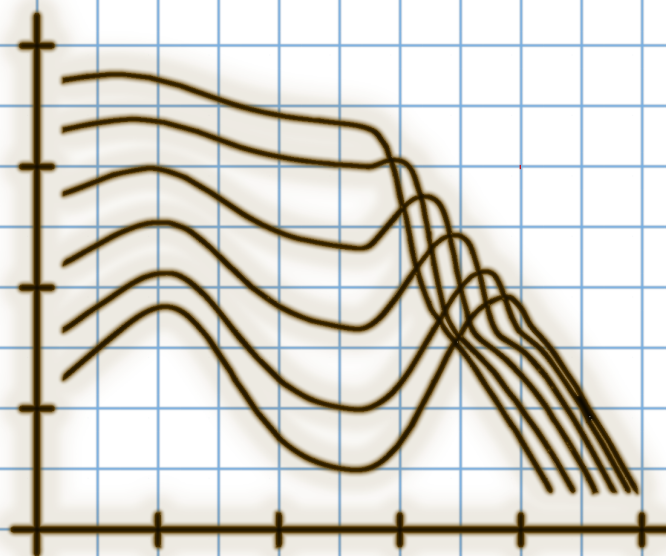


Jak się bać broni jądrowej

Jeremi Gdenarz



Rozdział 6

Promieniowanie początkowe

6.1 Informacje ogólne

Emisja promieniowania jonizującego jest specyficzną cechą wybuchu jądrowego. Jego intensywność zmienia się o wiele rzędów wielkości, zmieniają się też mechanizmy, wnoszące główny wkład do emisji. Najpierw są to przeważnie same reakcje rozszczepienia lub syntezy, później wtórne reakcje wywołane przez neutrony, wreszcie rozpad produktów rozszczepienia i aktywacji neutronowej. Okres emisji nie ma ściśle określonego końca – niektóre z utworzonych radionuklidów stanowią źródło stopniowo słabnącej radiacji przez lata i dłużej. Jednak przy najczęściej rozważanych wybuchach powietrznych i naziemnych, wznoszenie się chmury wybuchu tymczasowo oddala większość źródeł promieniowania od obiektów na powierzchni, co powoduje pojawienie się na drodze radiacji grubej, silnie pochłaniającej warstwy powietrza. Dlatego też często promieniowanie to dzieli się umownie na początkowe – w czasie pierwszej minuty od wybuchu – i resztkowe, emitowane później.

Przy eksplozji w dolnych warstwach atmosfery na większą odległość od miejsca emisji dotrzeć mogą jedynie fotony gamma i neutrony. Choć przypada na nie zazwyczaj nieznaczna część energii wybuchu, ich sposób działania na struktury biologiczne wymaga niewielkiej energii do wywołania groźnych dla życia skutków. Zdolność przenikania przez warstwy ciał stałych o grubościach rzędu dziesiątek centymetrów powoduje też, że mogą one szkodzić ludziom i obiektom chronionym przed innymi czynnikami rażenia. Warto jednak zauważyć, że choć promienie gamma i neutrony są w stanie przenikać przez ciała nieprzejryste w zakresie widzialnym, w powietrzu ich pochłanianie i rozpraszanie jest *silniejsze* niż dla światła widzialnego, i w wyniku tego szybciej ulegają one osłabieniu z odległością. Stumetrowy odcinek, przebyty w czystym powietrzu o normalnej gęstości, nie zmienia praktycznie natężenia wiązki światła w zakresie widzialnym, natomiast odpowiednia wiązka neutronów lub promieniowania gamma na takiej drodze ulega osłabieniu o kilkanaście lub kilkadziesiąt procent.

Dla wybuchów naziemnych i niskich powietrznych względne znaczenie promieniowania początkowego, w porównaniu z innymi niszczącymi efektami detonacji, spada przy wzroście energii wybuchu. Do około dziesięciu kiloton może ono stano-

wieć ten czynnik rażenia, dla którego promień strefy śmiertelności niechronionych ludzi jest największy. Natomiast dla ładunków o energiach setek kiloton i większych jest ono z reguły mniej istotne; w obszarze, gdzie jest groźne, inne czynniki są bardziej zabójcze.

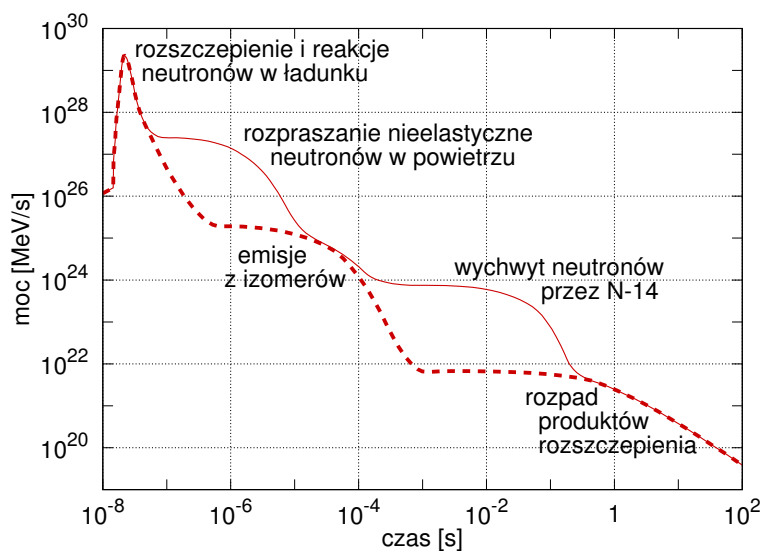
Na strumień promieniowania działający na dany obiekt, a więc i na otrzymaną przezeń całkowitą dawkę, zasadniczy wpływ ma odległość od źródeł radiacji, czyli początkowo od samego ładunku jądrowego, a następnie od zawierających radionuklidy jego pozostałości, a także obszaru, gdzie zachodzą wtórne reakcje neutronów z jądrami atomów ośrodka. Przybliżone wzory i diagramy, zawarte w tym rozdziale, zawierają jako parametr mierzoną w linii prostej odległość od punktu wybuchu r . Poza przypadkiem kontaktowego wybuchu naziemnego, nie pokrywa się ona z odległością od położonego na powierzchni hipocentrum, oznaczaną d . W dokładniejszych obliczeniach numerycznych rozchodzenia się promieniowania początkowego uwzględnia się fakt, że jego źródła zajmują pewien rozciągły, zmieniający się w czasie obszar, i sumuje przyczynki pochodzące od różnych jego części.

Intensywności różnych składowych promieniowania początkowego zależą od rodzaju stanowiących źródło energii reakcji jądrowych, a także od wtórnych procesów w samym ładunku i jego bezpośrednim otoczeniu. Znaczna część istotnych dla wytwarzania tej radiacji zjawisk, w szczególności emisja niemal wszystkich neutronów, ma miejsce w czasie, kiedy materiały wybuchającego ładunku mają jeszcze znaczną gęstość i nie uległy rozproszeniu i wymieszaniu. Dlatego też promieniowanie początkowe w bardzo dużym stopniu zależy od typu ładunku jądrowego, użytych materiałów i ich rozmieszczenia. Dawki, obliczone na podstawie reguł przedstawionych w dalszej części rozdziału, powinny więc być traktowane jedynie jako oszacowania.

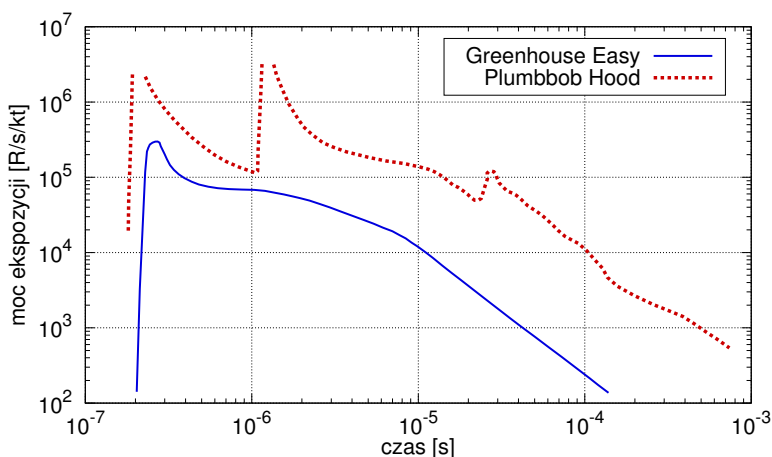
6.2 Promienie gamma

Fotony gamma emitowane podczas reakcji rozszczepienia unoszą około 3 procent jej energii. Ponieważ reakcja ta narasta lawinowo, ogromna większość rozszczepień przypada na ostatnich kilka generacji neutronów, stąd impuls gamma związany z tą reakcją jest bardzo krótki, rzędu 10 nanosekund. Podobna jest skala czasowa promieniowania gamma, wywołanego przez reakcje neutronów w otaczających materiałach ładunku jądrowego, takie jak rozpraszanie nieelastyczne lub wychwyty neutronu. Krótki impuls promieniowania gamma, emitowanego w wyniku procesów w samym ładunku jądrowym, nosi nazwę natychmiastowego promieniowania gamma (*prompt gamma*). Ponieważ otaczające strefę reakcji materiały ładunku mają jeszcze w tym czasie wysoką gęstość, większość energii fotonów gamma jest przez nie absorbowana. Energia wydostającego się na zewnątrz natychmiastowego promieniowania gamma jest zwykle rzędu 0,1–0,3 procenta energii wybuchu [54, 5-5]; w przypadku ładunków neutronowych może to być kilkukrotnie więcej.

Później ważnym źródłem promieni gamma stają się reakcje neutronów z jądrami atomów w otaczającym powietrzu. Rozpraszanie nieelastyczne, powodujące przejście jądra na wyższy poziom energetyczny, wymaga znacznej energii padającej cząstki. Jest więc ono znaczące głównie w pierwszych mikrosekundach po wybuchu, zanim wyemitowane w reakcjach jądrowych neutrony ulegną mode-



Rysunek 6.1: Moc promieniowania gamma emitowanego przez wybuch jądrowy ładunku rozszczepieniowego, na 1 kilotonę energii wybuchu. Krzywa ciągła – niski wybuch powietrzny, kreskowana – wybuch poza atmosferą. Zaznaczono procesy wnoszące główny wkład do emisji w danym okresie. Źródło: [74]. Według [54], maksymalna moc może być większa, od $5 \cdot 10^{29}$ do 10^{31} MeV/s.



Rysunek 6.2: Moc ekspozycji promieniowania gamma w przeliczeniu na 1 kt dla wybuchu termojądrowego „Plumbbob Hood” o energii 74 kt, zarejestrowana 1533 m od punktu detonacji. Wartości w maksimach impulsów są niepewne, stąd przerwy w krzywych. Detektor był w pewnym stopniu wrażliwy także na neutrony, których impuls rozpoczyna się około 24 mikrosekundy. Dla porównania, przeliczona na tę samą odległość i na 1 kt moc ekspozycji promieniowania gamma wybuchu rozszczepieniowego „Greenhouse Easy” o energii 47 kiloton. Dane: [81].

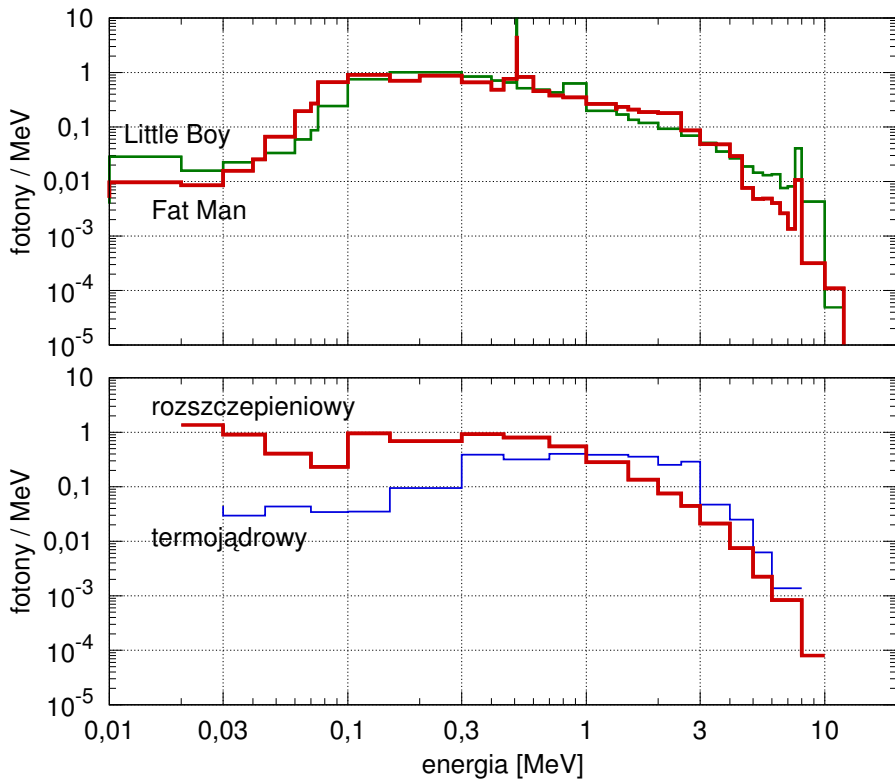
racji. Natomiast reakcje wychwytu zachodzą łatwiej dla neutronów powolnych, ich wkład jest więc najważniejszy po czasie od ułamka do dziesiątek milisekund od eksplozji, gdy pozostałe jeszcze neutrony straciły większość energii w wyniku zderzeń z jądrami. Szczególnie istotne są reakcje wychwytu przez stanowiący większość masy powietrza azot-14; część emitowanych w nich fotonów gamma ma wysokie energie, rzędu 5 MeV, i w związku z tym wyższą przenikliwość. Radiacja gamma, pochodząca z rozpraszania i wychwytu neutronów w powietrzu, nazywana jest wtórnym promieniowaniem gamma.

Kolejnym źródłem emisji promieni gamma jest rozpad radioaktywny produktów rozszczepienia i innych reakcji wywołanych przez neutrony. Wiele nowopowstałych nuklidów znajduje się we wzbudzonych stanach energetycznych, czyli są izomerami jądrowymi w stosunku do odpowiedniego typu jądra w stanie podstawowym. Głównym sposobem pozbycia się przez takie nuklidy nadwyżki energii jest emisja promieni gamma. Innym rodzajem rozpadów, którym ulegają aktywne produkty reakcji jądrowych, także często towarzyszą fotony gamma. Typowe energie fotonów, emitowanych przy rozpadzie produktów rozszczepienia, są rzędu 1 MeV.

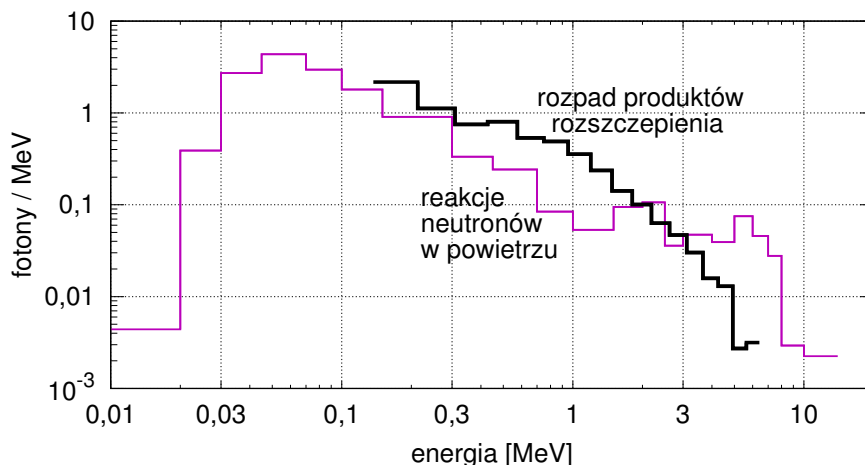
Orientacyjny przebieg zmian mocy promieniowania gamma ładunku rozszczepieniowego, w przeliczeniu na 1 kt energii wybuchu, przedstawiono na rysunku 6.1. Warto zwrócić uwagę na logarytmiczny charakter osi czasu; o ile moc emisji jest bardzo duża na początku, dominujący wkład do dawki wnosi promieniowanie emitowane później, z mniejszą mocą, lecz trwające znacznie dłużej.

Najważniejsze reakcje syntezy, wykorzystywane w ładunkach termojądrowych, nie generują bezpośrednio fotonów gamma, ich główne produkty także nie są źródłem takiej radiacji. Jednak liczne neutrony, uwalniane w procesach syntezy, produkują fotony gamma w różnego rodzaju reakcjach w materiałach samego ładunku, a także w otaczającym powietrzu. Typowe ładunki termojądrowe uzyskują około połowy energii z rozszczepień, wywołanych przez prędkie neutrony w płaszczu drugiego stopnia. Dlatego na jednostkę energii wytwarzają mniej więcej dwukrotnie mniej produktów rozszczepienia niż ładunki wykorzystujące wyłącznie ten proces; odpowiednio mniejsza jest też część radiacji gamma, pochodząca z rozpadu tych produktów. W promieniowaniu gamma wybuchu termojądrowego występują też dwa maksima natychmiastowych fotonów gamma, pochodzące z pierwszego i drugiego stopnia, odległe o czas rzędu mikrosekundy. Dla większości aspektów rażącego działania tego promieniowania struktura jego zmian w tak krótkiej skali czasowej nie jest istotna; wyjątkiem jest tu, należący do jego wtórnych efektów, impuls elektromagnetyczny.

