereinfacht sich (12) zu

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_s \left(1 - e^{-\lambda T_p} \right) \sum_{k=0}^{n-1} e^{-\lambda k T_p} \left(1 - e^{-\lambda t_a} \right) \quad (13)$$

Wenden wir uns nunmehr dem Gemisch aller bei der Spaltung entstehenden γ -Strahler zu, so gelten die einfachen Exponentialfunktionen nach (10)–(13) nicht mehr. Ihre Über-

lagerung führt zu analytisch schwer zugänglichen Funktionen. Maschinelle numerische Auswertungen, wie sie z. B. in [12] bis [15] wiedergegeben sind, gestatten für ausgewählte Operationszeiten den Abklingverlauf der Energiequellstärke nach einmaliger Operationsperiode darzustellen. Als Relativverlauf $F(t_{on}, t_a)$ oder auch $S(t_a)/S_{1,d}$, wobei $S_{1,d}$ die Energiequellstärke nach dem ersten Abschlagtag bedeutet, sind in Abb. 1 einige dieser Funktionen aufgetragen. Absolutwerte für $S_{1,d}$ lassen sich unter Einbeziehung der Reaktorleistung z. B. aus [13] bestimmen.

Bei jeweils gleichen Operations- und Abklingzeiten läßt sich mit den Funktionen $F(t_{on}, t_a)$ die Energiequellstärke des Isotopengemisches für den alternierenden Zyklus in Abhängigkeit an (12) darstellen durch

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_{1,d} \sum_{k=0}^{n-1} F(t_{on}, k t_{off}, t_a) \quad (14)$$

Wird schließlich $t_{on} = t_{off} = T_p$, so gilt

$$S(t_{on}, t_{off}, t_a) = S_{1,d} \sum_{k=0}^{n-1} F(T_p, 2k T_p, t_a) \quad (15)$$

Für eine Anstrahlzeit $T_{ans} = 2$ a und eine Periodenlänge $T_p = 2$ m wurde der Verlauf von $S(t)$ nach (15) berechnet. Er wird in Abb. 2 dargestellt, wobei die Angabe der Dosisleistung $P(t_a)/P_{1,d}$ erfolgt und $P_{1,d}$ derjenige Wert ist, der sich einen Tag nach Beendigung einer kontinuierlichen Operationsperiode von 2 a einstellen würde. Eingezeichnet ist nur eine Alternierungscharge. Die zweite Charge paßt sich in die Lücken mit jeweils gleichem Verlauf ein. Ersichtlich ist, daß die Energiequellstärke mit steigender Zyklenzahl zunimmt und im vorliegenden Fall nach fünf Zyklen jeder Charge einen quasi stationären Wert erreicht.

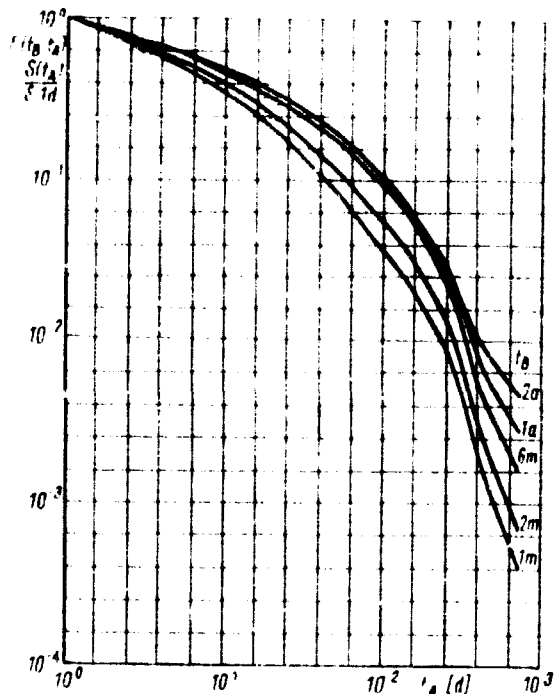


Abb. 1. Energiequellstärke als Funktion der Abklingzeit bei verschiedenen Operationszeiten