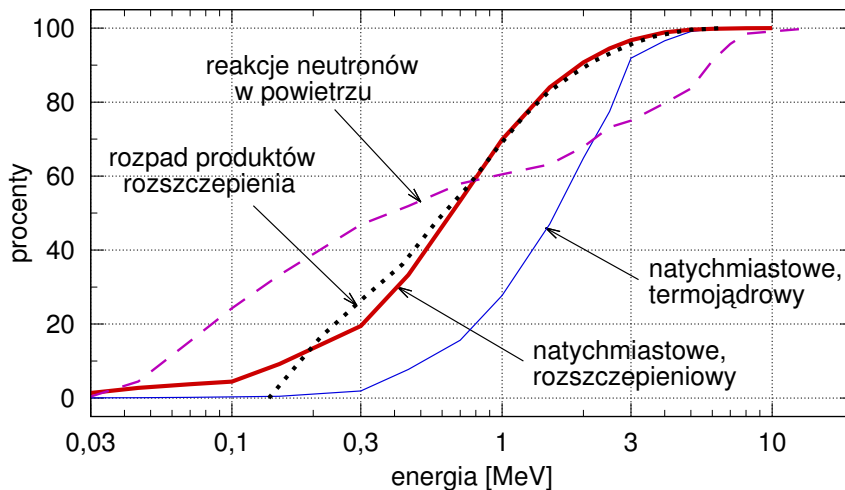
Na rysunkach 6.3 i 6.4 przedstawiono rozkłady energii fotonów gamma, pochodzących z różnych źródeł. Ponieważ rozkład taki dla natychmiastowego promieniowania gamma może dać istotne informacje o budowie ładunku, bardziej szczegółowe dane dostępne są jedynie dla historycznych bomb „Little Boy” i „Fat Man”, których konstrukcja jest znana; w przypadku nowszych ładunków publikowane są zgrubne informacje. Część powyższych danych zobrazowano też w innej formie na rysunku 6.5. Ukazuje on dla radiacji gamma z różnych źródeł odsetek fotonów o energiach poniżej danej na osi poziomej wartości. Można z niego na przykład odczytać, że w przypadku rozpadu produktów rozszczepienia, około 90 procent emitowanych fotonów ma energie poniżej 2 MeV. Natomiast dla radiacji



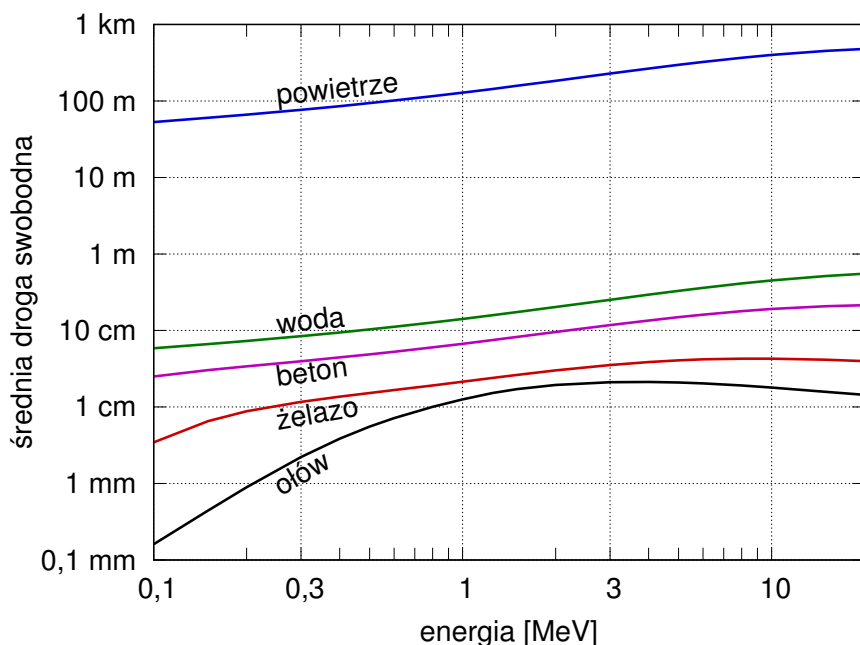
Rysunek 6.3: Rozkłady energii fotonów natychmiastowego promieniowania gamma, emitowanych podczas detonacji ładunków „Little Boy” i „Fat Man” – diagram górny, dane z [203], oraz przykładowych ładunków nowszej konstrukcji, rozszczepieniowego i termojądrowego – diagram dolny, dane z [78].



Rysunek 6.4: Rozkłady energii fotonów promieniowania gamma, emitowanego w wyniku reakcji neutronów z jądrami atomów składników powietrza (linia cienka) oraz rozpadu produktów rozszczepienia U-235 (linia gruba). Dane dla rozpadu produktów rozszczepienia dotyczą okresu między 0,2 i 0,5 sekundy. Źródła: [4] i [62].



Rysunek 6.5: Odsetek fotonów gamma poniżej danej energii, dla różnych źródeł tej radiacji. Na podstawie danych z [78], [4] i [62].



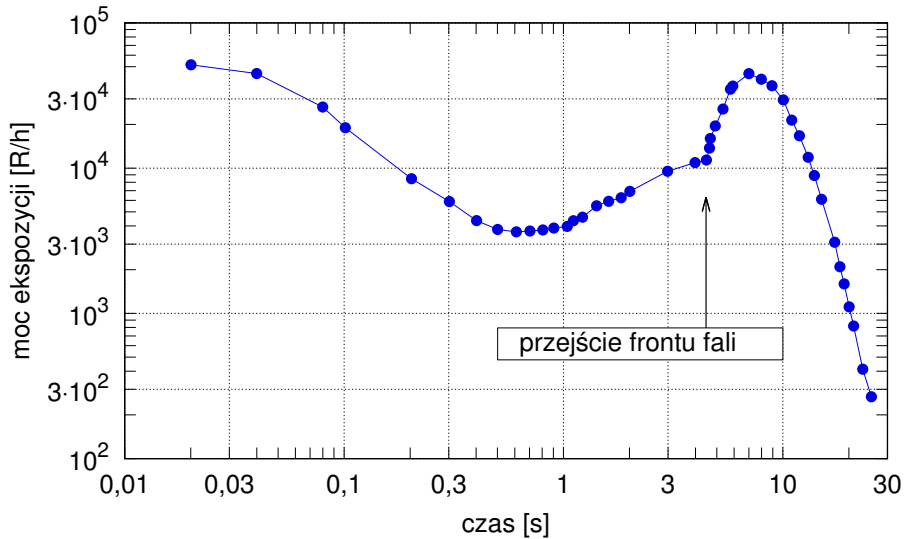
Rysunek 6.6: Średnia droga swobodna promieniowania gamma w różnych materiałach w zależności od energii fotonów. Źródło: [92].

pochodzącej z reakcji neutronów w powietrzu, około 30 procent kwantów gamma ma energie wyższe niż 2 MeV, a kilkanaście procent przekracza 5 MeV.

Dominujący wkład do łącznej dawki promieniowania gamma przy wybuchach powietrznych i naziemnych wnoszą dwa z wymienionych wyżej źródeł: reakcje neutronów w powietrzu w pierwszym ułamku sekundy, oraz rozpad produktów rozszczepienia, który mimo systematycznie spadającej intensywności pozostaje istotny przez wiele sekund.

Gdyby detonacja miała miejsce w próżni, strumień promieniowania gamma docierający do obiektu w pewnej odległości od miejsca emisji byłby proporcjonalny do odwrotności kwadratu tej odległości, $1/r^2$. Wynika to z rozkładania się danej mocy promieniowania na rosnącą z kwadratem promienia powierzchnię sfery. W takich warunkach fotony docierałyby do obiektu wyłącznie z kierunku ich źródła. W powietrzu promieniowanie gamma ulega rozpraszaniu i absorpcji, co zmienia jego intensywność, rozkład energii fotonów, jak również kierunek.

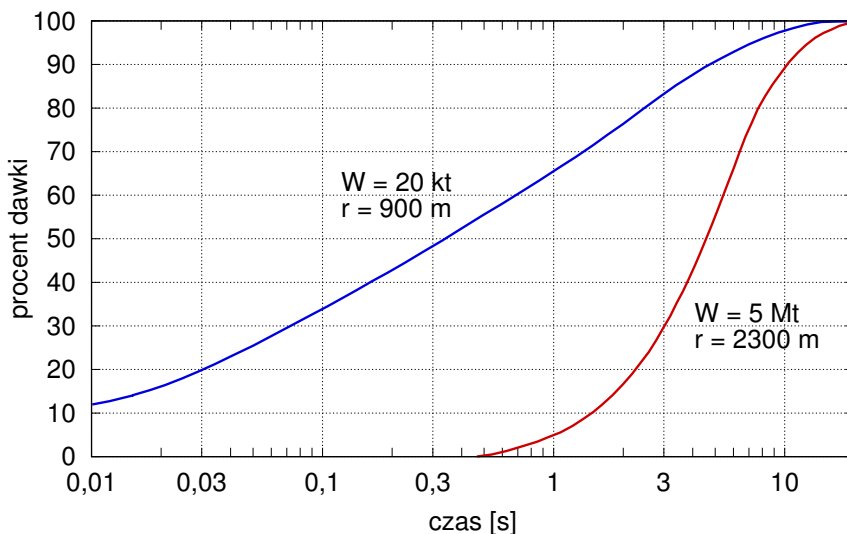
Najważniejszym procesem oddziaływania promieniowania gamma wybuchu jądrowego z powietrzem jest efekt Comptona. Dla fotonów o energiach powyżej 1,022 MeV ma również pewne znaczenie kreacja par elektron-pozyton. Ze względu na nieobecność pierwiastków o wysokich liczbach atomowych, zjawisko fotoelektryczne odgrywa w powietrzu małą rolę, za wyjątkiem fotonów o bardzo niskich energiach. Zarówno efekt Comptona, jak kreacja par dają w rezultacie zmniejszenie energii oraz częściowo losowe zmiany kierunku rozchodzenia się promieniowania. Średnia droga swobodna fotonów gamma, jak można zauważyć na



Rysunek 6.7: Moc ekspozycji promieni gamma zmierzona w odległości 4115 metrów od wybuchu Castle Union (wybuch nawodny, 6,9 Mt) [43]. Moc dawki, dla ustalonego typu absorbującego materiału, zmieniałyby się w podobny sposób. Widoczny efekt wzmocnienia hydrodynamicznego – zmniejszenie ilości powietrza między kulą ognistą a obserwatorem po przejściu frontu fali zmniejsza absorpcję promieni gamma i zwiększa moc ekspozycji.

rysunku 6.6, w powietrzu o normalnej gęstości jest rzędu setek metrów i rośnie ze wzrostem ich energii. Zmiana kierunku przy rozproszeniach powoduje, że radiacja dociera do oddalonego celu nie tylko z kierunku kuli ognistej, ale także z otaczającej ten cel atmosfery. Efekt ten nazywa się *skyyshine*. Choć kierunek od wybuchu jest preferowany i dochodzi z niego więcej fotonów niż z innych, pełna osłona przed promieniowaniem gamma musi otaczać chroniony obiekt.

Na obserwowane w pewnej odległości promieniowanie gamma wpływa fala uderzeniowa, rozchodząca się w powietrzu. Wpływ ten przejawia się jeszcze przed dotarciem frontu fali do miejsca obserwacji. Promień każdej warstwy powietrza otaczającej punkt wybuchu rośnie, dana ilość gazu rozkłada się więc na większą powierzchnię; w związku z tym w mniejszym stopniu osłabia ona promieniowanie gamma docierające z wewnątrz. Silniejszy efekt następuje po przejściu frontu fali, podczas trwania podmuchu, kiedy znaczne masy powietrza przemieszczane są poza punkt obserwacji, zmniejszając całkowitą ilość gazu między nim i źródłami fotonów gamma. Powietrze wraca na swoje miejsce z mniejszą prędkością dopiero po odwróceniu kierunku ruchu, podczas ujemnej fazy nadciśnienia. Tymczasowe zwiększenie transmisji promieniowania, związane z falą uderzeniową, nosi nazwę **wzmocnienia hydrodynamicznego**. Może ono być na tyle istotne, że przeważa nad spadkiem emisji wynikającym z rozpadu krótkożyjących nuklidów: mimo iż moc emitowanego przez radionuklidy w kuli ognistej promieniowania stale maleje, moc dawki w pewnej odległości od niej rośnie. Zjawisko to zilustrowano na rysunku



Rysunek 6.8: Przykładowa zależność części dawki promieniowania gamma od czasu dla podanych energii i odległości od punktu wybuchu. Źródło: [74].

6.7. Wzmocnienie hydrodynamiczne jest szczególnie istotne dla wybuchów o dużej energii, dla których okres zmniejszonej gęstości powietrza trwa względnie długo.

Na rysunku 6.8 pokazano dla dwóch przykładowych detonacji w różnych zakresach energii, jaka część dawki promieniowania gamma otrzymywana jest do danego momentu od wybuchu. Cel znajdujący się 900 metrów od wybuchu o energii 20 kiloton w ciągu pierwszej sekundy otrzymuje niemal 2/3 całkowitej dawki, a w ciągu trzech sekund – ponad 80 procent. Natomiast 2300 metrów od wybuchu 5 Mt dawka po 1 sekundzie to tylko około 5 procent całkowitej, a po trzech, poniżej 30 procent¹.

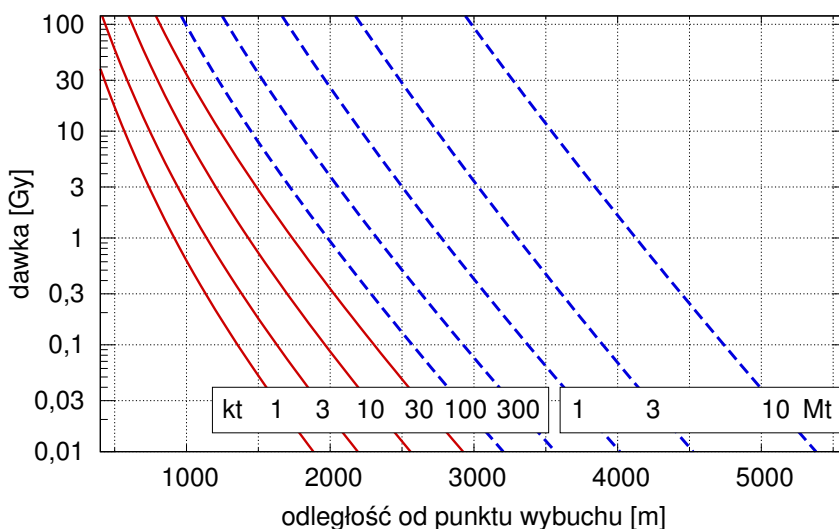
Różnice gęstości powietrza, wynikające z wysokości nad poziomem morza oraz z pogody, zwłaszcza z panującej temperatury, także mają wpływ na rozchodzenie się radiacji gamma. W zakresie warunków typowych dla otoczenia człowieka, wzrost temperatury o 2,8 K pociąga za sobą spadek gęstości powietrza o około 1 procent. Względna gęstość atmosfery h kilometrów nad poziomem morza do wysokości kilkunastu kilometrów można oszacować jako: $\rho/\rho_0 \approx 10^{-h/21}$. Mając daną zależność dawki od odległości $D_1(r)$ dla gęstości powietrza ρ_1 , dawkę przy gęstości ρ_2 można w odległości r_2 oszacować jako:

$$D_2(r_2) = D_1(r_2 \cdot \rho_2/\rho_1) \cdot (\rho_2/\rho_1)^2$$

Odpowiedni wzór dla zależności odległości od dawki ma postać:

$$r_2(D_2) = r_1(D_2 \cdot (\rho_1/\rho_2)^2) \cdot \rho_1/\rho_2$$

¹Warto jednak zaznaczyć, że jest to istotne raczej dla osób chronionych przed innymi czynnikami rażenia wybuchu, które wobec ludzi pozbawionych osłony są przy podanych energiach w tak niewielkich odległościach zabójcze.



Rysunek 6.9: Dawka początkowego promieniowania gamma dla obiektów na ziemi w zależności od odległości od punktu wybuchu, przy detonacji na wysokości $W^{1/3} \cdot 100$ m w standardowej atmosferze. Do 30 kt ładunki rozszczepieniowe z przyspieszaczem, od 100 kt ładunki termojądrowe o 50-procentowym udziale rozszczepienia. Przy naziemnym wybuchu kontaktowym, dawki dla energii do 100 kt są mniejsze o 20–50 procent, dla 1 Mt większe o 20–50 procent, dla 3 Mt większe 2–2,5 razy, a dla 10 Mt większe 3–4 razy. Obliczono na podstawie [239].

Na przykład, chcąc określić odległość wystąpienia pewnej dawki D przy względnej gęstości powietrza $\rho_2/\rho_1 = 0,8$, mając dany wykres dla względnej gęstości 1, należy odczytać z niego odległość dla dawki $D \cdot (1/0,8)^2$ i pomnożyć przez $1/0,8$.

Przybliżenie to, oparte na założeniu punktowego źródła i jednorodnego ośrodka, działa względnie dobrze w przypadku radiacji gamma, pochodzącej z reakcji neutronów z powietrzem, oraz samych neutronów, natomiast odbiega znacznie od rzeczywistości w przypadku promieniowania gamma produktów rozszczepienia.

Dla dużych ładunków istotny wpływ na strumień fotonów gamma ma również wznoszenie się kuli ognistej, wraz z zawartymi w niej źródłami promieniowania. Zwiększa to odległość do znajdujących się na powierzchni obiektów, i odpowiednio zmniejsza otrzymywane przez nie dawki.

Dokładne obliczenie strumienia fotonów gamma oraz dawki w danym miejscu wymaga szczegółowej wiedzy na temat ładunku jądrowego oraz lokalnych warunków pogodowych i terenowych, z uwzględnieniem zmian tych warunków pod wpływem innych efektów wybuchu. W rachunkach tego typu z reguły używa się metod numerycznych, takich jak metoda Monte Carlo. Jednak zgrubne oszacowanie dawki w typowych sytuacjach możliwe jest na podstawie prostszych metod, opartych o rezultaty bardziej wyrafinowanych obliczeń i pomiary wykonane podczas testów.

Jedna z takich metod, zawarta w [239], posłużyła do wykonania rysunku 6.9, przedstawiającego zależność dawki promieniowania gamma od odległości od punktu detonacji. Obliczenia wykonano dla wybuchu powietrznego na wysokości $W^{1/3} \cdot 100$ m, zakładając powierzchnię gruntu na poziomie morza, i standardowe parametry atmosfery ponad nią. Dokładność wartości uzyskanych z rysunku 6.9 jest umiarkowana, rzeczywiste dawki mogą, w zależności od rodzaju ładunku, być większe lub mniejsze do 3 razy. Warto zwrócić uwagę, że skala na osi dawki jest na rysunku logarytmiczna, podczas gdy skala odległości – liniowa. Przebieg przedstawionych krzywych wskazuje, że dawki promieniowania gamma spadają bardzo szybko przy oddalaniu się od punktu wybuchu. Dlatego, choć *dawka w ustalonej odległości* obarczona jest dużą niepewnością, typową *odległość dla danej dawki* można oszacować względnie dokładniej.

Jeżeli detonacja ma miejsce na powierzchni ziemi, dawki ulegają modyfikacji. Pochłanianie części neutronów w pobliskim gruncie skutkuje zmniejszeniem intensywności tej części promieniowania gamma, która pochodzi z ich reakcji w powietrzu. Efekt ten jest istotny w przypadku mniejszych ładunków, gdzie udział tej części radiacji w ukazanym na rysunku zakresie dawek jest znaczny. Natomiast dla dużych energii wybuchu, gdzie dominuje wkład dłużej trwającego promieniowania produktów rozszczepienia, przeważa efekt przeciwny, wywołany zwiększeniem wzmocnienia hydrodynamicznego. Jego powodem jest fakt, że fala uderzeniowa kontaktowego wybuchu naziemnego jest zbliżona do fali dwukrotnie większego wybuchu z dala od powierzchni. W przypadku ładunków wielomegatonowych powoduje to, że dawki w danej odległości są przy detonacji na powierzchni nawet kilka razy większe, niż byłyby przy wybuchu powietrznym.

Ładunki neutronowe mają według dostępnych źródeł energie nie przekraczające 10 kt. Ładunki takie, w porównaniu z typowymi ładunkami rozszczepieniowymi, mają silnie zwiększoną nie tylko emisję neutronów, ale także radiację gamma, pochodzącą w ich przypadku głównie z wywołanych przez neutrony reakcji w samym ładunku i w otaczającym ośrodku. Na podstawie [239] i [54, 5-9] można oszacować, że przy tej samej energii wybuchu i w tej samej odległości dawka promieniowania gamma od ładunku neutronowego jest około 5–10 razy większa, niż odczytana z rysunku 6.9 dla ładunku rozszczepieniowego.

6.3 Neutrony

Zdecydowana większość neutronów uwalnianych podczas wybuchu jądrowego wyzwalana jest bezpośrednio w reakcjach rozszczepienia lub syntezy. Przebieg czasowy ich emisji odzwierciedla więc przebieg tych reakcji. Dla ładunku rozszczepieniowego oznacza to impuls z jednym maksimum o szerokości rzędu dziesięciu nanosekund, dla dwustopniowego ładunku termojądrowego – dwa maksima w odstępie rzędu mikrosekundy, przy czym drugie zdecydowanie większe. Neutrony poruszają się jednak z różnymi prędkościami. Neutron z reakcji deuteru z trytem o energii ponad 14 MeV biegnie z prędkością około 1/6 prędkości światła; średnia prędkość neutronów z rozszczepienia jest kilkukrotnie mniejsza. Zderzając się z jądrami atomów w otaczających miejsce ich emisji materiałach ładunku jądrowego, neutrony ulegają różnym reakcjom, mogącym zmniejszać lub w niektórych przypadkach zwiększać ich liczbę, a przede wszystkim zmniejszać w sposób czę-

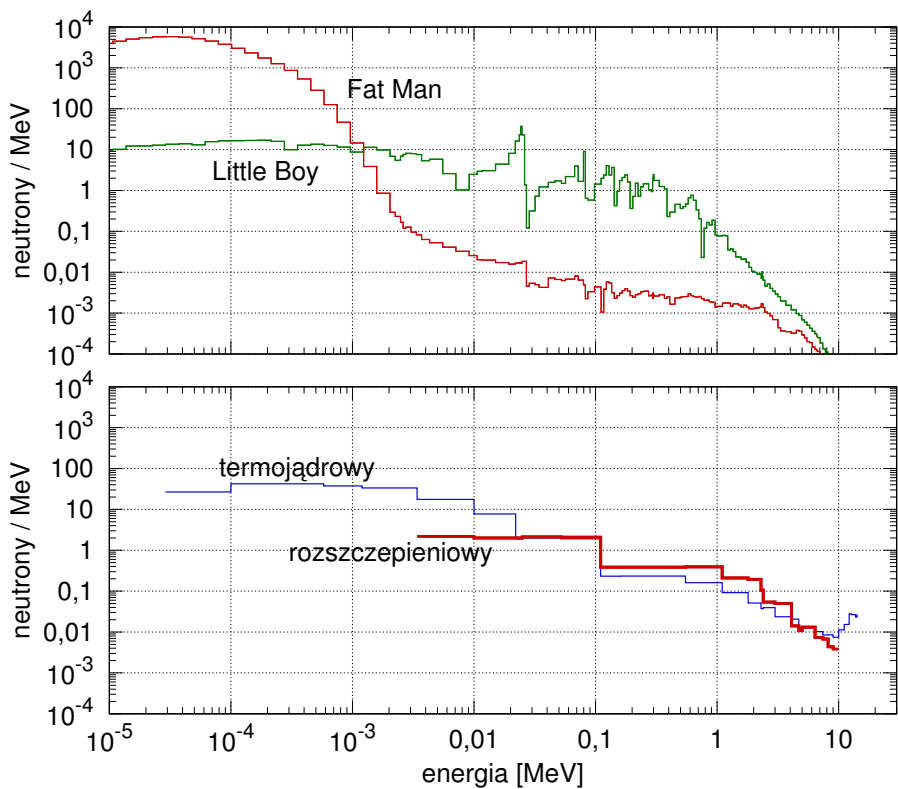
ściowo losowy ich energie w procesie moderacji. Zderzenia powodują także zmiany kierunku ruchu, co oznacza, że trajektoria danego neutronu jest linią łamaną. Dlatego cząstki te wydostają się z eksplodującego ładunku z różnymi opóźnieniami i w dłuższym okresie niż czas ich emisji. Parametry docierającego na zewnątrz strumienia neutronów są w dużej mierze zależne od użytych w ładunku izotopów i ich rozmieszczenia. Na przykład, drogą szczegółowych obliczeń numerycznych w [203] obliczono rozkłady energii neutronów, opuszczających w czasie wybuchu zrzucaną na Hiroszimę bombę „Little Boy” oraz użytą w Nagasaki bombę „Fat Man”. Przedstawiono je na górnym diagramie rysunku 6.10. Średnia energia neutronów to w pierwszym przypadku 0,31 MeV, a w drugim zaledwie 0,013 MeV. Neutrony emitowane przy rozszczepieniach miały w obu bombach średnie energie rzędu 2 MeV (rysunek 1.5), ale została ona zmniejszona znacznie przez moderację, szczególnie istotną w drugim przypadku, gdzie wokół rdzenia ładunku znajdowała się gruba warstwa materiałów wybuchowych, zawierających dużo pierwiastków o niskich liczbach atomowych².

Analogicznie jak w przypadku natychmiastowego promieniowania gamma, szczegółowy rozkład energii neutronów daje istotne informacje o użytych w ładunku materiałach i ich rozmieszczeniu. Na przykład widoczna na rysunku 6.10 w okolicy 24 keV struktura w rozkładzie energii ładunku „Little Boy” związana jest z wysokim przekrojem czynnym żelaza-56 na reakcje z neutronami o zbliżonej i nieco wyższej energii. W ładunku tym, zbudowanym według schematu działa, duża ilość żelaza znajdowała się w pobliżu rdzenia rozszczepialnego (rysunek 2.1). Dla bardziej zaawansowanych ładunków, których konstrukcja nie jest publicznie znana, dostępne w jawnych źródłach są więc tylko zgrubne dane.

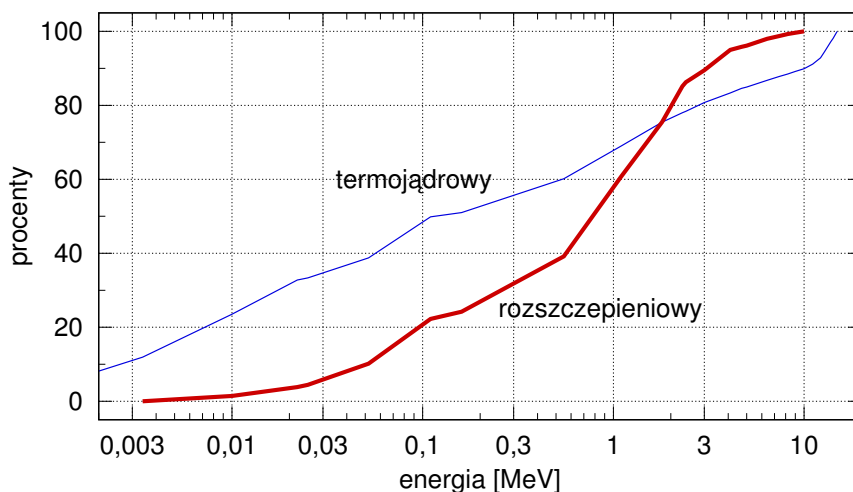
Energie neutronów, opuszczających nowsze, mniej masywne ładunki są na ogół wyższe. Dolny diagram na rysunku 6.10 prezentuje rozkłady energii neutronów typowe dla ładunków z początku lat 70: rozszczepieniowego i termojądrowego. Nie są to pomiary dla rzeczywistych ładunków, ale realistyczne przykłady, których używano między innymi przy obliczeniach dawek promieniowania w różnych odległościach. Na rysunku 6.11 przedstawiono obliczone na podstawie tych danych odsetki neutronów poniżej danej energii. Jak widać, około 90 procent neutronów z ładunku rozszczepieniowego ma energie nie przekraczające 3 MeV, a praktycznie wszystkie – poniżej 10 MeV. Natomiast dla ładunku termojądrowego wartość tę przekracza około 10 procent tych cząstek; niosą one łącznie kilkadziesiąt procent przypadającej na neutrony energii. Całkowita liczba neutronów na kilotonę jest typowo rzędu $1\text{--}3 \cdot 10^{23}$; dla ładunków neutronowych może to być kilkukrotnie więcej.

Po opuszczeniu eksplodującego ładunku neutrony ulegają kolejnym zderzeniom w powietrzu, co pociąga za sobą zmiany rozkładu ich energii i kierunków oraz dalsze rozciągnięcie skali czasowej ich impulsu. W typowych warunkach, w odległościach, gdzie dawka neutronów jest istotna, czas jego trwania jest rzędu ułamka sekundy. W związku z tym wzmocnienie hydrodynamiczne ma mniejszy niż w przypadku promieniowania gamma wpływ na dawkę neutronów – wywołane falą uderzeniową zmiany gęstości i rozkładu powietrza mają znaczenie głównie

²Emisja neutronów podczas rozszczepienia w ładunku implozyjnym przypada po zakończeniu detonacji konwencjonalnych materiałów wybuchowych. Jednak skala czasowa dalszego etapu działania bomby jest tak krótka, że gazowe produkty detonacji nie zdążą się jeszcze rozprężyć.



Rysunek 6.10: Rozkłady energii neutronów, emitowanych podczas wybuchu ładunków „Little Boy” i „Fat Man” – diagram górny, dane z [203], oraz przykładowych ładunków nowszej konstrukcji, rozszczepieniowego i termojądrowego – diagram dolny, dane z [11].



Rysunek 6.11: Odsetek neutronów poniżej danej energii dla ładunków rozszczepieniowych i termojądrowych z rysunku 6.10. Na podstawie danych z [11].

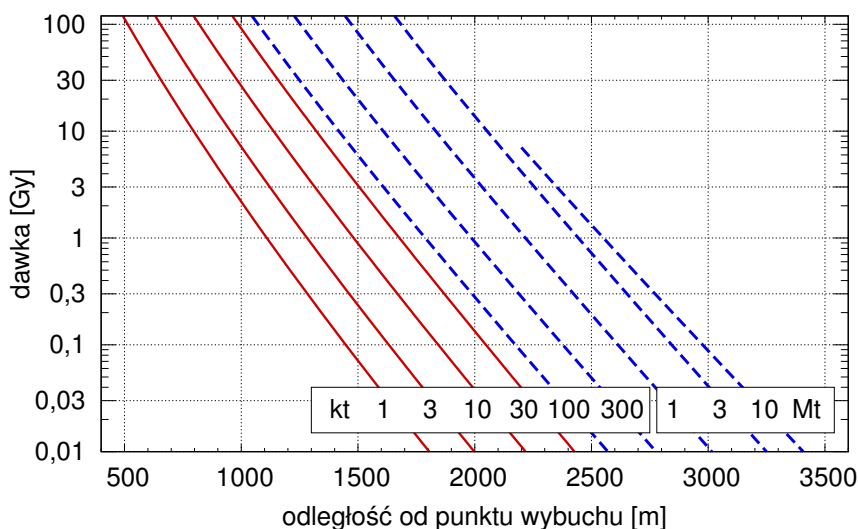
dla rozchodzenia się względnie nielicznych neutronów opóźnionych, emitowanych przez niektóre produkty rozszczepienia.

W powietrzu o standardowych parametrach średnia droga swobodna neutronów o energii 14 MeV wynosi około 120 m. Dla neutronów pochodzących z rozszczepienia, o typowych energiach rzędu 1 MeV, jest to nieco poniżej 100 m, a dla niższych energii jeszcze mniej. Oznacza to, że zdecydowana większość neutronów, docierających kilkaset lub więcej metrów od punktu wybuchu, ma za sobą kilka zderzeń z jądrami atomów ośrodka. Każde ze zderzeń może znacznie zmienić kierunek ruchu neutronu, dlatego padają one na znajdujące się w takich odległościach cele z otaczającego powietrza z różnych kierunków; podobnie jak dla radiacji gamma występuje tu efekt *skyshine*.

Na rysunku 6.12 ukazano dawkę neutronów dla obiektu na ziemi jako funkcję odległości od punktu wybuchu powietrznego, przyjmując wysokość detonacji $W^{1/3} \cdot 100$ m nad położoną na poziomie morza powierzchnią gruntu.

Jeżeli wybuch ma miejsce poniżej około 100 m, dawki neutronów w ustalonej odległości są wyraźnie niższe, w związku z absorpcją coraz większej części tych cząstek w podłożu. Przy naziemnym wybuchu kontaktowym, dawki są około dwukrotnie mniejsze niż dla detonacji powyżej 100 m. Podobnie jak dla promieniowania gamma, rzeczywiste dawki mogą być do 3 razy większe lub mniejsze od odczytanych, zależnie od rodzaju ładunku; w przypadku bardziej nietypowych konstrukcji odchylenia mogą być większe.

Ładunki neutronowe, mające zazwyczaj wielkość kilku kiloton, emitują w przeliczeniu na kilotonę kilkukrotnie więcej neutronów niż rozszczepieniowe. Znacznie wyższe są też typowe energie opuszczających wybuchający ładunek cząstek. Na podstawie [239] i [54, 5-8] można oszacować, że dla ładunków neutronowych przy



Rysunek 6.12: Dawka neutronów dla obiektów na powierzchni ziemi w zależności od odległości od punktu wybuchu na wysokości $W^{1/3} \cdot 100$ m w standardowej atmosferze. Do 30 kt ładunki rozszczepieniowe z przyspieszaczem, od 100 kt ładunki termojądrowe o 50-procentowym udziale rozszczepienia. Dla kontaktowych wybuchów naziemnych dawkę należy pomnożyć przez 0,5. Obliczono na podstawie [239].

danej energii wybuchu i odległości dawka neutronów jest 10–20 razy większa, niż wynikająca z rysunku 6.12.

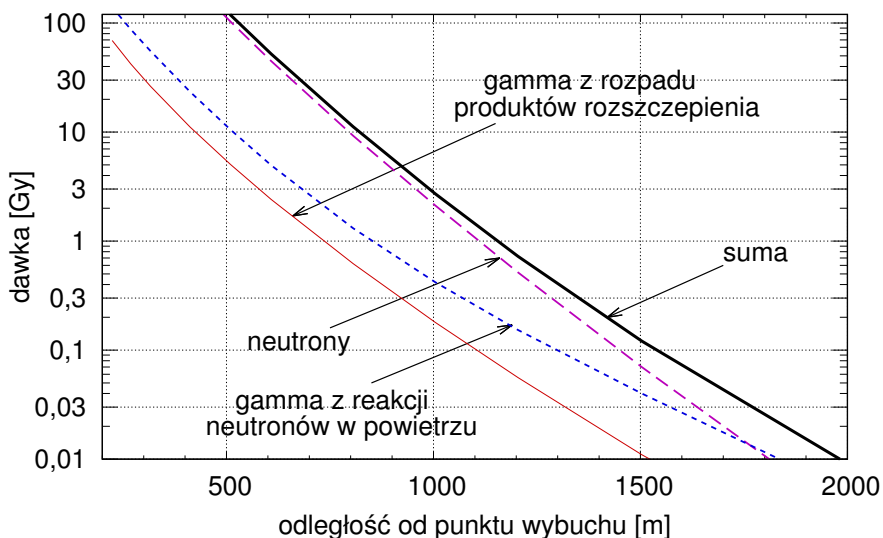
6.4 Udział neutronów i radiacji gamma w dawce

Zarówno fotony promieniowania gamma jak neutrony są rozpraszane i pochłaniane w powietrzu, przy czym w obu przypadkach zjawiska te zależą silnie od energii. Stąd też udział radiacji gamma i neutronów, a także rozkłady energii obu rodzajów radiacji zmieniają się z odległością.