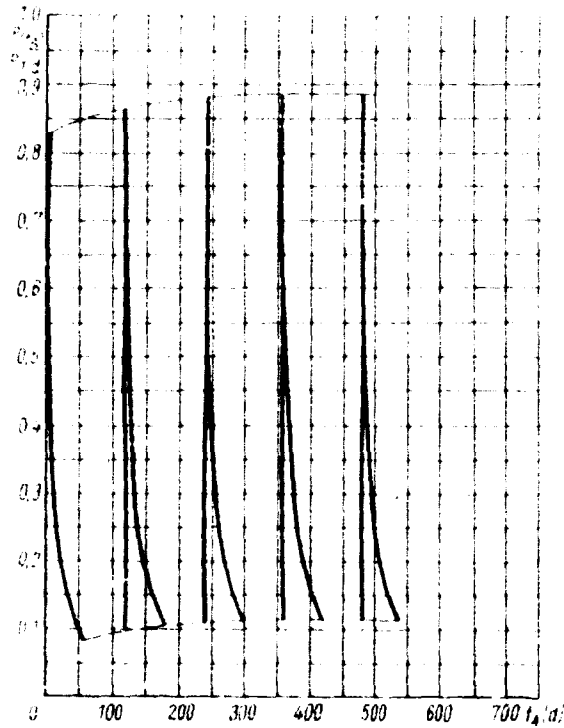


Abb. 2 Dosisleistung als Funktion der Abklingzeit beim alternieren den Zyklus mit $T_{aus} = 2$ a, $T_p = 2$ m, dargestellt für eine Abtormringschleife

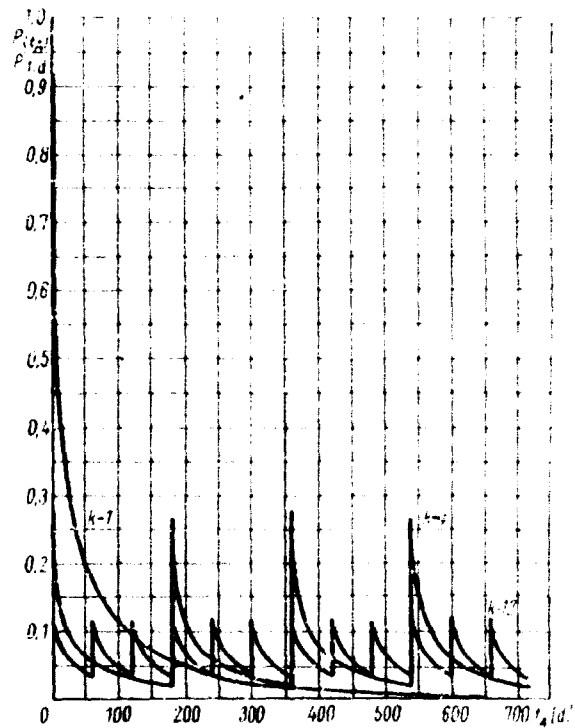


Abb. 3 Dosisleistung als Funktion der Abklingzeit beim partiellen Zyklus mit $T_{aus} = 2$ a, $T_p = 2$ m, 6 m und 2 a

Der Mittelwert der Dosisleistung $P(t)/P_{1,d}$ in Abb. 2 ergibt sich zu 0,216, ein Betrag, der mit entsprechenden Werten des partiellen und absoluten Zyklus noch zu vergleichen sein wird.

Betrachten wir jetzt den partiellen Zyklus und gehen davon aus, daß bei gleichmäßigem Reaktorbetriebsregime (Lastgang und Betriebszeit konstant) in gleichen Zeitabständen k Gruppen von Brennelementen in einer Ausstrahlperiode T_{aus} ausgewechselt werden, die zu gleichen Anteilen η zur Gesamtleistung des Reaktors beizutragen haben. Dann gilt

$$\eta = \frac{1}{k} \frac{T_p}{T_{aus}} \quad (16)$$

wobei T_p das Auswechsellzeitintervall der Gruppen ist.