Rysunek 6.13 przedstawia dawki promieniowania jonizującego różnego pochodzenia w zależności od odległości od punktu wybuchu, dla jednokilotonowego ładunku rozszczepieniowego o nowoczesnej konstrukcji³, wykorzystującego przyspieszacz. Jak widać, przeważający udział w ukazanej dawce w wskazanym zakresie mają neutrony. Pochodzące z ich reakcji ze składnikami powietrza promienie gamma są znacznie mniej istotne, mimo, że w związku ze słabszym pochłanianiem ich osłabianie z odległością jest wolniejsze. Natomiast rozpad produktów rozszczepienia nie przekracza w tym przypadku kilku procent całkowitej dawki.

Odmierna jest sytuacja dla ładunku o energii jednej megatony, co ukazuje rysunek 6.14. Założono w tym przypadku ładunek termojądrowy o udziale

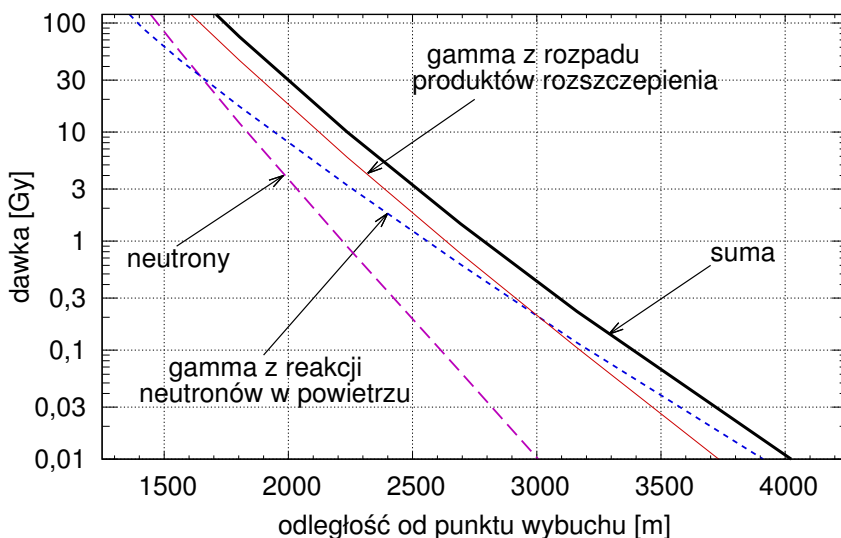
³W pochodzącej z lat 80 źródłowej pracy typ ten określany jest „*boosted modern*”.



Rysunek 6.13: Dawki neutronów i promieniowania gamma o różnym pochodzeniu w funkcji odległości od punktu wybuchu 1 kt na wysokości 100 m. Obliczono na podstawie [239], zakładając wykorzystujący przyspieszający ładunek rozszczepieniowy o nowoczesnej konstrukcji.

rozszczepienia w energii wybuchu na poziomie 50 procent. Mimo mniejszego niż poprzednio udziału rozszczepienia, to właśnie pochodząca z rozpadu jego produktów radiacja gamma wnosi dominujący wkład do dawki w odległościach nie przekraczających 3 km. Wynika to z faktu, że to źródło radiacji zachowuje jeszcze znaczną intensywność w momencie, kiedy rozbiegająca się fala uderzeniowa przemieszcza duże masy powietrza na większe odległości, zmniejszając tym samym rozpraszanie i pochłanianie. Neutrony i wtórne promienie gamma emitowane są w ogromnej większości zbyt wcześnie, by skorzystać znacznie na tym efekcie. Wtórne promieniowanie gamma, dzięki wyższym energiom fotonów w mniejszym stopniu osłabiane w powietrzu, staje się największym przyczynkiem do dawki radiacji w odległościach ponad 3 km. Udział neutronów jest w pokazanym na rysunku zakresie odległości niewielki; chociaż w bezpośrednim otoczeniu ładunku są one bardzo istotne, ich strumień szybko spada na większych dystansach.

Ukazane na rysunkach 6.12, 6.13 i 6.14 wykresy dotyczą ładunków zbliżonych do używanych w latach 70. Rozmiary i masy ładunków, przynajmniej tych, o których publicznie wiadomo, nie uległy od tego czasu znacznej zmianie. Wczesne konstrukcje, takie jak bomby wykorzystane w Hiroszynie i Nagasaki, były wielokrotnie bardziej masywne i stanowiły słabsze źródło neutronów, a ich energie przed wydostaniem się z pozostałości ładunków zostały znacznie zmniejszone w wyniku moderacji. Przełożyło się to na dużo krótsze średnie drogi swobodne tych cząstek w powietrzu, a więc silną redukcję ich wkładu do dawki z odległością. Przedstawione na rysunku 6.15 dawki, będące wynikiem szczegółowych obliczeń z uwzględnieniem konstrukcji ładunków, są nawet kilkadziesiąt razy mniejsze niż



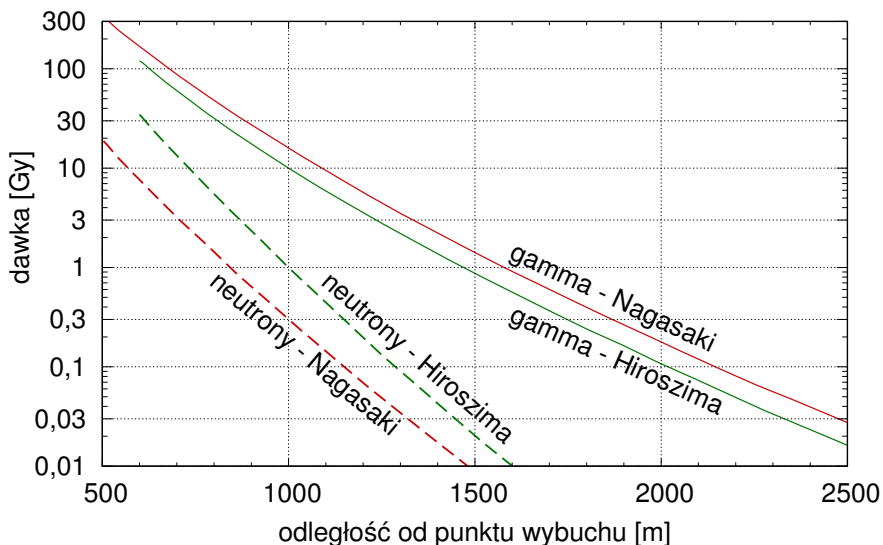
Rysunek 6.14: Dawki neutronów i promieniowania gamma o różnym pochodzeniu w funkcji odległości od punktu wybuchu 1 Mt na wysokości 1000 m. Obliczono na podstawie [239], zakładając ładunek termojądrowy o 50-procentowym udziale rozszczepienia.

odczytane dla odpowiednich energii i odległości z rysunku 6.12. Natomiast dla radiacji gamma, za dużą jej część odpowiadają zjawiska zachodzące po zniszczeniu struktury i odparowaniu ładunku. W związku z tym wartości dawek są znacznie bliższe odczytanym z rysunku 6.9, w granicach czynnika 2.

6.5 Ekranowanie promieniowania początkowego

Procesy, odpowiadające za osłabianie rozchodzącego się w ośrodku promieniowania gamma, to oddziaływania z naładowanymi cząstkami wchodzącymi w jego skład. Im więcej ładunków elektrycznych w jednostce objętości, tym silniej osłabiana jest radiacja gamma przechodząca przez warstwę ośrodka o ustalonej grubości. Ponieważ gęstość rozkładu ładunków jest w przybliżeniu związana z gęstością ośrodka, można oczekiwać, że substancje o dużej gęstości będą na ogół lepszym materiałem chroniącym przed promieniowaniem gamma niż te o małej. Na rysunku 6.6, średnie drogi swobodne fotonów są tym krótsze, im materiał ma większą gęstość; ta reguła jest zgrubnym, lecz użytecznym przybliżeniem.

Spadek natężenia biegnącej w ośrodku cienkiej wiązki promieniowania gamma o jednakowej energii fotonów następuje zgodnie z prawem Lamberta-Beera: $I = I_0 e^{-x/l}$, gdzie x jest długością drogi przebytej przez wiązkę w materiale, a l średnią drogą swobodną dla danej energii. W takiej sytuacji po przejściu drogi l wiązka osłabiana jest e -krotnie, a po przejściu około $2,3 \cdot l$ osłabiana dziesięciokrotnie. Kolejna warstwa o takiej grubości powodowałaby kolejne zmniejszenie



Rysunek 6.15: Dawki neutronów i promieniowania gamma w Hiroszimie i Nagasaki w zależności od odległości od punktu detonacji, obliczone w [203]. Przyjęte parametry detonacji to 16 kt na wysokości 600 m w Hiroszimie i 21 kt na wysokości 503 m w Nagasaki.

natężenia 10 razy. Grubość taką dla danego materiału nazywa się **warstwą dziesięciokrotnie osłabiającą**, TVL (*tenth value layer*). Zależy ona oczywiście od rodzaju materiału i od energii padających fotonów.

Dla radiacji gamma wybuchu jądrowego założenia o cienkiej wiązce i jednakowej energii fotonów *nie są spełnione*. Dokładny opis rozchodzenia się tego promieniowania w ośrodku absorbującym i rozpraszającym jest złożony i zwykle wymaga użycia metod numerycznych. Można jednak uwzględnić odstępstwa od najprostszego przypadku w przybliżony sposób, wprowadzając obliczoną na podstawie pomiarów i dokładnych symulacji numerycznych **efektywną warstwą dziesięciokrotnie osłabiającą**, TVL_{eff} . W tabeli 6.1 podano wartości tego parametru dla kilku przykładowych materiałów, dla fotonów gamma pochodzących z rozszczepienia, o energiach rzędu 1 MeV, oraz związanych z wychwytem neutronów przez azot-14, których typowe energie są kilkukrotnie wyższe. Dla innych materiałów można, mając daną ich gęstość ρ w g/cm^3 , oszacować grubość takiej warstwy w centymetrach jako $TVL_{\text{eff}} \approx 66/\rho$ dla promieni gamma z rozszczepienia i $TVL_{\text{eff}} \approx 98/\rho$ dla fotonów z reakcji neutronów z azotem-14.

Opis ekranowania neutronów jest bardziej złożony niż w przypadku radiacji gamma. Zmiany intensywności wąskiej wiązki neutronów o jednakowej energii przy rozchodzeniu się w ośrodku można opisać w analogiczny sposób jak dla promieniowania gamma. Jednak rzeczywisty strumień neutronów wybuchu jądrowego nie spełnia warunków tego wyidealizowanego modelu, a znaczne odchylenia od niego są trudne do uwzględnienia w prosty sposób. Przyczynia się do tego między innymi fakt, że rozpraszanie pod dużymi kątami nie musi istotnie zmniejszać

Tabela 6.1: Efektywna warstwa dziesięciokrotnie osłabiająca TVL_{eff} dla niektórych materiałów, dla fotonów gamma z rozszczepienia i z reakcji neutronów z azotem-14. Dane z [74].

materiał	ρ [g/cm ³]	TVL_{eff} (rozszczep.) [cm]	TVL_{eff} (N-14) [cm]
stal/żelazo	7,85	8,4	10,9
beton	2,35	28	41
ziemia	1,6	41	61
woda	1,0	61	99
drewno	0,64	97	160

energii padających neutronów, a także silne zmiany przekroju czynnego na reakcje tych cząstek z jądrami atomów przy nawet nieznaczących zmianach energii. Do obliczenia poziomu ochrony przed neutronami stosuje się zazwyczaj modelowanie numeryczne.

Reakcje, w których neutrony są absorbowane, z reguły zachodzą łatwiej przy ich niewielkich energiach. Towarzyszy im zazwyczaj emisja radiacji innych rodzajów, najczęściej gamma. Dlatego też ochrona przed neutronami jest zwykle realizowana w trzech stadiach: spowolnienie neutronów, ich absorpcja, oraz pochłonięcie wyemitowanego w poprzednich etapach promieniowania innego typu. Do spowolnienia neutronów najlepiej nadają się izotopy o niskich liczbach atomowych; w praktyce najczęściej jest to występujący w różnych związkach wodór. Wodór może też w pewnym stopniu pochłaniać spowolnione neutrony, jednak emitowane są przy tym fotony gamma o energii ponad 2,2 MeV, które z kolei muszą być zaabsorbowane. Do pochłaniania neutronów stosowane są też związki boru. Stanowiący w naturze około 20 procent tego pierwiastka bor-10 cechuje się wyjątkowo wysokim przekrojem czynnym na reakcję (n, a). Emitowany podczas niej foton gamma ma energię mniejszą niż w przypadku wodoru, około 0,5 MeV, natomiast cząstka alfa ulega w typowych ciałach stałych zatrzymaniu na drodze kilku mikrometrów. Często stosowanym w praktyce, niedrogim materiałem, łączącym wszystkie etapy ekranowania neutronów jest beton. Zawiera on znaczną ilość wody, a jednocześnie pierwiastki o średnich liczbach atomowych, takie jak krzem lub wapń, pozwalające umiarkowanie skutecznie osłabiać radiację gamma. Według [74, 8.68], warstwa betonu o grubości 30 cm redukuje strumień neutronów, pochodzących z wybuchu termojądrowego, około dziesięciokrotnie. Do osiągnięcia podobnego efektu za pomocą wilgotnej ziemi potrzebna byłaby warstwa o 50 procent grubsza. Dla zwiększenia poziomu ochrony, jako kruszywa wchodzące w skład betonu używane są niekiedy związki żelaza ($Z = 28$) lub baru ($Z = 56$); do dziesięciokrotnego zmniejszenia strumienia neutronów potrzeba około 18 cm takiego ciężkiego betonu [74, 8.69].

Dla danych parametrów promieniowania jonizującego oraz zadanych cech obiektu, stanowiącego osłonę przed promieniowaniem, można określić współczynnik ochrony, informujący, ile razy dawka zmniejsza się dzięki osłonie. Obecnie wielkości te oblicza się najczęściej metodami numerycznymi. Współczynniki ochrony przed promieniowaniem początkowym wybuchu jądrowego dla różnych

Tabela 6.2: Współczynniki ochrony przed promieniowaniem początkowym dla różnych typów budynków. W rubryce miejsca „parter+piętra” oznacza średnią po wszystkich nadziemnych kondygnacjach. Dla każdej liczby pięter, wartość maksymalna, minimalna oraz mediana dotyczą zbioru budynków o różnych konstrukcjach. Dane: [71].

budynek	miejsce	neutrony			promieniowanie γ		
		min.	mediana	max.	min.	mediana	max.
parterowy	piwnica	8,8	17,8	639,6	2,8	4,6	53,5
	parter	1,9	2,4	15,9	1,3	1,8	4,0
1-piętrowy	piwnica	9,5	47,6	489,5	2,7	7,2	44,5
	parter	2,1	2,9	20,0	1,2	1,4	4,6
	parter+piętra	1,9	2,7	12,6	1,1	1,3	3,5
4-piętrowy	piwnica	37,2	92,3	470,6	6,0	13,5	67,8
	parter	5,5	12,2	47,0	2,3	4,4	13,3
	parter+piętra	3,8	7,4	16,6	1,7	2,7	6,4
12-piętrowy	piwnica	38,3	121,3	498,8	6,5	17,1	73,9
	parter	5,6	13,0	48,1	2,5	4,6	14,1
	parter+piętra	3,7	8,2	22,5	1,7	2,9	7,6
49-piętrowy	piwnica	16,4	75,1	898,7	3,9	13,1	112,8
	parter	4,7	14,0	51,5	2,2	5,0	15,6
	parter+piętra	1,9	5,7	22,0	1,0	2,2	6,4

rodzajów budynków podane zostały na przykład w pracy [71]. W obliczeniach założono rozkłady energii neutronów i promieniowania gamma dla ładunków termojądrowych o niewielkiej energii. Ponieważ poziom ochrony zależy od miejsca w budynku, rozważano trzy możliwości rozmieszczenia w nim ludzi: w piwnicy, na parterze, oraz równomierne rozlokowanie w nadziemnych kondygnacjach. Na wartość współczynnika ochrony ma także wpływ kierunek, z którego promieniowanie dociera; w cytowanej pracy przyjęto półsferyczne źródło wokół budynku, co odpowiada uśrednieniu po różnych możliwych położeniach miejsca detonacji. Budynki parterowe i jednopiętrowe miały rozmiary 9,6 na 9,6 metra, wyższe 30,5 na 30,5 metra, każde piętro o wysokości 3,6 metra. Dla każdej wysokości obliczenia dotyczyły kilkunastu lub kilkudziesięciu typów budynków, różniących się grubością różnych elementów konstrukcji oraz udziałem otworów w zewnętrznych ścianach. W tabeli 6.2 zestawiono dla każdej wysokości maksimum, minimum oraz medianę współczynników ochrony. Zwraca uwagę wyraźnie lepsza ochrona przed neutronami, co wiąże się ze znacznym udziałem lekkich pierwiastków w typowych materiałach konstrukcyjnych. Szczególnie wysokie są wartości współczynników ochrony w piwnicach, które w budynkach modelowanych w cytowanej pracy znajdują się całkowicie pod powierzchnią ziemi.

W miastach zabudowa ma istotny wpływ na dawkę promieniowania początkowego nawet w przypadku osób, znajdujących się poza budynkami; dotyczy to

szczególnie sytuacji, gdy wybuch jest na względnie małej wysokości. W pracy [105] przedstawiono rezultaty symulacji metodą Monte-Carlo, dotyczących naziemnej detonacji ładunku 10 kt w centrum Waszyngtonu. Uwzględnienie osłabienia promieniowania przez budynki zmniejszyło średni promień strefy, w której przebywające *na zewnątrz budynków* osoby zagrożone byłyby śmiertelną dawką radiacji, z ponad 800 na 600 metrów. Kształt tej strefy odzwierciedlał przy tym rozkład zabudowy, sięgała ona dalej wzdłuż ulic, bliżej w kierunkach przebiegających na ukos przez zabudowane parcele. Dla danej odległości, dawka wśród zabudowy byłaby średnio około 3–4 razy mniejsza niż przy wybuchu w otwartym terenie. W przypadku osób wewnątrz budynków redukcja dawki byłaby jeszcze większa.

6.6 Działanie na człowieka

Działanie promieniowania jonizującego na organizmy żywe związane jest z wysoką energią jego cząstek, wielokrotnie większą od energii wiązań chemicznych, odpowiedzialnych za stabilność związków będących budulcami życia. Oprócz bezpośredniego działania promieniowania na biologicznie istotne molekuly, zasadnicze znaczenie ma mechanizm pośredni, w którym za uszkodzenia odpowiedzialne są aktywne produkty reakcji radiochemicznych w komórkach, takie jak rodnik hydroksylowy OH. Zdolność niszczenia lub uszkodzania struktur biologicznych na poziomie molekularnym powoduje, że dla wywołania groźnych dla życia efektów wystarcza względnie niewielka ilość energii. Dawka 4 Gy, skutkująca przy napromienianiu całego ciała człowieka około pięćdziesięcioprocentowym prawdopodobieństwem śmierci, to inaczej 4 J/kg – co wystarczy do podniesienia temperatury ciała o około 0,001 kelwina, czy też o 0,001 stopnia Celsjusza.

Skutki napromieniania dzieli się zazwyczaj na deterministyczne, zwane też niestochastycznymi, i probabilistyczne, określane też nazwą stochastyczne.

6.6.1 Skutki deterministyczne

Skutki deterministyczne wykazują zależność natężenia od dawki promieniowania – są tym cięższe, im jest ona większa. Zazwyczaj istnieje w ich przypadku wartość progowa, poniżej której nie pojawiają się. Parametrem, używanym do ich opisu, jest z reguły dawka pochłonięta, czyli ilość energii na kilogram masy, mierzona w grejach lub radach⁴. Wczesne skutki deterministyczne zaczynają ujawniać się w czasie od minut do kilku tygodni po napromienianiu. Mechanizm skutków deterministycznych to zazwyczaj śmierć komórek danego rodzaju tkanki; jeżeli zginie ich wystarczająco dużo, prowadzi to do upośledzenia spełnianej przez nią roli, co powoduje wystąpienie danego rodzaju objawów. Możliwe są też inne mechanizmy, takie jak zaburzenia komunikacji międzykomórkowej.

Najniższą dawką progową cechuje się zespół objawów związanych z działaniem radiacji na układ krwiotwórczy. Pojawiają się one zazwyczaj przy dawce powyżej 1 Gy, jednak możliwe jest ich wystąpienie już przy 0,5 Gy. Ich powodem jest śmierć znajdujących się w czerwonym szpiku kostnym i w węzłach chłonnych komórek, odpowiadających za wytwarzanie składników krwi. Składniki te u zdrowej

⁴1 Gy = 100 rad = 1 J/kg. Więcej informacji o jednostkach dawki podano w części 1.2.7.

osoby są stale uzupełniane; ograniczenie lub przerwanie tego procesu powoduje spadek ich liczby we krwi, najszybszy w przypadku składników o krótkim czasie życia. Zmniejszenie liczby limfocytów zaczyna się już w ciągu godzin; głębokość tego spadku zależy od dawki. Spadek liczby trombocytów (płytek krwi), odpowiadających za jej krzepliwość, następuje wolniej, w czasie rzędu 10 dni. Liczba granulocytów może początkowo wzrosnąć, w związku z uwolnieniem do krwi dorosłych komórek zmagazynowanych w węzłach chłonnych; później następuje spadek.

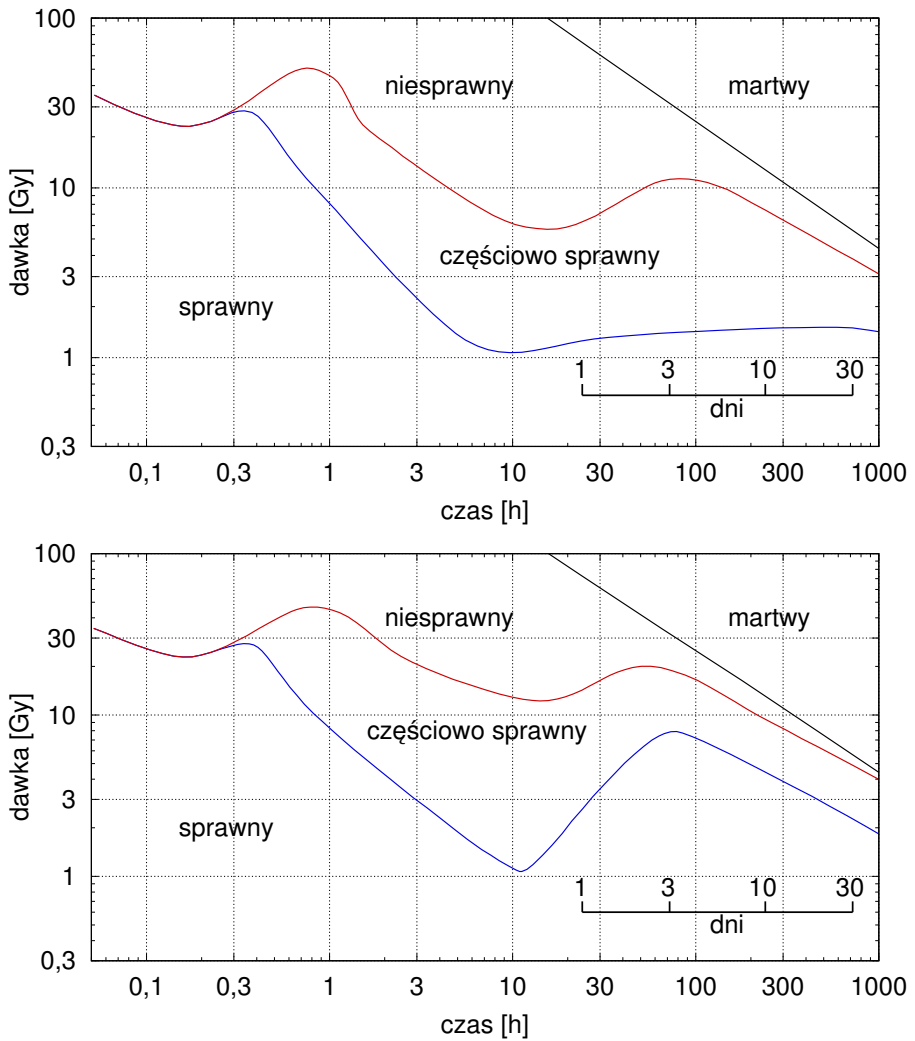
W przebiegu tego zespołu występują trzy fazy: objawów zwiastunowych (prodromalnych), okresu utajenia, i pełnego rozwinięcia objawów. Najpierw pojawiają się nudności, często wymioty, utrata apetytu, możliwe są także gorączka, bóle głowy i osłabienie. Im większa dawka, tym wcześniej pojawiają się pierwsze objawy, tym są cięższe i tym dłużej trwają. Dla 1 Gy występują one kilka godzin po napromieniowaniu i po kilku godzinach zanikają, dla 4 Gy początek przypada około godziny po otrzymaniu dawki, a czas trwania jest rzędu 1–2 dni. Po ustąpieniu wczesnych symptomów następuje okres utajenia, trwający od kilku dni do kilku tygodni – mniej przy wyższych dawkach. Potem ma miejsce nawrót wcześniejszych objawów, a także zwiększona podatność na infekcje, obniżona krzepliwość krwi i związane z nią krwotoki, utrudnione gojenie się ran, anemia.

Zespół objawów wywołanych zmianami w przewodzie pokarmowym występuje przy dawkach powyżej 6–8 Gy. Jego przyczyną jest śmierć komórek krypt jelitowych, odpowiedzialnych za wytwarzanie komórek nabłonka jelit. Pierwszymi objawami są nudności, wymioty, utrata apetytu, biegunka, przy większych dawkach krwawa. Po 2–3 dniach objawy ustępują; okres utajony trwa od 1 dnia do tygodnia. Później, do powracających wczesnych objawów dochodzą krwotoki, apatia, ustanie perystaltyki jelit, utrata płynów, infekcje przewodu pokarmowego, możliwa sepsa. Śmierć następuje zazwyczaj w okresie od 3 do 12 dni po napromieniowaniu. Przy dawkach powyżej 10 Gy śmiertelność zbliża się do stu procent nawet przy dobrej opiece medycznej.

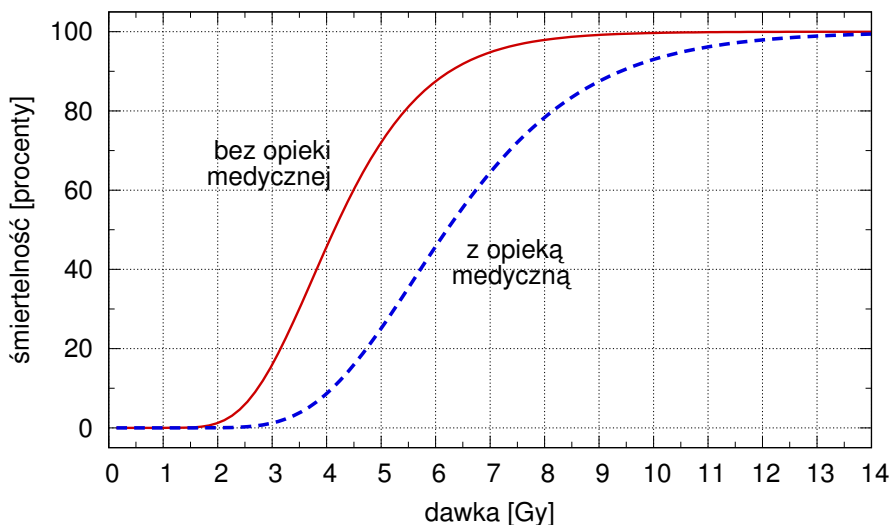
Objawy ze strony centralnego układu nerwowego mogą pojawić się przy dawkach ponad 10 Gy; niektóre źródła podają wyższe wartości (20–30 Gy). W ciągu kilku minut od napromieniowania występują nudności i wymioty, silne wahania ciśnienia krwi, dezorientacja, utrata przytomności, śpiączka. Możliwy jest kilkunastogodzinny okres poprawy. Śmierć następuje w ciągu 24–72 godzin.

Równocześnie z powyższymi rozwijać się mogą objawy związane z napromieniowaniem skóry. Mogą one także wystąpić samodzielnie na dotkniętym radiacją obszarze, jeżeli napromieniowaniu uległa niewielka część ciała, lub gdy dany rodzaj radiacji nie przenika do głębszych tkanek, na przykład w przypadku promieniowania beta. Wczesnymi objawami, pojawiającymi się przy dawkach powyżej 2–3 Gy w ciągu kilku do kilkunastu godzin po napromieniowaniu, jest swędzenie, rumień (zaczerwienienie), uczucie gorąca. Objawy te ustępują po 1–2 dniach. Po okresie kilku tygodni rumień powraca. Przy większych dawkach występują także złuszczenie się skóry, zmiany pigmentacji, owrzodzenia i bąble. Częściowa utrata włosów występuje przy dawkach około 2–4 Gy, mniej więcej 2 tygodnie po napromieniowaniu. Jeżeli dawka przekracza 6–8 Gy, utrata włosów jest całkowita i następuje kilka dni wcześniej.

Dawka pochłonięta na całe ciało, skutkująca śmiercią połowy napromieniowanej populacji, oznaczana jest LD_{50} . Wynosi ona około 4 Gy, przy założeniu, że



Rysunek 6.16: Wpływ dawki pochłoniętej na sprawność w wykonywaniu zadań wymagających (diagram górny) i nie wymagających (diagram dolny) wysiłku fizycznego, w zależności od czasu po napromieniowaniu. Oznaczenia: sprawny – co najmniej 75 procent sprawności zdrowego; częściowo sprawny – od 25 do 75 procent, niesprawny – poniżej 25 procent. Dane: [219, 7-6].



Rysunek 6.17: Śmiertelność w wyniku ostrej choroby popromiennej, według [6].

czas jej otrzymania jest znacznie krótszy od godziny, nie ma innych obrażeń, i nie jest dostępna pomoc medyczna. Przy tych samych założeniach, dawka 6 Gy jest już śmiertelna dla około 90 procent napromieniowanych⁵. Przy intensywnej opiece medycznej wymienione poziomy śmiertelności występują dla dawek około półtora-krotnie większych. Szacunkową zależność śmiertelności od dawki przedstawiono na rysunku 6.17.

Dawka podzielona na kilka mniejszych, oddzielonych kilkugodzinnymi lub dłuższymi przerwami, jest mniej szkodliwa niż ta sama dawka otrzymana za jednym razem.

Szczególnie groźne jest połączenie ostrej choroby popromiennej z innymi obrażeniami. Na przykład [206, s. 27] podaje, że u świń ekspozycja 400 rentgenów powodowała śmiertelność około 20 procent, oparzenia 10–15 procent powierzchni ciała nie wywoływały przypadków śmiertelnych, natomiast połączenie obu czynników skutkowało śmiertelnością 90 procent. W przypadku psów, połączenie ekspozycji 100 rentgenów z oparzeniami 20 procent powierzchni ciała było śmiertelne dla 73 procent zwierząt, przy czym sama ekspozycja na wspomnianym poziomie nie powodowała w ogóle wypadków śmiertelnych, a same oparzenia dawały ich 12 procent.

Spadek krzepliwości krwi i zwiększona podatność na infekcje wpływają także negatywnie na gojenie się ran. Według [113], jeżeli u osoby, która otrzymała dawkę zagrażającą ostrą chorobą popromienną niezbędne są zabiegi chirurgiczne, powinny być one przeprowadzone w ciągu 36 godzin po napromieniowaniu.

Innym skutkiem napromieniowania, który może pojawić się wiele miesięcy lub lat od napromieniowania, jest zaćma (katarakta) – zmętnienie soczewki oka, wywołująca pogorszenie lub w ciężkich przypadkach utratę wzroku. Zaliczenie zaćmy

⁵Wartości podawane w różnych źródłach różnią się o około 0,5 Gy

do skutków deterministycznych jest kwestią dyskusyjną [79]. Nie jest też jasne, czy istnieje dla niej wartość progowa; wcześniejsze prace zwykle sugerują taką wartość na poziomie rzędu jednego lub kilku siwertów, jednak nowsze publikacje podają to w wątpliwość. Ponieważ neutrony są bardziej skuteczne w wywoływaniu zaćmy, w przypadku tej choroby rozpatruje się zwykle podawaną w siwertach dawkę równoważną, lub w inny sposób uwzględnia większą efektywność neutronów. W pracy [121] na podstawie analizy około 900 przypadków wśród mieszkańców Hiroszimy i Nagasaki stwierdzono, że otrzymanie dawki 1 Sv pociągnęło za sobą wzrost występowania niektórych typów zaćmy o około 30–40 procent, a w przypadku dawki 3 Sv o 100–200 procent. Zależność od dawki była więc silniejsza niż wprost proporcjonalna.

Kolejnym skutkiem działania dawki radiacji jonizującej na człowieka może być bezpłodność. Wystąpienie tego efektu zależy od dawki na jajniki lub jądra, nie musi ona dotyczyć całego ciała. Progową wartość jednorazowej, otrzymanej w krótkim czasie dawki, wywołującej trwałą bezpłodność, szacuje się na 2,5–6 Gy u kobiet, i 3,5–6 Gy u mężczyzn. Czas pojawienia się efektu to poniżej tygodnia od napromieniowania u kobiet, i 3 tygodnie u mężczyzn. U tych ostatnich, tymczasowa bezpłodność może jednak wystąpić już przy dawce powyżej 0,15 Gy, pojawiając się 3–9 tygodni po jej otrzymaniu [213].

6.6.2 Skutki probabilistyczne

Skutki probabilistyczne to efekty, których nasilenie nie zależy od dawki, natomiast zależy od niej prawdopodobieństwo ich wystąpienia. Zazwyczaj nie posiadają wartości progowej dawki, lub też nie jest ona znana. Różne rodzaje radiacji mogą też powodować dla tej samej ilości pochłoniętej energii różne szanse ich wystąpienia, dlatego często do ich opisu używa się dawki równoważnej, mierzonej w siwertach lub rem, lub w inny sposób określonej dawki ważonej. Skutki probabilistyczne występują na ogół po wielu latach, często po dekadach od napromieniowania. Postulowany mechanizm powstawania skutków probabilistycznych to modyfikacja zawartej w komórkach informacji genetycznej, co przy ich przyszłych podziałach może prowadzić do powstania licznych komórek o zaburzonej funkcji, powodując dany rodzaj choroby.