Wird wegen des völligen Ausbrandes der Elemente $t_k = T_{aus}$ gesetzt, so können die Funktionen $F(t_p, t_k)$ nach Abb. 1 auch hier zur Bestimmung der Energiequellstärke $S(t_k)$ der Dosisleistung $P(t)/P_{1,d}$ verwendet werden.

Die von der zuletzt entladenen k ten Gruppe erzeugte Energiequellstärke zum Zeitpunkt t_k beträgt

$$S(T_{aus}, t_k) = S_{k-1} \cdot e^{-\lambda(T_{aus}-t_k)} \quad (17)$$

Zum gleichen Zeitpunkt beträgt der Energiequellwertanteil derjenigen Gruppe, die zum j ten Intervalle früher entladen wurde

$$S_j(t_k, t_k) = S_{k-j} \cdot e^{-\lambda(T_{aus} + jT_p - t_k)} \quad (18)$$

Die Gesamtenergiequellstärke über k Gruppen ergibt sich zu

$$S(T_{aus}, t_k) = S_{k-1} + \sum_{j=1}^{k-1} S_j(t_k, t_k) \cdot e^{-\lambda(T_{aus}-t_k)} \quad (19)$$

Für die Ausstrahlzeit $T_{aus} = 2$ a und die Auswechsellintervalle $T_p = 2$ m; 6 m; 2 a ist $P(t)/P_{1,d}$ in Abb. 3 dargestellt. Bezugswert ist der gleiche wie in Abb. 2. Nach (16) ergeben sich die Gruppenzahlen $k = 12; 4; 1$ und die Leistungsanteile $\eta = 1; 0,25; 0,0833$.

Der Mittelwert der Dosisleistung $P(t)/P_{1,d}$ ist für alle drei Kurven gleich groß und beträgt 0,054. Er ändert sich auch für andere Intervallzahlen nicht, solange T_{aus} gleich bleibt.

Da $P(t)/P_{1,d}$ direkt proportional zur Kapazität einer Bestrahlungsanlage ist, folgt aus dem Vergleich dieser Werte für partiellen und alternierenden Zyklus, daß mit letztgenanntem eine wesentlich höhere γ -Ausbeute und Anlagenleistung erreicht werden kann.

Während eine Beeinflussung der γ -Ausbeute durch das Quellenregime innerhalb des partiellen Zyklus nicht erreicht werden kann, läßt sich die Zeitkonstanz, wie aus Abb. 3 ersichtlich, durch Wahl einer großen Gruppenzahl weit herabsetzen und besser beherrschen als beim alternierenden Zyklus.

Der totale Zyklus ist als Grenzfall des partiellen Zyklus mit $k = 1$ und $\eta = 1$ in der vorstehenden Diskussion bereits behandelt. Da für ihn $P(t)/P_{1,d}$ ebenfalls den Wert 0,054 (bei $T_{aus} = 2$ a) hat und die Zeitkonstanz offenbar am größten ist, erscheint er als ungünstigste Variante der hier behandelten Quellenregime.

1. γ -Ausbeute

Zur Berechnung der γ -Ausbeute sind die Funktionen $S(t)$ nach (14), (15) und (19) im Bereich der Ausstrahlzeit T_A zu integrieren und auf die Reaktorenergie E_R zu beziehen.