Choroby, występujące jako skutki probabilistyczne, pojawiają także wśród osób, które nie otrzymały poza źródłami naturalnymi żadnych dawek radiacji. Związany z otrzymaniem dawki promieniowania wzrost ryzyka zachorowania lub śmierci może być opisywany jako wzrost o pewną wartość, nadmiarowe ryzyko bezwzględne (*excess absolute risk*, EAR), lub też jako wzrost w pewnej proporcji do ryzyka bez napromieniowania, nadmiarowe ryzyko względne (*excess relative risk*, ERR). Nadmiarowe ryzyko bezwzględne podawane jest zwykle w przypadkach na tysiąc lub 10 tysięcy osobo-lat, natomiast nadmiarowe ryzyko względne może być niemianowane, lub wyrażone w procentach. Choć dla ustalonej, poddanej napromieniowaniu grupy osób oba podejścia opisują tę samą sytuację, jednak dają różne wyniki przy przenoszeniu wniosków na populację o innej naturalnej częstotliwości występowania danego efektu [213, s. 187].

Istnieje wiele możliwych zależności nadmiarowego ryzyka różnych skutków probabilistycznych od dawki. Często wykorzystywany jest model liniowy bez progów

(*linear no-threshold*, LNT), w którym nadmiarowe ryzyko jest wprost proporcjonalne do dawki, niezależnie od jej wielkości. Współczynnik proporcjonalności, w procentach na grej dla ERR lub przypadkach na 10 tysięcy osobo-lat na grej dla EAR, pozwala wtedy określić odpowiednie ryzyko dla danej dawki.

W komórkach istnieją stale aktywne mechanizmy naprawy, usuwające uszkodzenia, do których dochodzi w wyniku działania czynników chemicznych, światła ultrafioletowego lub naturalnego tła radiacyjnego. Stanowi to podstawę do przypuszczeń, że wpływ dawki promieniowania może być inny, jeżeli wywołane przez nią szkody nie przekraczają możliwości tych mechanizmów, a inny, gdy są dla nich zbyt duże. Dlatego stosowane są także modele, w których używa się różnych współczynników proporcjonalności w różnych zakresach dawki. Szczególnym ich przypadkiem są modele z progiem, poniżej którego dawka radiacji nie powoduje w ogóle dodatkowego ryzyka. Spotykane są także modele, w których ryzyko jest sumą czynnika wprost proporcjonalnego do dawki i drugiego, zależnego do kwadratu dawki, z innym współczynnikiem proporcjonalności. W niektórych podejściach postuluje się znaczenie mocy dawki – w zależności od tempa działania komórkowych mechanizmów naprawy. Przykładem takiego rozwiązania jest wykorzystanie dodatkowego parametru, DDREF (*Dose and Dose Rate Effectiveness Factor*), do przeliczania z zakresu wysokich dawek i wysokiej mocy dawki na zakres niskich dawek i mocy dawki; w często cytowanej pracy [213] przyjęto dwukrotnie niższy współczynnik proporcjonalności dawki i nadmiarowego ryzyka w niskim zakresie niż w wysokim, czyli $DDREF = 2$.

Oprócz dawki, nadmiarowe ryzyko choroby czy zgonu może zależeć od wielu czynników; z kilku najczęściej rozważanych można wymienić płeć, wiek w momencie otrzymania dawki i wiek w momencie obliczania ryzyka. Naturalne ryzyko zgonu lub choroby także może zależeć od płci, a silnie zależy od wieku, co dodatkowo wpływa na określone w stosunku do niego ryzyko względne.

Kluczowym źródłem danych o skutkach probabilistycznych napromieniowania są badania mieszkańców Hiroszimy i Nagasaki, ze względu na dużą liczbę osób oraz znaczny zakres dawek. Prowadzone przez Fundację Badań Skutków Radiacji (RERF, *Radiation Effects Research Foundation*) od lat 50 obserwacje dotyczą wybranej spośród około 300 tysięcy ludzi, którzy przeżyli ataki w zbombardowanych miastach, próbki mniej więcej 90 tysięcy osób⁶, dla których udało się ustalić miejsce przebywania w momencie wybuchów [76]. Na tej podstawie określono otrzymane dawki promieniowania, uwzględniając odległość od wybuchu oraz ekranowanie przez obiekty otoczenia.

Głównym rodzajem zaobserwowanych skutków probabilistycznych są nowotwory. Zauważono wyraźny, zależny od otrzymanej dawki, wzrost częstości pojawiania się nowotworów w porównaniu do ludzi nie napromieniowanych. Rezultaty dotyczące występowania guzów nowotworowych (*solid cancers*, nowotwory z wyjątkiem białaczki), prezentuje praca [76]. Przy łącznym opisie różnych typów guzów jako parametr wykorzystuje ona, podobnie jak inne prace RERF, ważoną dawkę na jelito grube, będącą sumą obliczonych dla tego narządu daw-

⁶Ponieważ nie wszystkie dane dostępne są dla wszystkich osób, a także z powodu różnych założeń dotyczących badanych, próbki w poszczególnych pracach badawczych różnią się liczebnością; w niektórych publikacjach dodawana jest także grupa porównawcza spoza zbombardowanych miast.

Tabela 6.3: Zależność występowania guzów nowotworowych od dawki promieniowania wśród mieszkańców Hiroszimy i Nagasaki, według [76].

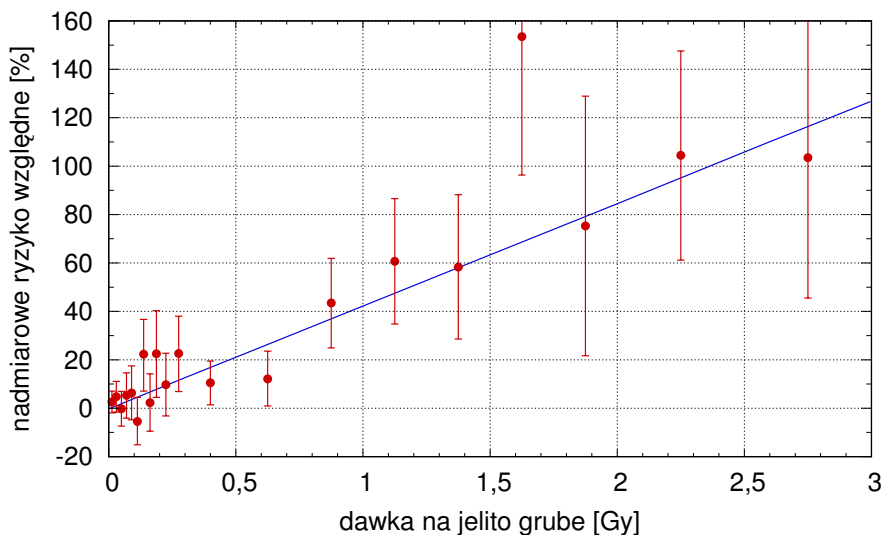
dawka [Gy]	przypadki na 10 tysięcy osobo-lat		
	mężczyźni	kobiety	łącznie
poza miastami	89,0	56,2	68,6
< 0,005	91,1	59,9	71,4
0,005–0,1	87,2	60,1	70,2
0,1–0,2	85,8	67,8	74,2
0,2–0,5	100,1	74,5	83,6
0,5–1	118,6	89,3	99,9
1–2	142,6	125,3	132,6
> 2	162,7	136,6	148,2

ki pochłoniętej promieniowania gamma i mnożonej przez 10 dawki pochłoniętej neutronów. Dominujący wkład do tak określonej, mierzonej w grejach wielkości stanowiło promieniowanie gamma. Jak widać z tabeli 6.3, wzrost występowania guzów nowotworowych był silniejszy wśród kobiet, u których choroby te bez napromieniowania pojawiały się rzadziej.

Dodatkowe przypadki guzów nowotworowych w Hiroszynie i Nagasaki pociągnęły za sobą wzrost śmiertelności. Spośród badanej w [140] próbki ponad 86 tysięcy osób, w ciągu około 5 dekad z powodu guzów nowotworowych zmarło niemal 11 tysięcy, w tym 527 zgonów przypisano napromieniowaniu. W ramach modelu liniowego bez progu określono współczynniki proporcjonalności między dawką a nadmiarowym ryzykiem względnym i bezwzględnym. U osób napromieniowanych w wieku 30 lat, które osiągnęły wiek 70 lat, przypadające na na grej nadmiarowe ryzyko względne zgonu wynosiło u mężczyzn około 31 procent, a u kobiet 66 procent. Wartość dla obu płci łącznie to około 42 procent na grej; zależność od dawki przedstawiono na rysunku 6.18. Nadmiarowe ryzyko bezwzględne (EAR), uśrednione dla obu płci, przy tym samych parametrach dotyczących wieku, oceniono na 26 zgonów na 10 tysięcy osobo-lat na grej. W przypadku EAR różnice między kobietami i mężczyznami były niewielkie; znaczne różnice w ryzyku względnym wynikały z mniejszego w badanej populacji naturalnego ryzyka śmierci z powodu guzów nowotworowych wśród kobiet.

Rysunek 6.19 przedstawia zależność współczynników proporcjonalności dawki i nadmiarowego ryzyka śmierci, bezwzględnego i względnego, od osiągniętego wieku i od wieku w momencie napromieniowania. Krzywe reprezentują wartości uśrednione dla obu płci. Nadmiarowe ryzyko bezwzględne EAR rośnie z osiągniętym wiekiem. Ponieważ jednak naturalne ryzyko śmierci z przyczyny takich guzów rośnie szybciej, nadmiarowe ryzyko względne ERR jako funkcja osiągniętego wieku spada. Natomiast obie miary ryzyka, EAR i ERR, maleją z wiekiem w momencie otrzymania dawki – skutki tej samej dawki w młodości są więc cięższe.

W przypadku białaczki, stosowanym w badaniach RERF parametrem jest ważona dawka na szpik kostny: podobnie jak w przypadku dawki na jelito grube, jest ona sumą dawki pochłoniętej gamma i mnożonej przez 10 dawki neutronów.

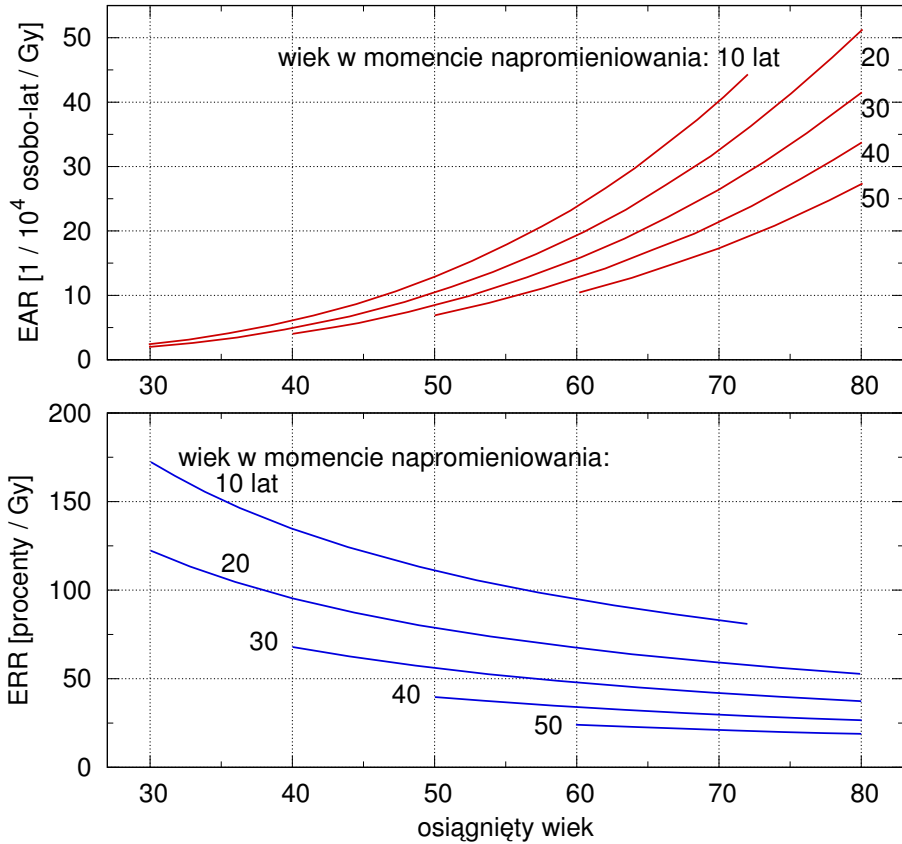


Rysunek 6.18: Uśrednione dla kobiet i mężczyzn nadmiarowe względne ryzyko śmierci (ERR) w wyniku guzów nowotworowych u osób napromieniowanych w czasie wybuchów jądrowych w Hiroszimie i Nagasaki, w zależności od ważonej dawki na jelito grube. Dane: [140].

Według [150], w próbie ponad 86 tysięcy osób w latach 1950–2000 zanotowano 310 zgonów z powodu białaczki, spośród których liczbę wywołanych przez radiację oceniono na 103. Nadmiarowe względne ryzyko (ERR) było większe niż dla guzów nowotworowych; wynosiło ponad 300 procent przy dawce 1 Gy i 15 procent dla 0,1 Gy; zależność nie była więc wprost proporcjonalna. Nie zaobserwowano dużych różnic między mężczyznami i kobietami. Bardzo istotny był natomiast wiek, w którym nastąpiło napromieniowanie; u osób, które otrzymały dawkę radiacji w pierwszej dekadzie życia, nadmiarowe względne ryzyko dla dawki 1 Gy było rzędu kilku tysięcy procent. Nadmiarowe zgony z powodu białaczki były inaczej niż w przypadku guzów nowotworowych rozłożone w czasie: najwięcej obserwowano 6–8 lat po otrzymaniu dawki radiacji; później częstość ich występowania zmniejszyła się. Przynajmniej kilkadziesiąt zachorowań i zgonów na białaczkę miało miejsce przed rozpoczęciem systematycznych obserwacji w roku 1950, i nie mogło być uwzględnione w cytowanej pracy.

U mieszkańców Hiroszimy i Nagasaki zauważono także nadwyżkę zgonów z powodu innych niż nowotwory przyczyn, takich jak choroby krwi, układu krążenia lub układu oddechowego. W grupie osób, które otrzymały dawki radiacji ponad 1 Gy, nadwyżka była kilkunastoprocentowa [140].

Wśród około 3300 osób, które w Hiroszimy i Nagasaki uległy napromieniowaniu w trakcie rozwoju prenatalnego, stwierdzono wyraźny wzrost częstości występowania upośledzenia umysłowego. Efekt był szczególnie silny, jeżeli otrzymanie dawki radiacji przypadło między 8 i 15 tygodniem od poczęcia, natomiast nie zauważono go, jeżeli promieniowanie działało przed 8 lub po 25 tygodniu. Upo-



Rysunek 6.19: Współczynnik proporcjonalności nadmiarowego ryzyka zgonu i dawki jako funkcja osiągniętego wieku (na osi poziomej) i wieku w momencie napromieniowania (oznaczenia przy krzywych). Diagram górny: nadmiarowe ryzyko bezwzględne EAR, diagram dolny: nadmiarowe ryzyko względne ERR; w obu przypadkach wartości uśrednione dla obu płci. Według [140].

śledzenie umysłowe często związane było ze zmniejszeniem rozmiaru głowy, w poważniejszych przypadkach badania NMR wykazywały odchylenia w budowie mózgu. Rezultaty testu inteligencji sugerują, że dawka 1 Gy otrzymana w okresie między 8 a 15 tygodniem skutkowała obniżeniem IQ o około 25 punktów [55].

Ponieważ promieniowanie uszkadza materiał genetyczny, postulowane są także jego skutki dziedziczne, dotyczące potomstwa osób napromieniowanych. Efekty takie znane są z eksperymentów na zwierzętach. Jednak wyniki badań dotyczących ludzi nie dały jednoznacznych podstaw do stwierdzenia tego rodzaju konsekwencji. Wśród poczętych po wybuchach dzieci osób napromieniowanych w Hiroszynie i w Nagasaki nie znaleziono szkodliwych skutków radiacji [77], [55]. Przedstawione w [201] badania genetyczne nie wykryły podwyższonego poziomu mutacji u dzieci osób, narażonych na znaczne dawki promieniowania po katastrofie w Czernobylu. Według autorów przeglądowych prac [179] i [5], nie znaleziono silnych dowodów na negatywne skutki radiacji u dzieci narażonych na radiację rodziców. Nie można wykluczyć istnienia takich efektów, jeżeli jednak występują, są one małe i trudne do pomiaru.

Działanie na człowieka małych dawek promieniowania, porównywalnych z otrzymywanymi w codziennym życiu (kilka mSv rocznie), jest kwestią dyskusyjną. Ponieważ skutki probabilistyczne dotyczą chorób, które występują względnie często niezależnie od radiacji, przy odpowiednio niskim poziomie dawki nie da się bezpośrednio zaobserwować jej wpływu na częstość ich występowania – zbyt duże są wahania związane z innymi zmiennymi czynnikami, takimi jak różnice genetyczne, miejsce i tryb życia, dieta, warunki środowiskowe itp. Trudno więc sprawdzić poprawność wyboru modelu zależności skutków od dawki w tym zakresie. Użycie modelu liniowego bez progów (LNT) dla małych dawek, dotyczących wielkich grup ludzi – na przykład przy ocenie skutków opadu globalnego pochodzącego z prób broni jądrowej, lub katastrofy elektrowni w Czernobylu – daje w wyniku względnie wysokie liczby osób dotkniętych danym rodzajem efektu. W tych samych warunkach model z progiem może dać wynik bliski zeru. Istnieje także hipoteza **hormezy radiacyjnej**, postulująca korzystny wpływ niewielkich dawek promieniowania, poprzez stymulację komórkowych mechanizmów naprawczych, które miałyby wówczas działać skuteczniej również w przypadkach uszkodzeń wywołanych innymi niż radiacja czynnikami. Hipoteza ta nie została jednoznacznie wykluczona ani potwierdzona przez dane doświadczalne.

6.7 Działanie na urządzenia

Promieniowanie jonizujące, wyzwalaając ładunki elektryczne oraz powodując lokalne zmiany struktury materiału, na który pada, może mieć wpływ na funkcjonowanie urządzeń elektrycznych, a zwłaszcza elektronicznych. Zjawiska z tym związane nazywane są TREE, czyli *Transient-Radiation Effects on Electronics*, przy czym słowo *transient*, czyli przejściowe, dotyczy tu promieniowania – niektóre efekty TREE mogą być nieodwracalne.

Oprócz uszkodzeń, powodujących trwałą utratę funkcji, TREE może też wywoływać zmianę bieżącego stanu danego urządzenia, przy czym może ona być chwilowa (następuje powrót do normy bez interwencji), lub trwać do momentu

skorygowania – na przykład zmiana zawartości pamięci. Konsekwencje takich zakłóceń zależą od zastosowania danego układu i znaczenia zmienionej informacji.

Wyróżnia się kilka kategorii efektów TREE:

- Efekty pojedynczych cząstek (*Single Event Effects, SEE*). Ze względu na znaczną energię, pojedyncza cząstka jądrowej radiacji jonizującej wyzwała w trafionym elemencie większą liczbę ładunków elektrycznych. Może to spowodować na przykład zmianę wartości pewnej liczby bitów w pamięci komputera. Wśród możliwych skutków jest także zwarcie w układzie scalonym (*latch-up*), wywołane powstaniem ścieżki o obniżonym w wyniku jonizacji oporze; podatne na ten efekt są między innymi układy MOSFET.
- Efekty całkowitej dawki (*Total Ionization Dose, TID*). Skutki te zależą od łącznej dawki promieniowania jonizującego, otrzymanej przez daną część układu elektronicznego. Przykładem jest tu efekt występujący w układach MOSFET, gdzie gromadzenie się w izolującej warstwie dwutlenku krzemu dodatnich „dziur” po uwolnionych przed radiacją elektronach powoduje zmianę jej właściwości elektrycznych, pogarszając działanie układu aż do wystąpienia awarii. W niektórych rodzajach efektów oprócz dawki istotne znaczenie może też mieć moc dawki.
- Defekty sieci krystalicznej (*Displacement Damage, DD*). Ta grupa skutków nie jest bezpośrednio związana z działaniem jonizującym, lecz z przemieszczaniem atomów pod wpływem zderzeń z padającymi cząstkami, na przykład neutronami. Przy energii rzędu 1 MeV pojedynczy neutron może spowodować całą kaskadę kolizji i wiele defektów sieci. Fotony gamma, choć pośrednio i z mniejszą wydajnością, także mogą powodować defekty, poprzez uwalnianie elektronów o wysokich energiach kinetycznych. Narastanie liczby defektów powoduje zmianę struktury, co powyżej pewnego progu prowadzi do utraty funkcji.

Przy określaniu dawki pochłoniętej lub mocy dawki w zagadnieniach TREE, jako ośrodek pochłaniający radiację jonizującą rozważany jest często krzem; w zależności od konkretnego typu układu spotyka się inne materiały. Oznaczenia materiału podawane są często przy jednostkach dawki, na przykład Gy(Si).

Według [147], degradacja funkcji obecnych systemów półprzewodnikowych w wyniku efektów całkowitej dawki (TID) pojawia się przy dawkach na poziomie od kilkudziesięciu grejów do dziesiątek tysięcy grejów. Natomiast degradacja w wyniku defektów struktury (DD) staje się istotna przy 10^{15} neutronów padających na cm^2 w najbardziej rozpowszechnionych w układach cyfrowych tranzystorach MOSFET, lecz już przy 10^{10} – 10^{11} neutronów na cm^2 w tranzystorach bipolarnych. Dla porównania, liczba neutronów na jednostkę powierzchni w hipocentrum wybuchu w Hiroszynie wynosiła około $2,3 \cdot 10^{13}/\text{cm}^2$ [60].

Całkowite wyeliminowanie efektów SEE jest w większości zastosowań praktycznych niemożliwe. Stosowane są jednak rozwiązania konstrukcyjne, korygujące wynikające z takich zjawisk zmiany stanu, jeżeli ich liczba w jednostce czasu i w danym fragmencie układu nie przekracza zadanej liczby. Przykładem mogą być

pamięci komputerowe z korekcją błędów (ECC), pozwalające w najczęściej stosowanych wersjach na wykrycie i poprawienie błędnej wartości pojedynczego bitu w słowie.

Promieniowanie jonizujące wyzwała także ładunki, działając na inne niż półprzewodniki elementy urządzeń elektrycznych i elektronicznych – obudowy, przewody, itp. Spowodowane tym prądy mogą następnie dotrzeć do wrażliwych części systemów. Efekty tego typu nazywane są SGEMP, czyli *System-Generated Electromagnetic Pulse*, omówiono je krótko w poświęconym impulsowi elektromagnetycznemu rozdziale 8.

Kolejnym mechanizmem wpływu promieniowania jonizującego na systemy elektryczne jest wywołany przez częściową jonizację powietrza silny wzrost jego przewodnictwa. Może to prowadzić do zwarć i uszkodzeń na przykład napowietrznych linii przesyłowych i innych elementów systemu energetycznego.

6.8 Radiacja wybuchów na dużej wysokości

Przy detonacji ładunku jądrowego na dużej wysokości, ogromna większość warstwy powietrza znajduje się pod miejscem wybuchu. Wraz ze znaczną odległością powoduje to, że na powierzchni ziemi dawki zarówno neutronów, jak promieni gamma są znikome. Natomiast wobec celów, znajdujących się również w górnych warstwach atmosfery lub w kosmosie, takich jak satelity lub głowice raket przeciwnika, promieniowanie jonizujące stanowi zasadniczy czynnik rażenia. W jego skład wchodzi wówczas nie tylko przenikliwe promienie gamma i neutrony, ale także inne nośniki energii wybuchu, które w gęstszych warstwach atmosfery oddają ją powietrzu w bezpośrednim otoczeniu miejsca detonacji. Fakt, że średnia gęstość atmosfery monotonicznie spada z wysokością, pozwala dla różnych nośników energii określić orientacyjną wysokość, do której dotrą, jeżeli biegną w dół z istotnie wyższego pułapu. Wartości te zebrano w tabeli 6.4.

Tabela 6.4: Szacunkowe wysokości, do których docierają w atmosferze wywołujące jonizację nośniki energii wybuchów jądrowych *biegnące z góry*. Źródło: [74, 10.29].

promieniowanie X	55–90 km
fotony gamma	25 km
neutrony	25 km
promieniowanie beta	50–60 km
jony dodatnie z resztek ładunku	110 km

Podział na promieniowanie początkowe i radioaktywność resztkową przy wybuchu na dużej wysokości zaciera się. Rozpad radioaktywnych produktów reakcji jądrowych trwa w ciągły sposób od ich powstania. Stosowane na małych wysokościach kryterium podziału, przyjmujące jedną minutę jako czas, po którym źródła radiacji w wyniku wnoszenia się chmury wybuchu są oddzielone od celów na powierzchni grubą warstwą powietrza, traci uzasadnienie. Przy detonacji w górnych warstwach atmosfery lub ponad nią, obiekty na powierzchni są od początku chronione przed radiacją. W przypadku innych celów poziom ich zagrożenia przez emi-

towane przez resztki ładunku promieniowanie może się zmieniać w różny sposób, w zależności od ruchu jednych i drugich. Poza tym, poza atmosferą czas istnienia niektórych rodzajów promieniowania może być długi; na przykład cząstki beta, wyemitowane w ułamkach sekund od detonacji, mogą stanowić zagrożenie przez miesiące.

Rozkład kierunkowy promieniowania, emitowanego przez wybuchający ładunek jądrowy w górnych warstwach atmosfery lub w próżni, może być bardzo niejednorodny. Przy słabym oddziaływaniu z rozrzedzonym ośrodkiem, a zwłaszcza przy jego braku, różnice te nie zacierają się przy oddalaniu się od źródła. Prędkości ruchu odparowanych i zjonizowanych resztek ładunku są rzędu 1000 km/s, czyli 1 metra na mikrosekundę. Emisja natychmiastowych promieni gamma, neutronów i termicznego promieniowania X ma więc miejsce, zanim początkowy układ materiałów ładunku zostanie rozmyty w wyniku ekspansji po ich odparowaniu. Na kierunkowy rozkład radiacji mogą też mieć wpływ inne obiekty w bezpośrednim pobliżu ładunku, takie jak części rakiety. Dalsze rozchodzenie się radiacji w otoczeniu Ziemi zależy od tego, czy jej nośniki mają ładunek elektryczny.

6.8.1 Cząstki nienaładowane

Cząstki nie niosące ładunku elektrycznego poruszają się w otoczeniu Ziemi po liniach prostych⁷, do napotkania ośrodka, z którym wejdą w oddziaływanie. Dopóki brak absorpcji i rozpraszania, wzdłuż każdego kierunku od punktowego źródła liczba cząstek, przechodzących przez jednostkę powierzchni prostopadłej do niego spada z odległością r proporcjonalnie do $1/r^2$.

Fotony gamma i neutrony już na wysokości 40 kilometrów mają drogi swobodne rzędu kilkudziesięciu kilometrów. Ta ich część, która biegnie w stronę powierzchni Ziemi, ulega absorpcji w zakresie wysokości 20–30 km; ich oddziaływanie z gazem jest źródłem wtórnych efektów, takich jak składowe impulsu elektromagnetycznego o wyższych częstotliwościach. Natomiast większość promieniowania gamma i neutronów emitowanych w innych kierunkach dociera bez przeszkód do odległych celów lub uchodzi w kosmos.

Udział energii termicznego promieniowania rentgenowskiego w całkowitej energii wybuchu może się wahać od ułamka procenta do ponad 80 procent, rosnąc wraz z energią przypadającą na jednostkę masy ładunku. W przypadku typowych głów rakiet strategicznych, o energiach rzędu kilkuset kiloton i masach kilkuset kilogramów, jest to około 70 procent [12, 6.1]. Energia fotonów tej radiacji wynosi typowo kilka keV, a skala czasowa emisji jest zazwyczaj rzędu kilkuset nanosekund. Na wysokościach powyżej 80 km promieniowanie to jest w stanie docierać na wielokilometrowe odległości (rys. 3.18).

Przy dużych gęstościach energii miękkie promieniowanie X może powodować w obiektach, na które pada, naprężenia mechaniczne, wynikające z szybkiego ogrzania powierzchniowej warstwy materiału. W niewielkich odległościach od wybuchu następuje raptowne odparowanie wystawionej na radiację zewnętrznej warstwy i wzbudzenie fali uderzeniowej, biegnącej w głąb. Podobnie jak radiacja gamma, promieniowanie X może też wybijać elektrony z wewnętrznych i zewnętrznych powierzchni wystawionych na jego działanie obiektów, stając się źródłem SGEMP.

⁷Oczywiście działa na nie grawitacja, ale jej efekty są w tym przypadku znikome.

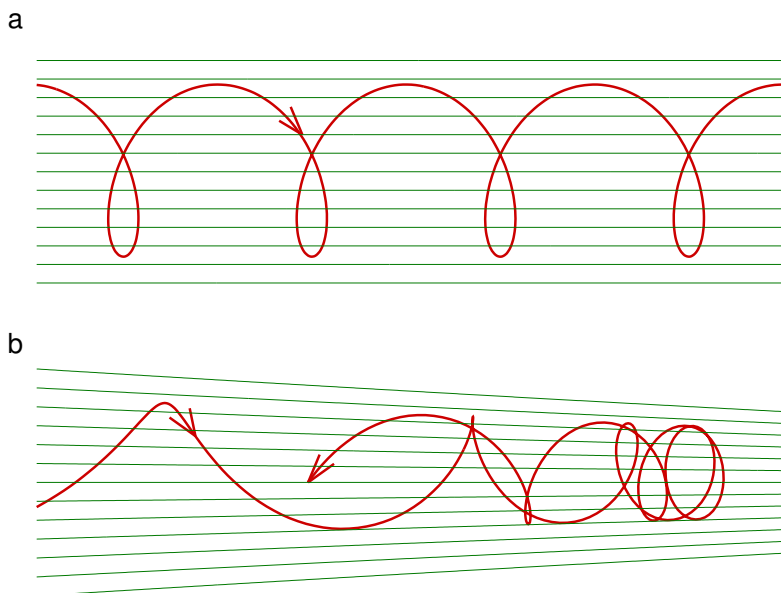
Przy wybuchu jądrowym na wysokości w zakresie 90–250 km istotna część energii kinetycznej rozszerzających się resztek ładunku przetwarzana jest w wyniku zderzenia z rozrzedzonymi gazami atmosferycznymi na promieniowanie ultrafioletowe. Część tej radiacji, emitowanej w ciągu kilku minut z wydłużonego w kierunku pionowym obszaru o rozmiarach dziesiątek lub setek kilometrów, z uwagi na energię fotonów także zalicza się do promieniowania jonizującego. Choć nie jest ono tak przenikliwe jak radiacja gamma lub X, może mieć niszczące działanie na niektóre materiały powierzchni satelitów, na przykład polimery.

Ponieważ czas trwania emisji wielu rodzajów radiacji przez wybuch jądrowy jest stosunkowo krótki, rozbiegają się one wokół miejsca detonacji w postaci koncentrycznych powłok o względnie niewielkiej grubości. Na przykład większość natychmiastowych fotonów gamma emitowana jest w czasie rzędu 10 nanosekund; rozchodzą się one więc w postaci rozszerzającej się warstwy o grubości rzędu 3 metrów. Dla termicznych fotonów X typowa skala czasowa ich emisji przekłada się na grubość warstwy rzędu stu metrów. W przypadku neutronów, ze względu na różnice prędkości, ich powłoka w miarę oddalania się od ładunku staje się coraz grubsza, z najszybszymi neutronami w najbardziej zewnętrznej warstwie. Liczba takich koncentrycznych powłok radiacji i ich struktura zależą od typu i budowy ładunku. Dwustopniowy ładunek termojądrowy wytwarza impuls gamma i neutronów w momencie zadziałania pierwszego stopnia, a po czasie rzędu mikrosekundy – kolejny impuls obu rodzajów radiacji, zazwyczaj silniejszy niż pierwszy.

Przebieg termicznego promieniowania X także może być złożony. Dotyczy to szczególnie ładunków termojądrowych, które wykorzystują sterowanie przepływem energii fotonów X z pierwszego stopnia do drugiego. Służące temu struktury, ulegając w czasie swego działania lub później zniszczeniu, mogą uwalniać energię w różnych momentach i kierunkach. Obserwacje wzbudzonego przez promieniowanie X świecenia rozrzedzonych gazów atmosferycznych, wykonane podczas przeprowadzonego na wysokości około 100 km testu „Dominic Kingfish” sugerują, że kilkusetkilonowy ładunek termojądrowy był źródłem trzech impulsów promieniowania rentgenowskiego, w odstępach 180–190 ns [82, s. 194]. Interpretacja tych danych nie jest jednak jednoznaczna.

6.8.2 Cząstki naładowane

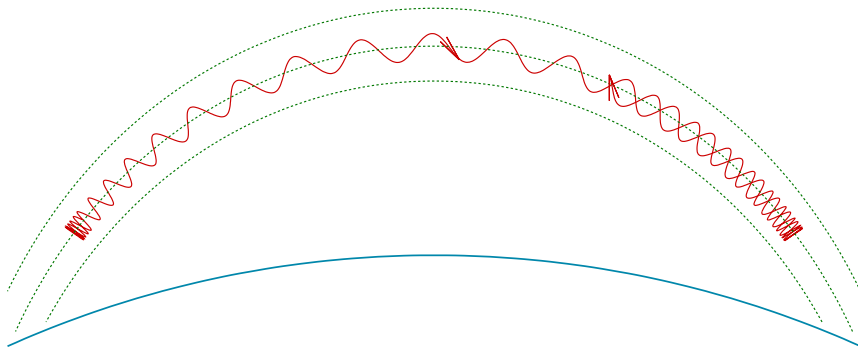
Na ruch niosących ładunek elektryczny cząstek w górnych warstwach atmosfery Ziemi i ponad nią istotny wpływ wywiera pole magnetyczne. Poruszająca się w takim polu cząstka naładowana doznaje siły, skierowanej pod kątem prostym do kierunku swego ruchu i do kierunku lokalnej linii pola. Wielkość tej siły jest proporcjonalna do iloczynu ładunku cząstki, indukcji pola, prędkości cząstki, oraz sinusa kąta między prędkością a liniami pola. Oznacza to, że siła ta zeruje się tylko dla cząstki biegnącej wzdłuż linii pola. Pod wpływem działającej siły ulega modyfikacji kierunek wektora prędkości cząstki: jego składowa prostopadła do linii pola wykonuje obrót wokół niej, natomiast składowa wzdłuż linii nie zmienia się. Tor cząstki jest więc zakrzywiony i ma postać linii śrubowej: cząstka obiega linię pola, jednocześnie poruszając się wzdłuż niej. Przykład takiej sytuacji przedstawiono na rysunku 6.20a. Promień ruchu śrubowego nazywany jest **pro-**



Rysunek 6.20: Tory ruchu przykładowych cząstek naładowanych w polu magnetycznym: a) jednorodnym, b) niejednorodnym, o indukcji wzrastającej w prawo.

mieniem Larmora; jest on tym mniejszy, im silniejsze pole i większy ładunek cząstki, natomiast rośnie z jej masą i składową prostopadłą prędkości. Dla elektronu o energii 1 MeV w typowym ziemskim polu magnetycznym około 35000 nT promień ten jest rzędu 100 m. Drogi cząstek alfa i beta, wysyłanych w wyniku rozpadów radioaktywnych, w gęstej atmosferze w pobliżu powierzchni Ziemi są zbyt krótkie, by ich krzywizna wywołana ziemskim polem magnetycznym miała istotne znaczenie. Jednak na większych wysokościach, w miarę spadku gęstości powietrza, wpływ tego pola staje się coraz ważniejszy.