Abb. 1: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

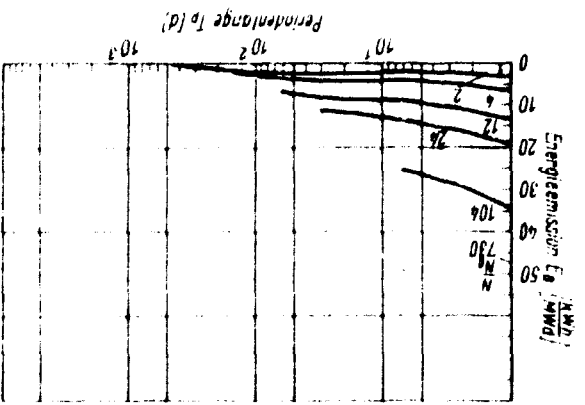


Abb. 2: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

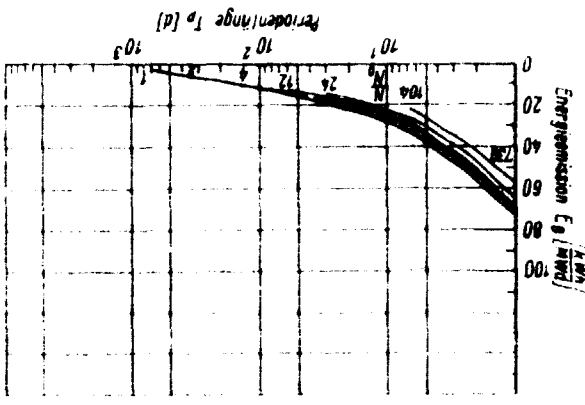
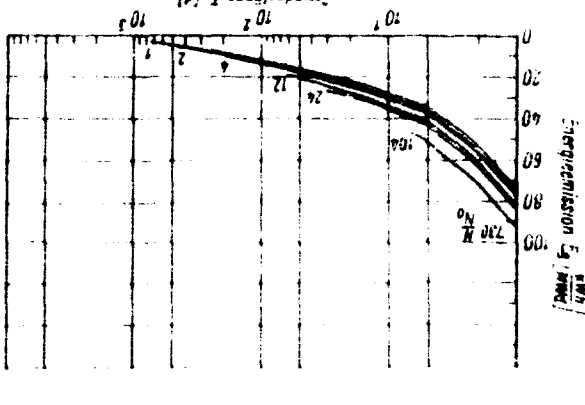


Abb. 3: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$



Somit: Graphenreihe für Leistungsänderungen mit Reaktorparameter

Abb. 4: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 5: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 6: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 7: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 8: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 9: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 10: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

Abb. 11: Auswerte innerhalb der Periode als Funktion der Periode
 Parameter: relative Reaktorleistung $\overline{K}_0 = 20$

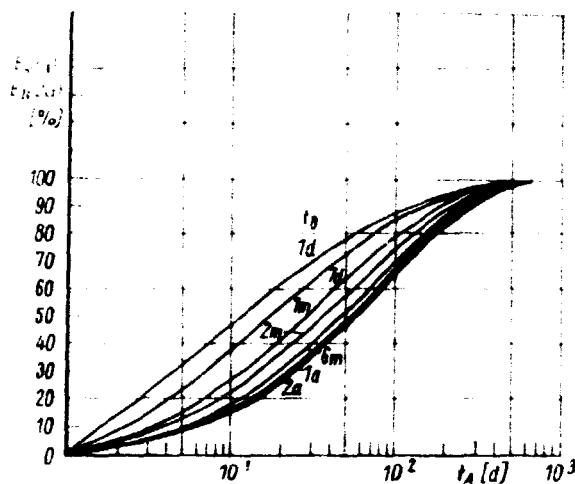


Abb. 7 Prozentuale Energieauslastung in der Abklingzeit t_A bezogen auf die Gesamtauslastung in 2 a beim totalen Zyklus. Parameter: Operationszeit t_A

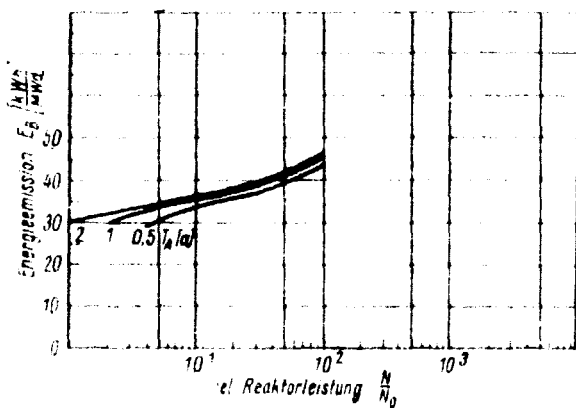


Abb. 8 Gesamte γ -Ausbeute als Funktion der relativen Reaktorleistung im $T_A = 7$ d. Parameter: Ausnutzungszeit t_A

Aus obigen Darlegungen lassen sich folgende Maßnahmen zur Erzielung einer hohen γ -Ausbeute ableiten:

- Durchführung des alternierenden Betriebesregimes;
- Einhaltung kurzer Periodenlängen bei entsprechend großer Periodenzahl;
- Austreiben hoher Reaktorleistung bei entsprechend kurzer Ausbrandzeit;
- Ausnutzung der ersten Abklingtage;
- Ausdehnung der Ausnutzungszeit auf mindestens ein Jahr.