Jeżeli wzdłuż obieganej przez cząstkę linii pola indukcja ulega zmianom, pobliskie linie nie są do niej dokładnie równoległe. Działająca na cząstkę siła ma wtedy składową wzdłuż obieganej linii, skierowaną od silniejszego pola do słabszego, czyli od większego zagęszczenia linii do mniejszego. Jeżeli w ruchu śrubowym cząstka zbliża się do obszaru silniejszego pola, a jej prędkość nie jest zbyt duża, zostanie ona – stale wykonując ruch obiegowy – zawrócona w kierunku pola słabszego. Zjawisko takie ukazano na rysunku 6.20b. Cząstki naładowane, umieszczone w obszarze między dwoma rejonami wyższej indukcji, mogą więc być w nim uwięzione. Efekt ten wykorzystywany jest w nauce i technice w zwierciadłach i pułapkach magnetycznych. Występuje także w polach magnetycznych planet, w tym również Ziemi, ponieważ linie pola magnetycznego w pobliżu biegunów magnetycznych zagęszczają się. Ilustrację możliwego toru cząstki naładowanej poza atmosferą przedstawia rysunek 6.21. W ziemskim polu magnetycznym, prócz śrubowego ruchu wokół linii pola oraz oscylacji między obszarami wyższej indukcji,

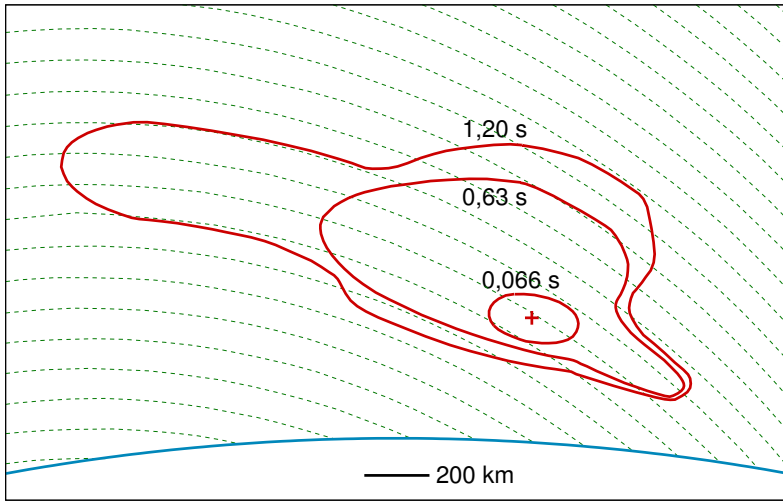


Rysunek 6.21: Ruch cząstki naładowanej w polu magnetycznym Ziemi, poza atmosferą. Dla ilustracji, promień ruchu śrubowego został znacznie powiększony.

cząstka podlega także znacznie wolniejszemu dryfowi prostopadle do linii pola. W wyniku tego, cząstki o różnych energiach i kierunkach prędkości, początkowo uwięzione w niewielkiej objętości wzdłuż danej linii pola, rozprzestrzeniają się także stopniowo na boki.

Przy wybuchu ponad atmosferą, ziemskie pole magnetyczne ulega zaburzeniu w wyniku gwałtownego rozszerzania się odparowanych i zjonizowanych resztek ładunku. Choć atomy o wyższych liczbach atomowych nie tracą całkowicie elektronów, jednak praktycznie wszystkie tracą pewną ich część. Zjonizowany gaz jest dobrym przewodnikiem; pole magnetyczne w jego obrębie zachowuje się tak, jakby jego linie były sprężystymi włóknami związanymi z otaczającym je ośrodkiem. Ekspansja pozostałości ładunku powoduje więc rozepchnięcie linii pola i utworzenie obszaru, w którym indukcja pola jest bliska zeru, natomiast w pobliżu jego brzegów jest ona zwiększona. Jednocześnie ruch gazu w kierunkach prostopadłych do linii pola jest hamowany. Rozmiary utworzonego obszaru są rzędu od dziesiątek do setek kilometrów; pewne zaburzenia pola docierają też na większe odległości, i na powierzchni Ziemi stanowią jedną ze składowych impulsu elektromagnetycznego. Wytworzony „bąbel” w polu magnetycznym zanika po kilku do kilkudziesięciu sekundach.

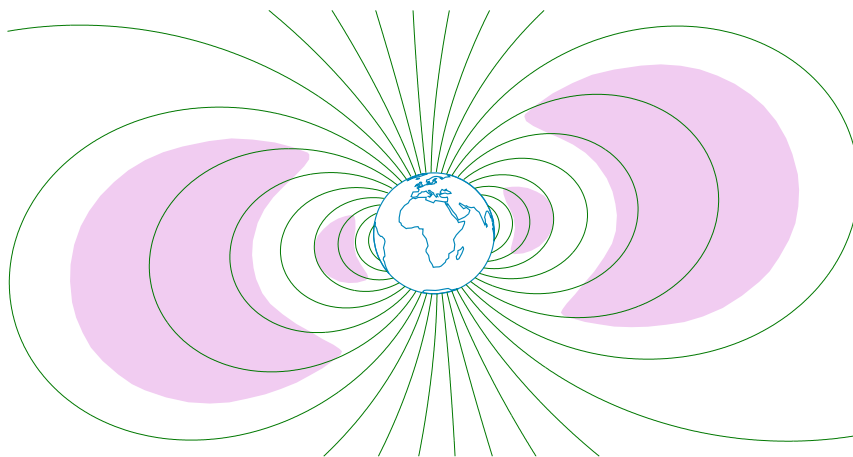
Jednym z głównych źródeł danych o skutkach wybuchów jądrowych na wysokości setek kilometrów stanowi wykonana w lipcu 1962 detonacja „Starfish Prime” – patrz ilustracja 3.20. Przeprowadzony 400 km nad powierzchnią oceanu wybuch wyzwolił energię 1,4 Mt, z czego około jednej czwartej stanowiła energia kinetyczna rozszerzających się pozostałości ładunku. Początkowa prędkość ruchu tego zjonizowanego gazu oszacowano na 1600 km/s. Utworzony w polu magnetycznym bąbel osiągnął w czasie rzędu sekundy maksymalne rozmiary – ponad tysiąc kilometrów w kierunku linii pola i kilkaset prostopadle do nich. Jeden z wariantów jego przypuszczalnego kształtu przedstawiono na rysunku 6.22. Powrót do normalnego układu pola trwał mniej więcej 15 sekund [56].



Rysunek 6.22: Orientacyjne kontury bąbla, utworzonego w polu magnetycznym w wyniku rozszerzania się zjonizowanego gazu po detonacji Starfish Prime. Punkt detonacji na wysokości 400 km zaznaczono krzyżykiem. Linie przerywane reprezentują linie *niezaburzonego* pola magnetycznego przed wybuchem. Źródło: [56].

Przy podanej prędkości energia kinetyczna przykładowego jonu aluminium wynosi 0,36 MeV; dla cięższych jonów jest to odpowiednio więcej. Jony o takich energiach przy uderzeniu w zewnętrzne powierzchnie satelitów mogą wbić się na głębokość rzędu ułamka mikrona i pozostać w nich, czyli ulec implantacji. Jeżeli jądra atomowe implantowanych jonów są radioaktywne, emitowane przez nie promieniowanie działa następnie na systemy satelity. Największe zagrożenie implantacją stnowią resztki ładunku po wybuchu powyżej około 600 km, gdzie zderzenia z atomami lub jonami gazów atmosferycznych są na tyle rzadkie, że szybkie jony mogą zachować znaczną część energii. Na wysokościach w zakresie 250–600 km pozostałości ładunku tracą energię w zderzeniach, nadając jonom gazów atmosferycznych energie do kilkuset keV i elektronom do kilkudziesięciu keV. Poniżej 250 km energie poszczególnych cząstek spadają na rzecz wzrostu średniej temperatury coraz gęstszego – choć wciąż bardzo rzadkiego – ośrodka.

Kolejnym istotnym na dużych wysokościach rodzajem promieniowania jonizującego jest radiacja beta, pochodząca z rozpadu produktów rozszczepienia i aktywacji neutronowej. Dwa aktywne jądra, powstałe przy rozszczepieniu jednego jądra uranu lub plutonu, emitują łącznie średnio sześć elektronów, nim staną się stabilne. Typowe energie emitowanych elektronów są rzędu 1 MeV. Ta ich część, która kierowana przez pole magnetyczne dociera do wysokości 50–60 km, wchodzi w interakcje z gazami atmosferycznymi, powodując ich częściową jonizację i wywołując zjawiska luminescencji. Świeący w ten sposób obszar nazywany jest plamą beta (*beta patch*) lub, w sytuacji gdy linie pola biegną pod małym kątem do poziomu, i rejon świecenia jest wydłużony – rurą beta (*beta tube*).



Rysunek 6.23: Schematyczny przekrój pola magnetycznego Ziemi i otaczających ją naturalnych pasów radiacyjnych van Allena, zaznaczonych jasnofioletowym kolorem. Rzeczywiste rozmiary pasów zmieniają się, głównie w zależności od aktywności Słońca.

Źródłem radiacji beta są też neutrony, które ulegają rozpadowi z $t_{1/2}$ około 15 minut, przy czym powstają elektron, proton i antyneutrino. Względnie długi okres rozpadu powoduje, że tylko niewielka część neutronów zdąży rozpaść się przed trafieniem w atmosferę lub ucieczką poza obszar typowych orbit satelitów. Ponieważ jednak ruch obojętnych elektrycznie neutronów nie jest ograniczany przez pole magnetyczne, ich rozpad może dostarczyć pewną ilość cząstek naładowanych w pobliżu obiektów, które inaczej nie byłyby na nie narażone.

Ponad atmosferą, w obszarach przestrzeni o kształcie grubych, otaczających Ziemię pierścieni, znajduje się naturalna populacja uwieczonych w polu magnetycznym cząstek naładowanych, zawdzięczająca swe istnienie głównie działaniu wiatru słonecznego i promieniowania kosmicznego⁸; zwane są one pasami radiacyjnymi van Allena – rysunek 6.23. Uwolnienie przez wybuch jądrowy znacznej liczby naładowanych cząstek może wielokrotnie zwiększyć ich liczbę w niektórych rejonach istniejących pasów radiacyjnych lub stworzyć tymczasowo nowe. W ich obrębie cząstki beta mogą przemieszczać się przez wiele miesięcy, powodując zwiększoną awaryjność satelitów, których orbity przecinają te obszary. Detonacja „Starfish Prime” spowodowała w ciągu kilku następných miesięcy uszkodzenie co najmniej 8 spośród 24 satelitów, znajdujących się wtedy na orbitach wokół Ziemi [44, IV.B]; awarii uległ między innymi pierwszy satelita telekomunikacyjny „Telstar”.

Rozkład przestrzenny wytworzonych obszarów podwyższonej radiacji zależy od wysokości wybuchu i miejsca, nad którym następuje detonacja. Linie ziem-

⁸Wiatr słoneczny – strumienie cząstek naładowanych wysyłanych przez Słońce. Promieniowanie kosmiczne – pochodzące spoza Układu Słonecznego strumienie cząstek naładowanych o wysokich energiach.

skiego pola magnetycznego zbliżają się ku powierzchni w okolicach biegunów magnetycznych, w wysokich szerokościach geograficznych. Przy eksplozji nad tymi rejonami część cząstek naładowanych może więc wzdłuż linii pola osiągnąć odległości od powierzchni znacznie przekraczające wysokość wybuchu. Według [44], tego rodzaju detonacja jądrowa byłaby groźna nawet dla satelitów geostacjonarnych, znajdujących się na orbicie ponad 5 promieni Ziemi od powierzchni. Wy-magałoby to jednak energii wybuchu rzędu 10 Mt.

Według tego samego źródła, detonacja o energii 5 megaton na wysokości 200 km nad punktem o szerokości geograficznej 22,5 stopnia naraziłaby personel Międzynarodowej Stacji Kosmicznej na dawki promieniowania, wywołujące śmierć w ciągu kilku godzin, czyli wielokrotnie przekraczające „zwykłą” dawkę śmiertelną.

6.8.3 Zakłócenia łączności i radarów

Oprócz działania bezpośrednio na cele, promieniowanie jonizujące wybuchu na dużej wysokości podnosi poziom jonizacji wyższych warstw atmosfery na znaczym obszarze. Wpływa to na rozchodzenie się fal radiowych i mikrofal, zakłócając działanie łączności oraz radarów.

Jonizacja wywołana przez natychmiastowe promieniowanie gamma oraz neutrony, a także przez termiczne promieniowanie X jest względnie krótkotrwała. Znacznie dłużej istotnym źródłem jonizacji atmosfery pozostaje rozpad beta produktów rozszczepienia. Fakt, że zawierające te produkty zjonizowane resztki ładunku oraz emitowane przez nie promienie beta rozprzestrzeniają się zgodnie z liniami pola magnetycznego powoduje, że zakłócenia mogą wystąpić także w obszarach odległych od miejsca wybuchu, po drugiej stronie równika magnetycznego planety – patrz rysunek 6.21. Oprócz dodatkowej jonizacji, detonacja jądrowa powoduje też przemieszczenia rozrzedzonego gazu w obrębie jonosfery, co także ma wpływ na warunki propagacji fal radiowych.

Wykorzystywanych jest kilka sposobów rozchodzenia się fal radiowych w pobliżu powierzchni Ziemi. Transmisja bezpośrednia, po prostej łączącej nadajnik i odbiornik, ograniczona jest przez horyzont danej wysokości nadajnika. Jest to jedyna dostępna metoda przy częstotliwościach powyżej około 30 MHz. Poniżej tej wartości możliwe jest także wykorzystanie załamania fal radiowych w jonosferze. W tej otaczającej Ziemię powłoce, gdzie rozrzedzony gaz jest częściowo zjonizowany przez promieniowanie ultrafioletowe Słońca, wyróżnia się kilka warstw – obecną tylko w dzień warstwę D na wysokościach od około 60 do 90 kilometrów, E od 90 do 150 i F – od 150 do mniej więcej tysiąca kilometrów. Biegący w górę pod kątem sygnał radiowy o wystarczająco niskiej częstotliwości ulega w jonosferze załamaniu z powrotem w kierunku powierzchni, co pozwala na łączność poza horyzont. Naprzemienne załamania w jonosferze i odbicia od powierzchni dają możliwość odbierania sygnału w odległości wielu tysięcy kilometrów. Innym sposobem propagacji fal radiowych, dostępnym w zakresie poniżej około 3 MHz, jest wykorzystanie ich ugięcia na zakrzywionej powierzchni Ziemi. Fale takie rozchodzą się wówczas jako „ground wave”, co także pozwala na łączność poza zasięg linii widzenia.

Spowodowane wybuchem jądrowym zakłócenia w największym stopniu dotyczą systemów, wykorzystujących załamanie fal radiowych w jonosferze. Modyfikacje rozmieszczenia, struktury i poziomu jonizacji obszarów zjonizowanych pociągają za sobą zmiany kierunku załamania się sygnału oraz wzrost jego absorpcji w warstwach, przez które przechodzi. Zakłócenia w zakresach częstotliwości od kilku kHz do około 30 MHz mogą obejmować obszary o rozmiarach tysięcy kilometrów i trwać od minut do wielu godzin [74, 10.122]. Wyższe częstotliwości, używane do bezpośredniej łączności wzdłuż linii widzenia, są mniej dotknięte przez efekty eksplozji nuklearnej. W paśmie UHF (0,3-3 GHz) zakłócenia trwać mogą kilka minut, jeżeli linia transmisji przechodzi przez obszar silnej jonizacji w odległości kilkudziesięciu kilometrów od wybuchu. Mało wrażliwa na efekty detonacji jądrowych jest także łączność na względnie niskich częstotliwościach, wykorzystująca „*ground wave*”.

Niektóre typy radarów pozahoryzontalnych wykorzystują załamanie w jonosferze, co pozwala na detekcję celów z odległości tysięcy kilometrów. Podobnie jak w przypadku komunikacji, związane z detonacją jądrową na dużej wysokości zakłócenia funkcjonowania takich systemów mogą trwać wiele godzin; mogą one przejawiać się nie tylko niewykryciem rzeczywistych obiektów, ale także fałszywymi detekcjami pozornych.

Większość radarów pracuje na zbyt wysokich częstotliwościach, by ich wiązki ulegały załamaniu w jonosferze. W związku z tym, związane z wybuchem jądrowym zakłócenia ich działania mają miejsce, gdy obszar wywołanej przezeń silnej jonizacji znajduje się na linii prostej między anteną radaru a wykrywanym obiektem. Czas trwania takich zakłóceń jest względnie krótki, rzędu minut. W niektórych przypadkach ten krótki okres może jednak być szczególnie istotny. Jednym z rozważanych sposobów wykorzystania wybuchów jądrowych na dużych wysokościach było wykonane minuty przed właściwym atakiem oślepienie radarów przeciwnika, wykorzystywanych przez system obrony przed nadlatującymi głowicami.