Als markante Absolutwerte der γ -Ausbeute lassen sich angeben:

- Theoretischer Höchstwert: $E_{\gamma} = 810$ kWh/MWd.
- Unter Spezialbedingungen ($T_p = 1$ d, $T_{aus} = 30$ d, $n = 30$, $T_A = 2$ a) technisch realisierbar erscheinender Höchstwert: $E_{\gamma} = 640$ kWh/MWd.
- Unter Normalbedingungen ($T_p = 30$ d, $T_{aus} = 1$ a, $n = 12$, $T_A = 2$ a) an Forschungsreaktoren realisierbarer Wert: $E_{\gamma} = 10,9$ kWh/MWd.

Bei totalen und partiellen Zyklen mit $T_{aus} = 2$ a, $r = 1$, $T_A = 2$ a erzielbarer Wert: $E_{\gamma} = 3,0$ kWh/MWd.

5. Zeitkonstanz

Aus den Beziehungen (14), (15) und (19) ergeben sich die erforderlichen Werte zur Berechnung von J nach (2).

Für eine Ausbrandzeit $T_{aus} = 2$ a wird J als Funktion der Periodenlänge T_p für die drei Zyklenarten, bezeichnet mit AZ, PZ und TZ, in Abb. 9 dargestellt. Für alternierenden und partiellen Zyklus gilt hieher $r = 1$ und $\sum t_{ij} = n T_p$.

T_{aus} . Zu Beginn einer Zyklenkampagne ändert sich J von einer Periode zur anderen etwas, strebt aber rasch einem konstanten Wert entgegen. Diese „Sättigungswerte“ von J sind in Abb. 8 verwendet.

Ebenso wie die γ -Ausbeute ist die Zeitkonstanz außer von der Periodenlänge bei vorgegebenen Ausbrandbedingungen abhängig von der relativen Reaktorleistung. Ausgenommen davon ist der totale Zyklus, der nur durch die Periodenlänge beeinflusst wird. Für die Periodenlänge $T_p = 30$ d zeigt Abb. 10 diese Verhältnisse.

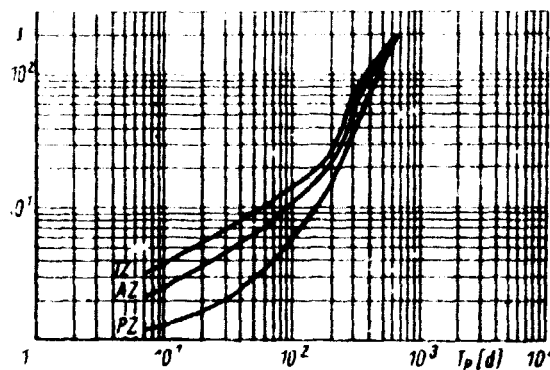


Abb. 9 Zeitkonstanz als Funktion der Periodenlänge. Parameter: Zyklenart TZ Totaler Zyklus, AZ Alternierender Zyklus, PZ Partieller Zyklus

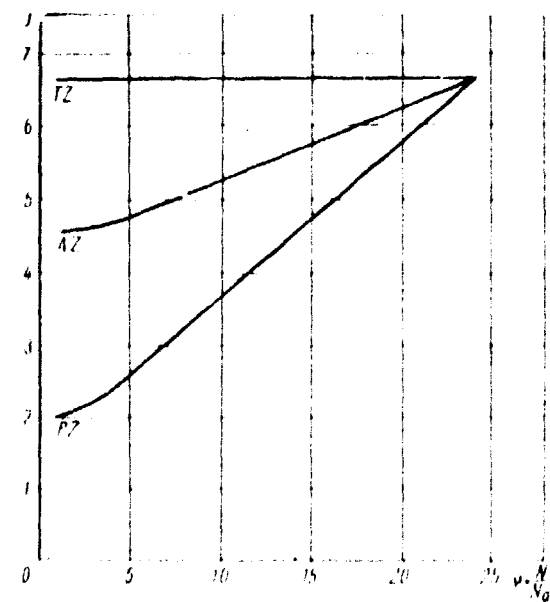


Abb. 10 Zeitkonstanz als Funktion der relativen Reaktorleistung für $T_p = 30$ d. Parameter: Zyklenart TZ Totaler Zyklus, AZ Alternierender Zyklus, PZ Partieller Zyklus

In allen genannten Fällen wird die Zeitinkonstanz kleiner, wenn auf die Ausnutzung der ersten Abklingtage verzichtet wird.

Aus dem Dargelegten lassen sich folgende Maßnahmen zur Erzielung eines niedrigen Zeitinkonstanzfaktors, also einer guten Zeitkonstanz, ableiten:

- Durchführung des partiellen Betriebsregimes;
- Erhaltung kurzer Periodenlängen bei entsprechend großer Periodenzahl;
- Anstreben niedriger Reaktorleistung bei entsprechend langer Ausbrandzeit;
- Verzicht auf die ersten Abklingtage.

Als markante Absolutwerte der Zeitinkonstanz lassen sich angeben: theoretischer Minimalwert (kontinuierlicher Zyklus): $J = 1,0$; unter Spezialbedingungen ($T_p = 1 \text{ d}$, $T_{\text{aus}} = 2 \alpha, \alpha = 1$) mit dem partiellen Zyklus technisch realisierbar: entsprechender Minimalwert: $J = 1,1$; entsprechender Wert für den alternierenden Zyklus: $J = 2,0$; unter Normalbedingungen ($T_p = 30 \text{ d}$; $T_{\text{aus}} = 1 \text{ d}$) mit alternierendem Zyklus an Forschungsreaktoren realisierbarer Wert: $J = 4,5$; Maximalwert für alle Zyklusarten bei $T_{\text{aus}} = 2 \alpha$, $T_p = 2 \alpha$, $\alpha = 1$: $J = 2,13$.

6. Optimalvarianten unter technischen Bedingungen

Beim Vergleich der erforderlichen Maßnahmen für hohe γ -Ausbeute und geringe Zeitinkonstanz wird ersichtlich, daß die meisten Voraussetzungen einander widersprechen. Lediglich die Forderung nach großer Periodenzahl besteht gemeinsam. Das praktische Optimum muß durch Kompromisse ermittelt werden, wobei technische Gesichtspunkte mit zu berücksichtigen sind.

Die allgemein übliche, unterschiedliche Betriebsweise von Energie- und Forschungsreaktoren bewirkt eine natürliche Abgrenzung zwischen zwei Kategorien, für die ein optimales Betriebsregime getrennt ermittelt werden kann.

Energiereaktoren lassen den alternierenden Zyklus nicht zu, so daß hierfür der partielle und in Sonderfällen der totale Zyklus durch die Praxis vorgegeben sind. Eine hohe γ -Ausbeute scheidet damit von vornherein aus. In gleicher Richtung wirkt sich das Anstreben langer Ausbrandzeiten (etwa ein bis zwei Jahre) aus, wobei N_0 mehrere Hundert Megawatt betragen kann. Um die Unterbrechung der Energieerzeugung einzuschränken, werden lange Umladeperioden vorgesehen, so daß sich für eine Bestrahlungsanlage, die von einem einzelnen Energiereaktor gespeist wird, auch eine große Zeitinkonstanz einstellt.

Während bei dieser Reaktorkategorie die γ -Ausbeute nur gering beeinflußt werden kann (z. B. durch schnelle Entladetechnologien), läßt sich eine Verbesserung der Zeitkonstanz dann erreichen, wenn in einem Kraftwerkskomplex mehrere

gleichartige Reaktoren arbeiten, deren Chargenentladung in eine gemeinsame Bestrahlungsanlage zeitlich so abgestimmt werden kann, daß für die Anlage eine konstante Periodenlänge resultiert. Beispielsweise würden sechs Reaktoren mit halbjährlicher Chargenentladung in der Anlage eine Periodenlänge $T_p = 1 \text{ m}$ ergeben, womit eine Zeitinkonstanz $J = 2,0$ erreichbar wäre.

Forschungsreaktoren unterliegen im allgemeinen nicht der Forderung nach langzeitigem konstantem Dauerbetrieb. Bei der Koppelung einer Bestrahlungsanlage an diesen Reaktortyp sind möglichst kurze Periodenlängen vorzuziehen. Da normalerweise die Perioden selbst für den partiellen Zyklus nicht kurz genug sind ($T_p < 7 \text{ d}$), um technologische Maßnahmen zum Ausgleich der Zeitinkonstanz zu erübrigen, ist der alternierende Zyklus wegen seiner wesentlich höheren γ -Ausbeute vorzuziehen. Periodenlängen von 30 Tagen erscheinen dabei praktisch realisierbar. Über die Durchführbarkeit noch kürzerer Perioden müssen sowohl technologische als auch ökonomische Überlegungen entscheiden.

Zusammenfassend lassen sich die Bedingungen für das optimale Quellenregime, wie sie bereits in [10] genannt sind, angeben:

Für Energiereaktoren ist der partiell. Zyklus anzuwenden, wobei mehrere gleichartige Reaktoren in gleichmäßigen Abständen Brennelemente in dieselbe Bestrahlungsanlage liefern, so daß in dieser Anlage die Periodenlänge möglichst klein wird. Die anzustrebende Periodenlänge ist $T_p = 30 \text{ d}$.

Für Forschungsreaktoren ist der alternierende Zyklus mit zwei Kernladungen anzuwenden, wobei die Ausbrandzeit und die Periodenlänge möglichst klein zu halten sind und die Ausnutzung einen Tag nach Operationsende beginnt. Anzustrebende Ausbrandzeit und Periodenlänge sind $T_{\text{aus}} = 1 \text{ a}$, $T_p = 30 \text{ d}$.

Eingereicht am 7. 6. 1969

Literatur

- [1] J. S. Ribuckin, A. Ch. Breger, *Atom. Energ.* 3 (1958), S. 533.
- [2] J. S. Ribuckin, A. Ch. Breger, *Atom. Energ.* 7 (1959), S. 129.
- [3] A. Ch. Breger, F. J. Mochles, J. S. Ribuckin, *Doklady Akad. Nauk SSSR* 186 (1961), S. 671.
- [4] F. L. Karpov, A. Ch. Breger u. o., *Atom. Energ.* 15 (1963), S. 302.
- [5] R. Gordon, *Conf. Nucl. Res. and Engng.*, Chicago, March 1958.
- [6] C. Lock, UK AERE C M 278 (1956).
- [7] H. Suckow, *ZfK* 152, Aug. 1964.
- [8] R. H. Delle, W. Zobel, T. J. Lorr, *ORNL* 2081, 01 (1956).
- [9] K. Bay, *Description of an Avarage Flutron*, Mon. P-192 (1946).
- [10] J. H. Stehu, E. F. Chaney, 2. Conf. PEAE, Geneva 1958, Vol. 1, P. 1071.
- [11] H. Zobel, *ORNL*-2081, 95 (1956).
- [12] J. Madell, *Nucl.* 13 (1955) No. 7, S. 28; *APEN* 131 (1955).
- [13] J. Francis, K. Lorr, R. Bjarstedt, 2. Conf. PEAE, Geneva 1958, Vol. 13, P. 119.
- [14] J. F. Perkins, R. H. King, *Nucl. Sci. Engng.* 3 (1959), S. 726.
- [15] H. Goldstein, *The Attenuation of Gamma Rays and Neutrons in Reactor Shields*, USAEC Contract AF (39-1) 862, 1957.
- [16] H. Suckow, *Isotopopraxis* 5 (1969), S. 11.